

Observatório Nacional
Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações

Análise espectroscópica em alta resolução de estrelas
candidatas a estrelas de Bário

Autora:

Ayslana Sonally da Silva Souza

Orientador:

Dr. Claudio Bastos Pereira

**Dissertação de Mestrado para a obtenção do título de Mestre em
Astronomia**

01 de Junho de 2023

“Fora de eu pensar e de haver quaisquer pensamentos; A noite anoitece concretamente; E o fulgor das estrelas existe como se tivesse peso.”

Fernando Pessoa

Ao ato de persistir

Agradecimentos

À minha família, Selma, Samuel e Matheus, por todo o suporte, companheirismo e amor. Não foi fácil trilhar esta jornada distante de vocês, mas em hipótese alguma me deixaram sozinha. A fé que vocês depositaram em mim foi fundamental para que eu conseguisse chegar ao meu objetivo.

Ao meu orientador, Claudio Bastos Pereira. Obrigada pelo tempo dedicado ao longo dos dois anos de orientação, pelo suporte, por ter me dado a oportunidade de desenvolver este projeto; e por acreditar em mim.

A todos os pesquisadores do Observatório Nacional que contribuíram para a minha formação, Simone Daflon, Fernando Roig, Roderik Overzier, Carlos Bengaly, Julio Camargo, Ricardo Ogando, Nacizo Holanda, Marcelo Borges e Eduardo Telles.

Aos meus amigos da casa branca, Thais Lemos, Bruno Ribeiro, Gabriel Rodrigues, Xiaoyun Shao, Rodolpho Degen, Camila Franco, Mariana lopes, Dironh Barbosa e Karyne Almeida. A presença de vocês tonou mais fácil a jornada até aqui, obrigada por compartilhar comigo as conversas produtivas que temos em nosso horário de almoço. Agradeço especialmente à Ellen Almeida, por sempre me ajudar com as minhas dúvidas e por ter se tornado uma grande amiga nesta jornada. Agradeço ao meu amigo e colega de sala, Agripino Segundo, que por muitas vezes me ajudou com as dúvidas relacionadas a programação.

À Pós-Graduação do Observatório Nacional, por todo o suporte e comprometimento que oferecem aos estudantes.

À CAPES e a FAPERJ pelo apoio financeiro para a execução deste trabalho.

Resumo

Análise espectroscópica em alta resolução de estrelas candidatas a estrelas de Bário

por Ayslana Sonally da Silva Souza

As estrelas de bário são estrelas do tipo G e K que apresentam, em suas atmosferas, sobreabundância dos elementos sintetizados pelo processo lento de captura de nêutrons (processo-*s*) e assinaturas espectrais características das moléculas C₂, CH e CN. Esta sobreabundância chama atenção pelo fato das estrelas de bário não possuírem condições físicas necessárias para sintetizar elementos do processo-*s* em seus núcleos. Estes elementos, por sua vez, são formados por estrelas do AGB e transportados para a superfície destes objetos quando os mesmos estão na fase de pulsos térmicos, assumindo o cenário de binaridade já bem definido, a transferência dos elementos para a sua companheira binária, agora estrela de bário, ocorre por meio do mecanismo de transferência de massa. Estrelas quimicamente peculiares tais como as estrelas de bário são objetos de particular interesse astrofísico. A isto, deve-se o fato de que as estrelas de química peculiar podem fornecer importantes testes e restrições aos modelos teóricos de nucleossíntese através dos perfis de abundâncias exibidos em suas atmosferas; e somente uma análise química detalhada é capaz de fornecer padrões de abundâncias cada vez mais completos. O objetivo deste trabalho consiste na determinação de abundâncias químicas para 6 estrelas candidatas a estrelas de bário e na verificação da classificação destas estrelas como sendo estrelas de química peculiar, como foram anteriormente reportadas na literatura. Para isso, investigamos as abundâncias dos elementos: Sr, Y, Zr, Ce, Nd, Sm, Ni e Rb. Os espectros de alta resolução utilizados para as análises foram obtidos por meio do GRACES (do inglês, *Gemini Remote Access to CFHT ESPaDOnS Spectrograph*) e o telescópio utilizado para a observação foi o Gemini Norte, que possui 8 metros de diâmetro. Como resultado, observamos sobreabundância dos elementos do processo-*s* em três estrelas da nossa amostra, ao mesmo tempo que para outras três, os padrões de abundância foram compatíveis com os de estrelas gigantes do campo da Galáxia.

Abstract

Análise espectroscópica em alta resolução de estrelas candidatas a estrelas de Bário

by Ayslana Sonally da Silva Souza

Barium stars are G and K type stars that exhibit an overabundance of elements synthesized through the slow neutron capture process (s-process) in their atmospheres, along with characteristic spectral signatures of C₂, CH, and CN molecules. This overabundance is notable because barium stars do not have the necessary physical conditions to synthesize s-process elements in their own cores. These elements, in turn, are formed by asymptotic giant branch (AGB) stars and transported to the surface of these objects during thermal pulses. Assuming the well-established binary scenario, the transfer of these elements to their binary companion, now a barium star, occurs through the mechanism of mass transfer. Chemically peculiar stars, such as barium stars, are objects of particular astrophysical interest. This is due to the fact that chemically peculiar stars can provide important tests and constraints for theoretical models of nucleosynthesis, through the abundance profiles exhibited in their atmospheres. Only a detailed chemical analysis is capable of providing increasingly complete abundance patterns. The objective of this work is to determine chemical abundances for 6 candidate barium stars and verify the classification of these stars as chemically peculiar stars, as previously reported in the literature. To achieve this, we investigated the abundances of the following elements: Sr, Y, Zr, Ce, Nd, Sm, Ni, and Rb. High-resolution spectra used for the analysis were obtained using GRACES (*Gemini Remote Access to CFHT ESPaDOnS Spectrograph*), with observations conducted at the Gemini North telescope, which has an 8-meter diameter. As a result, we observed overabundance of s-process elements in three stars of our sample, while for the other three, the abundance patterns were consistent with those of field giant stars in the Galaxy.

Sumário

Agradecimentos	v
Resumo	vi
Abstract	vii
Sumário	viii
Lista de figuras	xi
Lista de tabelas	xv
1 Estrelas de Bário	1
2 Formação de Elementos Pesados: O Processo-<i>s</i>	5
2.1 Visão Geral da Nucleossíntese estelar: Uma breve perspectiva histórica . .	5
2.2 Reações Nucleares	6
2.3 Mecanismo de captura de nêutrons	10
2.4 O processo- <i>s</i>	12
2.5 Sítios astrofísicos do processo- <i>s</i>	15
3 Seleção e observação da amostra	19
3.1 Identificação de estrelas candidatas a estrelas de Bário	19
3.2 Candidatas a estrelas de Bário	21
4 Obtenção dos parâmetros atmosféricos	25
4.1 Largura equivalente	25
4.2 Parâmetros Atmosféricos	30
4.2.1 Temperatura efetiva	31
4.2.2 Gravidade superficial	31
4.2.3 Velocidade de microturbulência	32
4.2.4 Metalicidade	33
4.2.5 Determinando a solução para os parâmetros atmosféricos	34
4.2.6 Incertezas nos parâmetros atmosféricos	35

5	Massas e luminosidades das estrelas da amostra	37
5.1	Diagrama de Kiel	37
5.2	Luminosidades	38
6	Determinação da abundância química do níquel e elementos do processo-<i>s</i>	45
6.1	Abundâncias obtidas utilizando medidas de largura equivalente	45
6.2	Abundâncias obtidas utilizando síntese espectral	48
6.3	Incertezas nas abundâncias	49
7	Resultados e Discussão	53
7.1	Incertezas nas abundâncias dos elementos	53
7.2	Níquel	54
7.3	Elementos do processo- <i>s</i>	55
7.3.1	Estrôncio	56
7.3.2	Ítrio	56
7.3.3	Zircônio	56
7.3.4	Cério	57
7.3.5	Neodímio	57
7.3.6	Samário	57
7.4	A razão [Rb/Zr] como um indicador da eficiência do processo- <i>s</i>	57
7.5	Índices do processo- <i>s</i>	59
8	Conclusões e perspectivas futuras	63
A	Listas de Linhas e Larguras Equivalentes	67
	Referências Bibliográficas	83

Lista de Figuras

1.1	Transferência de massa em um sistema binário	3
2.1	O eixo Y do gráfico representa a energia média de ligação por núcleon, enquanto que o eixo X é referente a massa atômica. Figura retirada de Eisberg et al. (1975).	8
2.2	Padrão de abundância solar com a normalização para 10^6 . Figura retirada de Kippenhahn et al. (2012).	10
2.3	Fragmento da tabela de núclídeos. A letra S indica os núclídeos formados pelo processo de captura de lenta de nêutrons (processo s), a letra R representa os elementos formados pela captura rápida de nêutrons (processo r) e a letra P representa os elementos formados pelo processo de captura de prótons (processo P). Figura extraída de Audouze and Vauclair (2012).	11
2.4	Curva de σN_S para o sistema solar <i>versus</i> A. Normalizada para $A(Si) = 6$. Figura extraída de Clayton (1983).	14
2.5	Diagrama Hertzsprung-Russell (H-R). Figura extraída de de Castro (2010).	16
2.6	Estrutura interna de uma estrela no AGB (fora de escala). Figura extraída de Karakas and Lattanzio (2014).	16
3.1	Diagrama de Kiel	21
3.2	Distribuição de $\log g$, T_{ef} e $[M/H]$	21
3.3	Distribuição da ascensão reta (RA), declinação (DEC) e magnitude aparente V(mag) das subclasses da amostra.	22
4.1	Figura de Walter J. Maciel (1991)	27
4.2	Medida de largura equivalente de uma linha de absorção.	29
4.3	Medida de largura equivalente utilizando a função <i>de-blend</i>	29
4.4	Modelo atmosférico para uma dada temperatura, gravidade superficial e metalicidade.	30
4.5	Diagrama que representa a correlação entre o logaritmo da abundância de FeI e o potencial de excitação (χ) para a estrela GAIA 1174588416320093696. Os quadrados pretos são as abundâncias referentes as linhas de absorção utilizadas. A linha composta por traços menores trata-se de um ajuste feito a partir do coeficiente angular nulo e a linha composta por traços maiores é referente ao ajuste com um valor próximo a zero para o coeficiente angular e uma abundância média de $\log \epsilon_{\text{Fe}}$ de $\cong 6.76$	32

4.6	Gráfico que representa o comportamento da abundância do FeI em relação à largura equivalente reduzida para o objeto GAIA 1174588416320093696. Os quadrados pretos são as abundâncias referentes as linhas de absorção utilizadas. A linha composta por traços menores trata-se de um ajuste feito a partir do coeficiente angular nulo e a linha composta por traços maiores é referente ao ajuste com um valor próximo a zero para o coeficiente angular e uma abundância média de $\log \varepsilon[\text{Fe}] \cong 6.76$	33
4.7	Gráficos de obtenção dos parâmetros atmosféricos	35
5.1	Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas da estrela com metalicidade $Z = 0.004$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto Gaia DR2 1238757937846366848 com as respectivas incertezas.	38
5.2	Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas das estrelas com metalicidade $Z = 0.006$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. As estrelas representam os objetos 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e Gaia DR2 1174588416320093696 com as respectivas incertezas.	39
5.3	Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas da estrela com metalicidade $Z = 0.01$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto Gaia DR2 4013936491922914944 com as respectivas incertezas.	40
5.4	Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas das estrelas com metalicidade $Z = 0.03$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto TYC 2036-749-1 com as respectivas incertezas.	41
6.1	O espectro observado (linhas em azul) e o espectro sintético (linhas cheias em preto). As linhas tracejadas representam uma variação na abundância do rubídio de forma que temos $\Delta \log \varepsilon(\text{Rb}) \pm 0.30$, e por último, consideramos um cenário em que não houvesse a contribuição do rubídio para essa região.	49
7.1	Diagrama que mostra a relação entre $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ para as estrelas analisadas neste trabalho (pontos pretos) em comparação com as gigantes do campo da Galáxia (pontos em cinza) e as estrelas gigantes de bário (pontos em azul) encontradas na literatura. A referência utilizada para as estrelas do campo da Galáxia foi Luck and Heiter (2007) e para as estrelas gigantes de bário utilizamos os dados de de Castro et al. (2016).	55

7.2	Razões de abundâncias $[X/Fe]$ obtidas nas análises deste trabalho. Sendo Sr, Y, Zr, Ce, Nd e Sm, elementos produzidos pelo processo de captura lenta de nêutrons e o Rb um indicador do processo s. Os pontos em cinza são dados de diferentes fontes da literatura para as estrelas gigantes do campo da Galáxia (Gratton and Sneden 1994, Burris et al. 2000, Mishenina et al. 2006, Luck and Heiter 2007, Takeda et al. 2008, Mena et al. 2017, Forsberg et al. 2019, e Takeda 2021). Os pontos em azul são dados da literatura para estrelas de bárrio (de Castro et al. 2016, Roriz et al. 2021, Roriz et al. 2023) e os pontos pretos, representam as respectivas razões de $[X/Fe]$ para as estrelas analisadas neste trabalho. O marcador no gráfico referente ao zircônio trata-se das incertezas em $[X/Fe]$ para os resultados de abundâncias obtidos.	58
7.3	Diagrama que mostra a relação entre $[Rb/Zr]$ <i>versus</i> $[Fe/H]$ para as estrelas analisadas neste trabalho (pontos pretos) e as estrelas gigantes de bárrio (pontos em azul) encontradas na literatura (Roriz et al., 2021). . . .	59
7.4	O primeiro gráfico representa o diagrama com a relação entre os índices do processo s $[s/Fe]$ e $[hs/ls]$ <i>versus</i> $[Fe/H]$ para as estrelas da amostra (pontos pretos) em comparação com a literatura. Os pontos azuis representam as estrelas gigantes de bárrio (de Castro et al. 2016) e os pontos em cinza as gigantes do campo da Galáxia (Luck and Heiter 2007). . . .	61

Lista de Tabelas

3.1	Informações a respeito da observação da amostra.	24
4.1	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra mais incertezas. . .	36
5.1	Resultados para as massas e luminosidades das estrelas da amostra. . . .	42
6.1	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	46
6.2	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	46
6.3	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	47
6.4	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	47
6.5	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	47
6.6	Resultados para os parâmetros atmosféricos da amostra e incertezas. . . .	47
6.7	Resultados para a abundância do Rubídio nas estrelas da amostra.	48
6.8	Incerteza nas abundâncias químicas devido às incertezas nos parâmetros atmosféricos.	50
6.9	Incerteza nas abundâncias químicas devido às incertezas nos parâmetros atmosféricos.	51
A.1	Lista de linhas de Fe I e Fe II utilizadas na determinação dos parâmetros atmosféricos.	68
A.2	Lista de linhas dos elementos do processo-s utilizadas na determinação das abundâncias.	74
A.3	Lista de linhas do Ni utilizadas na determinação das abundâncias.	78
A.4	Lista de linhas utilizadas na síntese do Rubídio.	81

Capítulo 1

Estrelas de Bário

Tendo sido identificadas como um grupo distinto de estrelas de química peculiar, as estrelas de bário são gigantes do tipo espectral G/K, ou anãs (e.g., Allen and Barbuy 2006). Suas temperaturas variam entre 4000 e 6000 K. Os primeiros a ressaltarem as características químicas peculiares desse grupo estelar foram Bidelman and Keenan (1951). Neste trabalho os autores analisaram estrelas gigantes G e K. Em seus espectros, estes objetos exibiam linhas intensas dos elementos do processo-*s*, como as linhas de BaII em 4554Å e SrII em 4077Å. Os autores detectaram ainda assinaturas moleculares de CH, CN e C₂.

A presença de linhas atômicas de elementos pesados nos espectros dessas estrelas chama atenção, pois, conforme a teoria de nucleossíntese estelar, as estrelas de bário não possuem as condições físicas interna necessárias para sintetizarem em seus núcleos os elementos do processo-*s* que assinam os seus espectros. Por esse motivo, investigar os espectros de estrelas de bário tornou-se um assunto de grande interesse para muitos astrofísicos. O motivo destes objetos não poderem sintetizar tais elementos em seu interior é explicado considerando o estágio evolutivo em que estas estrelas se encontram. No Capítulo 2 veremos que a fonte de nêutrons para a formação de elementos pesados, sintetizados pelo processo-*s*, é abrigado no interior das estrelas no ramo assintótico das gigantes (ABG, do inglês *asymptotic giant branch*). Estrelas AGB são detentoras de uma magnitude bolométrica entre $-6 < M_{bol} < -5$, contudo, para as estrelas de bário essa grandeza assume o valor de $M_{bol} > -3$, indicando que estes objetos ainda não estão na fase do AGB. Dessa forma, as estrelas bário são objetos menos evoluídos do que os que conseguem sintetizar elementos pesados em seus núcleos. Conseqüentemente, conseguir explicar a existência desses elementos nas atmosferas das estrelas de bário tornou-se um curioso objeto de pesquisa, até que, McClure et al. (1980) observou, por meio de um estudo de velocidades radiais, que tais objetos apresentavam variações de velocidade

radial. Esse efeito ocorre devido ao movimento orbital dessas estrelas, efeito de sua possível natureza binária. Desde então, a natureza peculiar química das estrelas de bário começou a ser discutida com base neste novo cenário. O fato das estrelas de bário terem origem em um cenário de binaridade foi investigado e confirmado ao longo dos anos. Estudos recentes, tendo como objeto de pesquisa a variação da velocidade radial para investigar a natureza binária de estrelas de bário, tem exibido resultados positivos para a natureza binária desta classe de estrelas de química peculiar (e.g., Escorza et al. 2019).

Portanto, a afirmação de que as estrelas de bário pertencem a um sistema binário trouxe uma explicação de como ocorre o enriquecimento dos elementos do processo nas atmosferas dessas estrelas. No contexto do sistema binário, a estrela inicialmente mais massiva, quando no ramo assintótico das gigantes, draga o material sintetizado em seu interior para a sua superfície, por meio dos processos conhecidos como terceira dragagem. O enriquecimento da atmosfera da estrela companheira ocorre por meio dos ventos estelares (e.g., Escorza et al. 2020, Stancliffe 2021) ou “*Roche lobe overflow*” (Boffin and Jorissen 1988), que trata-se de um evento onde a matéria da estrela em expansão é atraída pela força gravitacional para a sua companheira. Nestes dois possíveis cenários, a estrela mais massiva transfere parte desse material para a companheira menos evoluída.

O objeto que recebe o material cedido de sua companheira, enriquecido extrinsecamente, passa a ser uma estrela de bário (ver Figura 1.1). Enquanto isso, ao evoluir, a estrela antes mais massiva passa a ser uma anã branca. Portanto, estima-se que as companheiras binárias das estrelas de bário sejam estrelas anãs brancas (Kong et al. 2018, Jorissen et al. 2019). Além de estrelas gigantes incorporarem essa amostra, existem trabalhos onde foram investigadas as chamadas anãs de bário e, atualmente, sabe-se que as estrelas de bário podem ser encontradas na sequência principal, na fase subgigante e na fase gigante (Escorza et al. 2020). Partindo do pressuposto que estrelas de bário são encontradas também na fase de sequência principal, as chamadas, anãs de bário, presume-se que exista uma evolução das estrelas anãs de bário resultando em gigantes de bário. Alguns dos trabalhos que investigaram a composição química destes objetos (e.g., Allen and Barbuy 2006, Pereira 2005).

As atmosferas das estrelas AGBs são difíceis de serem investigadas por seus espectros apresentarem bandas moleculares intensas (Käppeler 2011). Diferente das AGBs, os espectros das estrelas de bário são mais fáceis de analisar por estas estrelas serem mais quentes. Desta forma, encontra-se nas atmosferas das estrelas de bário a oportunidade de investigar acerca das condições físicas de sua companheira binária mais evoluída

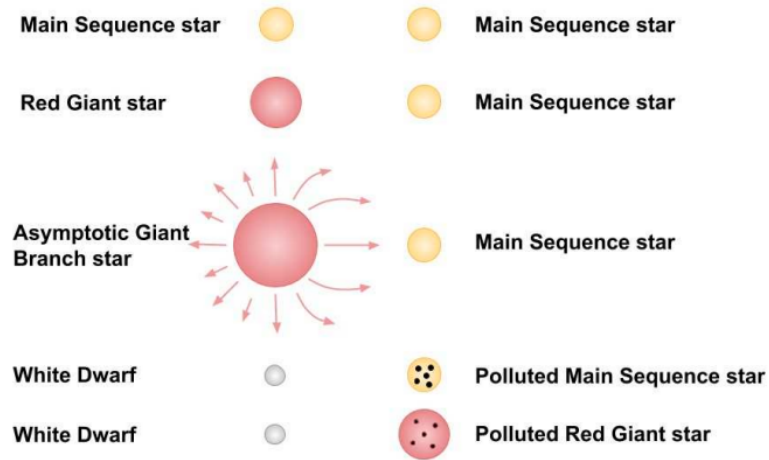


FIGURA 1.1: Esquema que demonstra a evolução das componentes de um sistema binário. O objeto que está na esquerda representa a componente mais massiva, enquanto o da direita, a componente menos massiva. A imagem ilustra a transferência de massa que ocorre no sistema binário e, como consequência disso, é possível ver uma das componentes com a atmosfera enriquecida. A imagem foi extraída de Jorissen (2019).

(Stancliffe 2021). Assim, estes objetos são um meio para acessar informações a respeito da nucleossíntese das estrelas do AGB.

Para realizar uma análise que permita inferir conclusões a respeito dos mecanismos de nucleossíntese e, que permita que possamos impor restrições aos modelos teóricos, é necessário um estudo a respeito da abundância química dos elementos produzidos pelo processo de captura lenta de nêutrons. As estrelas gigantes de bário podem ser excelentes laboratórios, sendo esta a maior amostra de estrelas quimicamente peculiares, que apresentam sobreabundância dos elementos sintetizados pelo processo-*s* em relação ao Sol (Snedden et al. 2008, Pereira et al. 2011). A vantagem em analisar objetos bem conhecidos está fundamentada no fato de existir uma maior facilidade em fornecer dados estatísticos comparativos para os parâmetros que se pretende investigar (Pereira and Drake 2009; Drake and Pereira 2008). Neste trabalho, realizamos um estudo em espectroscopia de alta resolução na região do óptico para 6 estrelas gigantes vermelhas, extraídas do *survey* de Norfolk et al. (2019), onde os autores realizaram um estudo a respeito da composição química destas estrelas e as classificaram como sendo candidatas a estrelas de bário. Com a análise destas estrelas temos o intuito de investigar a sua composição química e um possível enriquecimento em elementos do processo-*s*.

O trabalho está estruturado da seguinte forma: Capítulo 2 descreve a formação dos elementos pesados; o Capítulo 3 descreve como foi feita a seleção da amostra e quais instrumentos foram utilizados para a obtenção dos espectros; o Capítulo 4 descreve a obtenção dos parâmetros atmosféricos; o Capítulo 5 descreve como foram obtidas as

massas e luminosidades para as estrelas da amostra; o Capítulo 6 descreve a metodologia utilizada para a obtenção das abundâncias dos elementos analisados; o Capítulo 7 mostra os resultados e discussões a respeito das abundâncias observadas para as estrelas da amostra; e, por fim, o Capítulo 8 contém as conclusões e perspectivas futuras do trabalho.

Capítulo 2

Formação de Elementos Pesados: O Processo-*s*

2.1 Visão Geral da Nucleossíntese estelar: Uma breve perspectiva histórica

No decorrer do processo de evolução do Universo foram criados cenários que proporcionaram as condições fundamentais para a nucleossíntese dos elementos químicos. As pesquisas nesse ramo foram impulsionadas graças aos seguintes trabalhos: em meados da década de 40 Hoyle (1946) apresentou seu trabalho, durante a *Royal Astronomical Society*, com o intuito de mostrar a sua teoria a respeito da formação dos elementos no interior das estrelas. Neste trabalho, ele sugeria que a formação dos elementos além do hidrogênio se dava no interior estelar. Contudo, em 1948 Alpher et al. (1948) sugeriu a existência de um início para o universo e trouxe a ideia de nucleossíntese primordial. Essa ideia ficou posteriormente conhecida como: nucleossíntese primordial de George Gamow. Nesse cenário, os elementos químicos teriam sido gerados instantes após o nascimento do Universo.

Como resposta aos estudos nessa área, descobriu-se que, no cenário da nucleossíntese primordial de Gamow somente elementos leves, com baixos valores para número atômico ($A \leq 12$), poderiam ser formados. Exemplos desses elementos são: lítio, boro e berílio. Somando isso à observação do tecnécio ($Z = 43$) em estrelas S, feita por Merrill (1952), as dúvidas sobre a veracidade da teoria apresentada por Hoyle iam se esvaindo. Pois, considerando a meia vida do tecnécio e juntando ao fato dele poder ser observado em estrelas, isso certamente indicava que as estrelas tinham o produzido em seu interior.

Um artigo publicado em 1957, tendo como tema central a determinação de abundâncias de objetos do sistema solar, foi o que veio trazer a confirmação da teoria de nucleossíntese estelar. O trabalho de Burbidge et al. (1957), que ficou conhecido como B^2FH trouxe, ao todo, oito processos que acontecem no interior estelar para formar os elementos químicos. Sendo esses processos de suma importância pelo fato de expor, de forma teórica, as abundâncias químicas do Universo e também do Sistema Solar. Contudo, somente por meio de testes de falseabilidade é que uma teoria pode se provar verdadeira ou não. Nesse contexto, o estudo de abundâncias químicas das estrelas é o que comprova a teoria dos processos das reações nucleares que ocorrem no interior estelar.

Um bom exemplo são os objetos de estudo do presente trabalho. Aqui, investigaremos a natureza peculiar química de estrelas conhecidas como estrelas de bário, estas são enriquecidas por elementos de número atômico maior que o ferro. Tais elementos são formados por meio do processo de captura de nêutrons lenta, o processo- s , um dos descritos por B^2FH . Dessa forma, existe a oportunidade de investigar quais elementos químicos podem ser formados por esse processo e ainda os sítios astrofísicos de formação desses elementos.

Por fim, cabe dizer que a maioria das espécies químicas presentes na tabela periódica passaram a existir somente após a formação estelar. Isso porque os interiores das estrelas são ambientes que proporcionam mecanismos que não poderiam ocorrer em outros sítios astrofísicos. Como consequência disso, há processos que permitem que núcleos mais leves se transformem em elementos químicos novos. As estrelas, ao passarem por uma determinada fase evolutiva, ejetam parte do material formado em seu interior para o meio interestelar, desta forma, o meio é enriquecido por novos elementos que irão compor futuras gerações de estrelas. As fases evolutivas pelas quais uma estrela passa são determinadas principalmente por sua massa inicial e, em menor grau, pela metalicidade. Sabendo que o interior de uma estrela funciona como um laboratório astrofísico, cabe dizer que, os elementos produzidos no interior estelar e liberados para o meio, estão diretamente ligados a massa estelar e composição estelar. Concluindo, podemos dizer que, de acordo com esse ciclo, as estrelas são responsáveis pela evolução química do Universo.

2.2 Reações Nucleares

O núcleo de um determinado átomo é composto por nêutrons e prótons, sendo uma região muito densa do átomo. A é um número inteiro e tem valor mais semelhante do peso atômico do átomo que contem um determinado núcleo. Para o cálculo de A pode ser utilizada a relação de soma dada por $A = Z + N$ e assim é possível obter o número

de massa que representa a quantidade de *núcleons* que constituem o núcleo (Eisberg et al. 1975). Z é o número atômico de um determinado elemento, a quantidade de prótons que compõe o núcleo. Esta grandeza pode ser utilizada para o cálculo da carga de um núcleo por meio da relação Z vezes a carga de um próton. O número atômico é ainda responsável pela disposição dos elementos na tabela periódica de elementos, onde se utiliza a seguinte notação A_ZX , ou simplesmente AX . Existem ainda os chamados *isótopos*, descobertos por Thomson por meio de um experimento que utilizou o primeiro espectrômetro de massa. Estes, são espécies quimicamente indistinguíveis de átomos de um mesmo elemento, diferenciados apenas porque têm diferentes massas, por exemplo, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{21}\text{Ne}$ e ${}^{22}\text{Ne}$.

Existem diferentes tipos de interações nucleares. Quando um núcleo incidente a interage com um núcleo alvo A e como produto dessa interação existem dois núcleos idênticos, diz-se que essa interação é um espalhamento. Dentro dessa classificação existem dois possíveis cenários: o espalhamento inelástico, quando a energia (ou velocidade) dos núcleos são modificados. E ainda há o espalhamento elástico. Para esse cenário não ocorre uma modificação nas energias respectivas de cada núcleo. Existem ainda os casos nos quais os núcleos são modificados devido à interação, a estes chamamos de interações nucleares. De forma geral, podemos descrever a reação nuclear como um núcleo incidente e mais pesado a , interagindo com o núcleo alvo A e como produto dessa interação passa a existir um núcleo residual B e um núcleo ejetado b . A interação pode ser expressa da seguinte forma: $a + A \rightarrow B + b$.

O processo de fusão nuclear pode ser descrito, de forma breve, na formação de um núcleo mais estável a partir da união entre dois núcleos possuindo baixos valores de A . O fato da maior estabilidade ocorre, pois o valor de A do núcleo recém formado está mais próximo de $A \simeq 60$, esse é o ponto em que a energia de ligação por núcleon tem o seu ponto máximo. O ponto em que se tem $A \simeq 60$ pode ser visto na Figura 2.1.

Um importante detalhe a respeito das reações nucleares é que elas absorvem ou liberam energia. Para qualquer átomo, sabe-se que a sua massa sempre será menor que a soma das partes que o constituem. A essa diferença da-se o nome de defeito de massa (para mais detalhes ver Eisberg et al. 1975). Quando núcleons livres formam um núcleo ocorre um decréscimo ΔE na energia total do sistema. Segundo a teoria da relatividade, isto ocorre junto a um decréscimo em sua massa. Dessa forma, temos que: $\Delta Mc^2 = \Delta E$. Se tomarmos como exemplo um núcleo com massa atômica A , número atômico Z e massa M_A , teremos a seguinte expressão:

$$\frac{1}{A}(ZM_p + (A - Z)M_N - M_A)c^2.$$

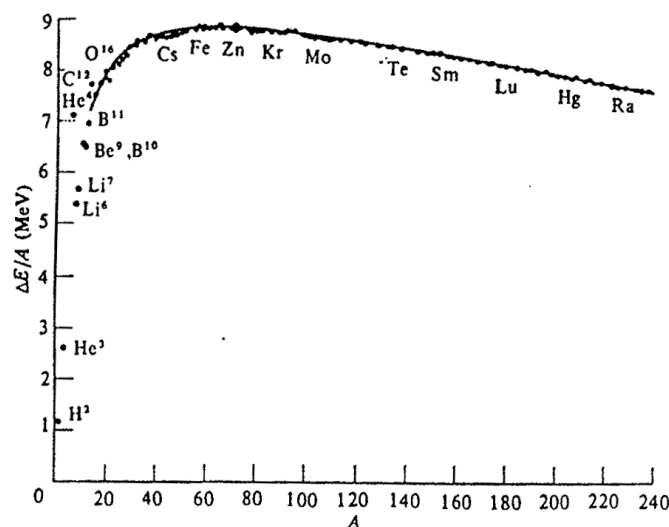


FIGURA 2.1: O eixo Y do gráfico representa a energia média de ligação por núcleon, enquanto que o eixo X é referente a massa atômica. Figura retirada de Eisberg et al. (1975).

Esta equação representa a energia média de ligação por núcleon mais o número de nêutrons e prótons. Nesse caso, A é a massa atômica, M_p a massa de um próton, Z o número atômico, M_N a massa de um nêutron, M_A a massa de um núcleon e c a velocidade da luz.

Uma característica de suma importância de um núcleon é a energia média de ligação por núcleon $\frac{\Delta E}{A}$. Esta grandeza pode ser descrita como a energia de ligação do núcleon dividida pela quantidade de núcleons existentes. Contudo, sabendo que as forças nucleares são de curto alcance, isso contribui, em parte, para não haver uma relação de proporcionalidade entre $\frac{\Delta E}{A}$ e A . Portanto, quanto mais alto o valor para $\frac{\Delta E}{A}$ mais compacto será o núcleon em questão. É possível ver na Figura 2.1 que o máximo para $\frac{\Delta E}{A}$ ocorre quando $A \simeq 60$. Nesse ponto vemos o elemento Fe, sendo assim, podemos concluir que, o ferro apresenta o núcleon mais ligado, portanto, o mais pesado.

Ainda da Figura 2.1, vemos que $\frac{\Delta E}{A}$ de início, aumenta com rapidez, a medida que ocorre o aumento de A , mas, ao chegar em ($A \geq 26$) essa curva de crescimento fica mais estável. Com base nisso, podemos inferir que há nas fusões nucleares para elementos mais leves ($A < 12$) uma quantidade maior de energia liberada, o que não acontece para o caso dos elementos mais pesados. Na nucleossíntese estelar, como produto desse fato, o tempo que uma estrela leva para finalizar a queima de hidrogênio, primeira fase de fusão nuclear, é maior em relação as demais fases, como a segunda, que se trata da queima de hélio.

Citamos anteriormente que as reações nucleares absorvem ou liberam energia. Os processos de absorção ou emissão de energia causados pela fusão nuclear por sintetizar os

elementos mais leves que o ^{56}Fe se dão de duas formas. Quando estas liberam radiação eletromagnética são chamadas de exoenergéticas e, para o caso de quando formam elementos mais pesados temos as chamadas endoenergéticas. Para um reação do tipo da citada anteriormente $a + A \rightarrow B + b$, a energia absorvida ou liberada pela fusão pode ser quantificada por meio da equação: $Q = B_B + B_b - B_A - B_a$, onde B é a energia de ligação. Para o caso de reações endotérmicas tem-se o Q negativo, em contrapartida, para o caso em que Q é positivo acontecem as reações exotérmicas. As reações exotérmicas (ex.: a transformação de hidrogênio em hélio na sequência principal) são as responsáveis por gerar a pressão de radiação presente no interior estelar, tal pressão se contrapõe a gravidade.

A probabilidade de interação entre dois núcleos é determinada por uma área efetiva que o núcleo incide e entra para poder interagir com o núcleo alvo. Essa grandeza pode ser definida como a probabilidade de interação entre dois núcleos, ou, seção de choque, expressa em dimensão de área. Sendo assim, quanto maior for a seção de choque, maior será a probabilidade de ocorrer uma reação nuclear. Matematicamente, a seção de choque é escrita da seguinte forma (Maeder 2008) :

$$\sigma \equiv \frac{\text{número de reações/ núcleo A/ unidade de tempo}}{\text{número de partículas incidentes / unidade de superfície / unidade de tempo}}$$

esta grandeza física está associada a densidade de partículas e também a energia dos núcleons interagentes, sendo essa na forma de velocidade relativa do par interagente.

Em um dado momento, a cadeia de fusão entre dois núcleos carregados fica difícil de acontecer, culminando a quase inexistência de fusão entre elementos que estão além do pico do ferro ^{64}Ni . A repulsão columbina, uma força elétrica de natureza repulsiva, advém da repulsão das cargas positivas dos núcleos e estes, no que lhe concerne, são carregados positivamente devido aos prótons que os constituem. Sendo assim, os núcleos interagentes que possuem alto valor para o número atômico, tem, por consequência, uma menor probabilidade para ocorrer o fenômeno de fusão nuclear. Como efeito disso, a formação dos elementos mais pesados que o pico do ferro não pode ser explicada pela fusão nuclear (Kippenhahn et al. 2012) (Figura 2.2).

Em contrapartida, para o caso de formação de elementos por captura de nêutrons pelo núcleo não há a interferência do efeito Coulomb, isso porque os nêutrons não possuem cargas e há a possibilidade de serem capturados em sítios de baixas energias (Clayton 1983). Sendo assim, a formação dos elementos a partir do pico do ferro é explicada por meio de sucessivas capturas de nêutrons e decaimento beta (Eisberg et al. 1975). Em ambientes com temperaturas mais elevadas que 10^8 K há a possibilidade de que ocorram reações capazes de produzirem nêutrons por não precisarem vencer a barreira

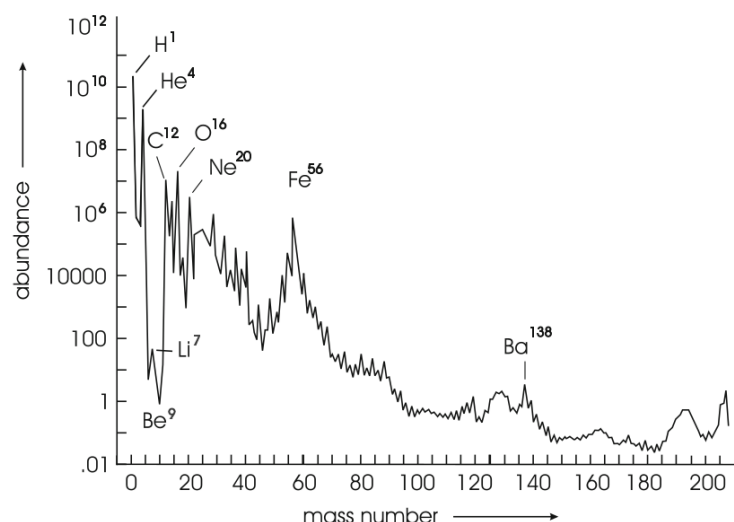


FIGURA 2.2: Padrão de abundância solar com a normalização para 10^6 . Figura retirada de Kippenhahn et al. (2012).

columbina, estes, podem ser capturados por diferentes núcleos mesmo em circunstâncias de mais baixas energias, como resultado disso, esses núcleos adquirem um peso atômico maior formando elementos gradativamente mais pesados (Maciel 1999; Clayton 1983).

2.3 Mecanismo de captura de nêutrons

Margaret Burbidge, Geoffrey Burbidge, William Fowler e Fred Hoyle (Burbidge et al. 1957) produziram um trabalho referente aos processos que poderiam reproduzir a configuração observada no padrão das abundâncias químicas do universo. Neste trabalho foram listados oito processos capazes de explicarem a abundância cósmica, dentre os processos por eles citados estão o processo-*r* e o processo-*s*. Estes, formam elementos por meio de captura de nêutrons e, como citado no item anterior, por ser uma partícula com carga neutra, pode ser capturada em ambientes de baixa energia por não ser necessário vencer a barreira coulombiana. E desde que existam condições necessárias de fluxo de nêutrons, os núclídeos passam a capturar tais partículas.

Na tabela de núclídeos estão dispostas as informações a respeito dos núclídeos conhecidos atualmente (Figura 2.3). Desta tabela, é possível extrair informações a respeito dos processos de fusão, decaimento radioativo, meia vida, fração isotópica, isótopos de cada núclídeo e outros. A tabela de núclídeos¹ dispõe, no eixo das ordenadas, do número de prótons, enquanto no eixo das abscissas está o número de nêutrons. Por tudo que foi

¹A carta de núclídeos atualizada elaborada pelo Serviço de Dados Nucleares da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) pode ser vista em (<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>).

citado, a quantidade de informações que é possível extrair dela é maior do que quando se utiliza a tabela periódica. É possível observar no diagrama que há uma configuração onde os núclídeos com número de prótons par possuem os maiores números de isótopos estáveis. Podemos citar o caso do Sn ($Z = 50$), que na figura apresenta o maior número de isótopos estáveis. Essa relação é diretamente ligada ao fato de que os nêutrons que constituem os núclídeos, tem um comportamento como o dos prótons, possuindo dois possíveis estados de spin (Audouze and Vauclair 2012), isso torna o núcleo mais estável. Isso nos leva aos números mágicos, sendo esses, valores que Z e N podem assumir e correspondem a núcleos estáveis. A captura de nêutrons pode ter como produto os

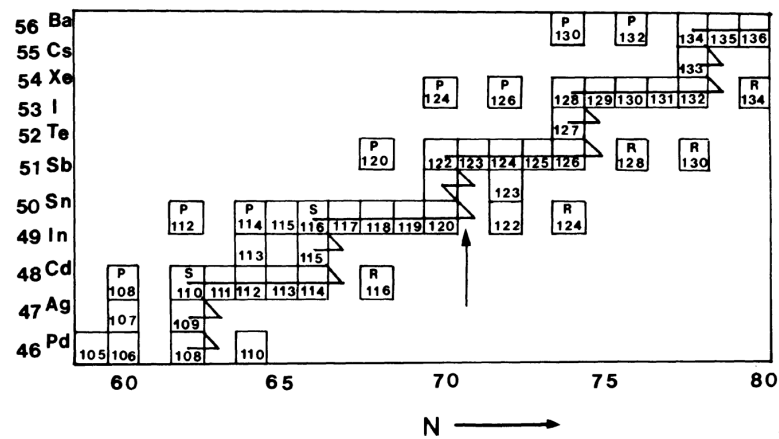
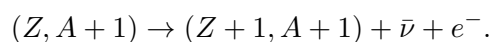
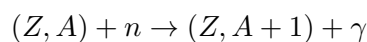


FIGURA 2.3: Fragmento da tabela de núclídeos. A letra S indica os núclídeos formados pelo processo de captura de lenta de nêutrons (processo s), a letra R representa os elementos formados pela captura rápida de nêutrons (processo r) e a letra P representa os elementos formados pelo processo de captura de prótons (processo P). Figura extraída de Audouze and Vauclair (2012).

isótopos, tendo início a partir do núcleo de ^{56}Fe um núcleo que antecede a primeira captura. Estes núclídeos se tornam mais pesados após a captura de nêutrons, podendo ser ou não estáveis, isto muda a medida que mais nêutrons são adicionados. A principal característica dos isótopos é o fato destes serem quimicamente indistinguíveis do núcleo atômico pré-existente, ou seja, o número de prótons (Z) é o mesmo. O que diverge é apenas a massa atômica (A), portanto, o número de nêutrons. Esse processo se repete até que chega ao momento que ocorre o decaimento beta β . O decaimento β ocorre para núclídeos instáveis quando o tempo de meia vida desses isótopos chega ao fim. No decaimento β , nêutrons são capturados e transformados em prótons (Snedden et al. 2008) e, como resultado disso, nesta reação ocorre a emissão de um antineutrino e um elétron. A reação mencionada neste parágrafo pode ser escrita da seguinte forma:



O tempo de decaimento beta pode levar milhões de anos ou minutos, isso está diretamente ligado as condições de captura (Kippenhahn et al. 2012) e, para o caso em que se tem um núcleo estável, o que acontecerá é posteriormente regido pela intensidade do fluxo de nêutrons. Quando o fluxo de nêutrons é fraco, o tempo entre duas absorções de nêutrons pelo núcleo instável será maior que o tempo de vida desse núcleo, então, nesse cenário, acontece o decaimento β^- . À medida que o número de nêutrons capturados aumenta, o tempo para ocorrer o decaimento beta e formar um novo elemento, diminui (Snedden and Cowan 2003). Os núcleos sintetizados pelo processo-*s* seguem uma cadeia de núcleos estáveis.

Quando o tempo de captura de nêutrons for pequeno, se comparado ao tempo de decaimento beta, esse processo de captura é chamado de *processo rápido de captura de nêutrons*, ou, *processo-r*. O mecanismo de captura rápida de nêutrons exige uma fonte de nêutrons muito intensa, o que sugere que este mecanismo ocorra em ambientes. Os ambientes em que ocorre o processo-*r* ainda é uma questão em aberto, contudo, se presume que os ambientes mais prováveis sejam explosivos, como supernovas tipo II. Para o caso de quando o tempo de captura nêutrons for alto em relação ao decaimento beta, a este, chamamos de *processo de captura de nêutrons lento*, ou, *processo-s* (Kippenhahn et al. 2012; Maeder 2008; Sneden and Cowan 2003; Sneden et al. 2008). Nesse trabalho iremos discorrer a respeito do processo-*s*. Para mais detalhes sobre o processo-*r* é possível consultar, além das referências citadas acima, Pagel (2009).

2.4 O processo-*s*

O processo de captura lenta de nêutrons é responsável por produzir os elementos pesados que estão além do pico do ferro, contemplando assim, aproximadamente metade da abundância cósmica observada desses elementos. Definido como *slow* em função da sua taxa de captura de nêutrons ser lenta em relação ao decaimento beta ($\tau_n \gg \tau_\beta$), variando entre centenas a milhares de anos (Snedden et al. 2008). Este processo evolui próximo ao vale de estabilidade β , o que proporciona uma maior facilidade ao analisar as propriedades destes núclídeos de forma experimental.

O decaimento beta acontece antes que ocorra a captura de um novo nêutron pelo núclídeo, assim, podemos expressar matematicamente a condição ($\tau_n \gg \tau_\beta$), a partir da definição da taxa de captura de nêutrons, dada por:

$$\lambda_n = \phi\sigma \quad (2.1)$$

onde ϕ corresponde ao fluxo de nêutrons, definido por:

$$\phi = n_n v_t \quad (2.2)$$

v_t é a velocidade térmica do nêutron, dada por: $v_t = (2k_B T / \mu_n)^{1/2}$, no qual μ_n é a massa reduzida do sistema nêutron-núcleo, T a temperatura do sistema e k_B a constante de Boltzman (Clayton 1983). A definição para a taxa de decaimento β é $\lambda_\beta = \ln 2 / t_{1/2}$, nesse caso, $t_{1/2}$ é o tempo de meia vida de um nuclídeo X qualquer. Para os casos onde são formados nuclídeos instáveis, o termo λ_β deve ser considerado. Vimos anteriormente que os nuclídeos, ao decorrer do caminho do processo s , são estáveis, portanto, a condição ($\tau_n \gg \tau_\beta$), é observada.

O parâmetro essencial para determinar a abundância dos elementos formados via processo- s é dado pela forma como o processo- s evolui com o tempo, chamado de *exposição de nêutrons* (Clayton 1983), τ , que irradia núcleos sementes. Essa grandeza pode ser expressa matematicamente da seguinte forma (Meyer 1994):

$$\tau = \int N_n v_T dt, \quad (2.3)$$

no qual, N_n é a densidade numérica de nêutrons do meio e $v_t = (2k_B T / \mu_n)^{1/2}$ é a velocidade térmica do sistema. Por se tratar da integral do fluxo ao longo do tempo, faz-se apropriado para a evolução do processo- s . O modelo clássico para descrever este processo de captura de nêutrons, pode ser obtido de conforme os seguintes passos:

$$\frac{dN_A}{d\tau} = \langle \sigma_A \rangle N_A + \langle \sigma_{A-1} \rangle N_{A-1}, \quad (2.4)$$

que expressa a taxa de variação de um núcleo de massa A . Na Equação 2.4 temos o parâmetro $\langle \sigma_A \rangle$ que é a média Maxwelliana da seção de choque de captura de nêutrons. Para o caso estacionário, $\frac{dN_A}{d\tau} \rightarrow 0$, por consequência, $\langle \sigma_A \rangle N_A = \text{cte}$. Então, Seeger et al. (1965) e Clayton et al. (1961), assumiram que os núcleos sementes estivessem expostos a uma distribuição exponencial de nêutrons, com a seguinte configuração:

$$\rho(\tau) = \frac{f N_{Fe}^\odot}{\tau_0} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right), \quad (2.5)$$

f se trata da fração de núcleos de ferro que estão sendo irradiados no sistema, N_{Fe}^\odot é a abundância solar de ^{56}Fe e τ_0 é a exposição média de nêutrons. Então, por fim, a expressão para o produto entre $\langle \sigma_A \rangle N_A$ é dado, de acordo como modelo clássico, por:

$$\langle \sigma_A \rangle N_A = \frac{f N_{Fe}^\odot}{\tau_0} \prod_{i=56}^A \left[1 + \frac{1}{\langle \sigma_i \rangle \tau_0} \right]^{-1} \quad (2.6)$$

Onde os parâmetros f e τ_0 podem ser ajustados conforme as observações, lembrando que a Equação 2.6 foi obtida de forma empírica e, é o resultado do modelo clássico para o processo- s , no qual é considerado que os núcleos de ferro são emitidos por um fluxo de nêutrons com distribuição exponencial. O modelo clássico do processo- s possibilitou realizar um bom ajuste com a distribuição de abundância da fotosfera solar sendo subdividido em três componentes. Em primeiro lugar, a componente principal do processo s , sendo esta responsável pela formação de núclídeos no intervalo de: $90 \leq A \leq 209$ e, como resultado disso, essa componente produz picos próximos a $A = 90, 138$ e 208 . A componente principal ocorre em AGB's de massa baixa ou intermediária (Lugaro et al. 2003) A segunda: componente fraca do processo- s , produzido em estrelas massivas (Pignatari et al. 2010), é responsável por criar núclídeos no intervalo de massa atômica $23 \leq A \leq 90$ (Lamb et al. 1977). E por último, a componente forte do processo- s , ocorre em estrelas AGB's de baixa metalicidade e foi postulada visando reproduzir a abundância do chumbo na região da curva sigma σN_s , sendo responsável por sintetizar elementos até Pb-208 (Kappeler et al. 1989; Gallino et al. 1998).

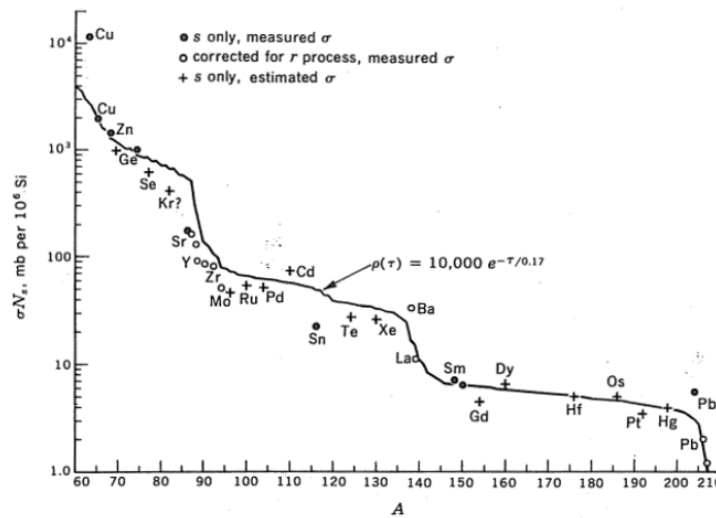


FIGURA 2.4: Curva de σN_s para o sistema solar *versus* A . Normalizada para $A(Si) = 6$. Figura extraída de Clayton (1983).

O gráfico da Figura 2.4 pode ser visto como uma prova empírica de que o processo- s ocorre como previsto. Neste gráfico, podemos ver algumas quedas abruptas em determinadas regiões, enquanto em outras vemos uma curva quase constante. Este comportamento se dá em razão dos números mágicos de nêutrons. Isto advém da teoria de que o núcleo de um átomo funciona de forma análoga às camadas de valência onde os elétrons ficam dispostos. Então, os números mágicos correspondem a uma camada com o número total de átomos atingido e, nesses casos, o núcleo se torna mais compacto, dificultando ainda mais a possibilidade de captura de nêutrons pelo núcleo. Como resultado disso, a seção de choque para núcleos com essa configuração é muito pequena e isso

dificulta a continuação do processo-*s*. Núclídeos com esse tipo de configuração tendem a se acumular ao decorrer do caminho do processo-*s* e é por esse motivo que, ao observar um gráfico de abundância cósmica, podemos notar alguns picos. O primeiro deles, para $A \approx 88$, região onde estão os elementos: Sr, Y e Zr, conhecidos como os elementos leves do processo-*s*. Os três elementos citados foram analisados no presente trabalho. Já o segundo pico ocorre em $A \approx 137$, próximo ao Ba, La, Ce, Pr e Nd, estes são os chamados elementos pesados do processo-*s*; o terceiro pico acontece quando $A \approx 207$, na vizinhança do Pb e Bi. De acordo com Clayton (1983) são necessários vários níveis de irradiação de nêutrons para a produção da abundância solar dos núcleos formados pelo processo-*s*.

2.5 Sítios astrofísicos do processo-*s*

A trajetória evolutiva de uma estrela é regida, em primeiro lugar, pela sua massa inicial, sendo a composição química um segundo parâmetro (Maciel 1999). As estrelas passam em torno de 90% de suas vidas na sequência principal onde, em seus núcleos, fundem H em He. Estrelas com massas no intervalo de ~ 0.9 e $10M_{\odot}$, nos estágios finais de suas trajetórias evolutivas ascendem ao *ramo assintótico das gigantes* (*Asymptotic Giant Branch*; AGB; Herwig 2005)(Figura 2.5). Esta fase é caracterizada por processos dinâmicos que acontecem na estrutura desses objetos e também por períodos de instabilidade térmica. Contudo, para estrelas de massa intermediária, os processos de nucleossíntese mais importantes, quando são formados os elementos do processo-*s*, acontecem quando estas estrelas estão passando pelos *ramos das gigantes* (Karakas and Lattanzio 2014). Quando no AGB, as estrelas apresentam uma grande mudança em sua composição superficial, isso ocorre, pois, nesta fase elas abrigam as condições necessárias para sintetizarem os elementos mais pesados que o ferro, que acontece por meio do processo de captura lenta de nêutrons. Isso ocorre, pois, as principais fontes de nêutrons para o processo-*s* ocorrem durante a queima do He na fase de AGB, sendo assim, estes são os maiores sítios astrofísicos para o processo-*s*.

Nesta fase, a estrutura do interior estelar apresenta a configuração representada na Figura 2.6. Existe um núcleo de elétrons degenerados, rico em carbono e oxigênio, acima dele, há a região de queima de hélio e posteriormente a região entre as camadas de queima de hélio e hidrogênio, essa região, *intershell*, é rica em hélio. Logo após, é possível ver a região de queima de hidrogênio e por último, o envelope convectivo. Para as estrelas mais massivas (~ 7 e $10M_{\odot}$), os elementos de composição do núcleo mudam, passando a ser O e Ne, devido a queima de C em seus núcleos. Durante esta fase, as fontes de energia das estrelas são a queima do H e He. Estas queimas acontecem em

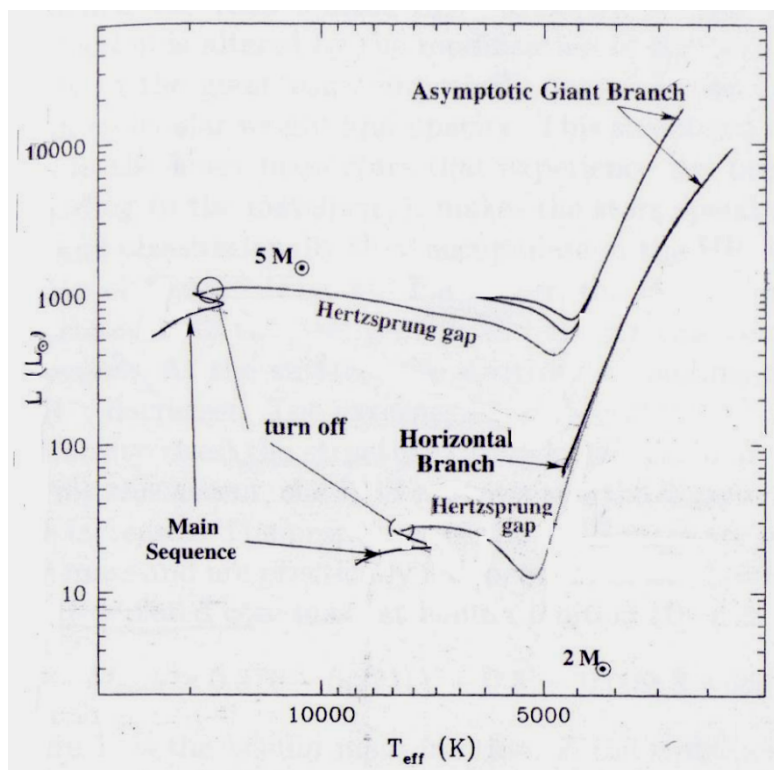


FIGURA 2.5: Diagrama Hertzsprung-Russell (H-R). Figura extraída de de Castro (2010).

duas camadas internas, sendo estas, ativadas de forma alternada. Elas estão localizadas entre o núcleo estelar e a base do envoltório convectivo, como é possível ver na Figura 2.6. A camada *intershell*, citada anteriormente, que separa as camadas, é também o local onde o processo-*s* ocorre.

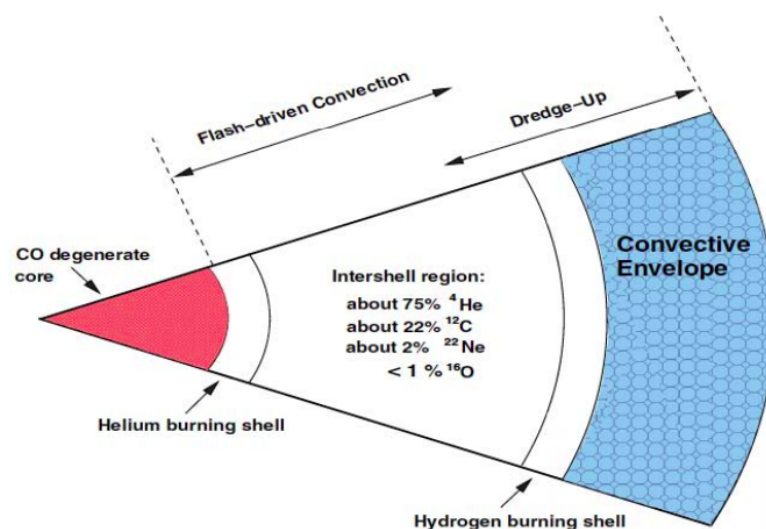


FIGURA 2.6: Estrutura interna de uma estrela no AGB (fora de escala). Figura extraída de Karakas and Lattanzio (2014).

A evolução de uma estrela quando na fase do AGB é regida pela alternada ativação das camadas de queima de hidrogênio e hélio. A queima do hidrogênio, na camada abaixo do envoltório convectivo, fica ativa durante a maior parte do tempo em que a estrela está nessa fase. Em contrapartida, a queima do hélio é um evento que ocorre de forma episódica devido a sucessivos eventos de instabilidade térmica, sendo estes, os chamados *pulsos térmicos*, que podem durar aproximadamente 50 anos, quanto a queima de hidrogênio, responsável pela produção do hélio pode durar 10^4 anos (Cseh et al. 2018; Reifarth et al. 2014). O estágio final de um objeto que está no AGB, (*Thermal Pulse Asymptotic Giant Branch* - TP-AGB), é marcado por sucessivos episódios de pulsos térmicos.

O material sintetizado durante os eventos de queima de hélio e hidrogênio, como carbono, fluor e os elementos pesados além do pico do ferro, são levados para superfície estelar durante o momento em que as camadas externas da estrela esfriam e expandem: pulso térmico. Neste cenário, após sucessivos pulsos térmicos, o envoltório convectivo pode penetrar além da região rica em hélio, dragando o material recém formado, na camada de queima de hélio, para as camadas externas da estrela. E assim, acontecem vários episódios de mistura dos elementos sintetizados pelas camadas em questão, esta é a chamada (*Third Dredge-Up* - TDU) *terceira dragagem* (Pols 2011).

Existem duas possíveis fontes de nêutrons que proporcionam o acontecimento do processo-s, a captura de partículas alfa pela reação $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ e pela reação $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

Essas reações ocorrem na camada *intershell* durante o evento de terceira dragagem (Lugaro et al. 2014), conforme visto em 2.7 e 2.8.



e



a reação representada pela Equação 2.7 acontece em estrelas de baixa massa, entre uma e três massas solares. Presume-se que a região onde ocorre a reação, entre as camadas de queima, deve ter temperaturas de $T \sim 9 \times 10^7\text{K}$ (Lugaro et al. 2014), para ser possível que ocorra a reação. Como resultado disso, tem-se uma fonte de nêutrons capaz de incidir estas partículas durante milhares de anos. Portanto, acredita-se que existe uma camada fina de ^{13}C na *intershell* responsável por criar uma fonte de nêutrons $N_n \sim 10^7$ neutrons/ cm^3 (Frebel and Norris 2011). Para as estrelas de massa intermediária a Equação 2.8 descreve a principal fonte de nêutrons para o processo-s (Lugaro et al. 2014).

Capítulo 3

Seleção e observação da amostra

Nesse capítulo descrevemos como foi realizada a seleção da amostra das estrelas utilizadas nesse trabalho, explicamos como tivemos acesso aos dados para a análise, quais ferramentas foram utilizadas para essa tarefa e, quais motivos nos levaram a estabelecermos os requisitos utilizados para selecionar os objetos que constituem a nossa amostra.

3.1 Identificação de estrelas candidatas a estrelas de Bário

O trabalho realizado por Norfolk et al. (2019) (de agora em diante, N2019) apresenta um levantamento de dados a respeito de estrelas candidatas a serem enriquecidas em elementos do processo de captura lenta de nêutrons (processo-*s*). Este trabalho usou dados do levantamento Large Sky Area Multi-Object Fibre Spectroscopic Telescope (LAMOST). Assim, combinando espectroscopia de baixa resolução ($R \approx 1800$) com a técnica de aprendizado de máquina, N2019 identificaram uma amostra de 895 novas candidatas a estrelas de bário, sendo uma das maiores amostras já realizadas. Alguns dos últimos trabalhos identificando varias candidatas a estrelas de bário foram: MacConnell et al. (1972), e Lu et al. (1983), sendo MacConnell et al. (1972) o primeiro publicado identificando uma amostra com 205 estrelas de bário. E Lu et al. (1983) criaram um catálogo com 221 estrelas.

Para a classificação dos objetos como sendo candidatos a estrelas enriquecidas em elementos do processo-*s*, N2019 utilizaram como critério a intensidade do fluxo das linhas de BaII e SrII. Foram criadas três subclasses distintas, estas, de acordo com as linhas de absorção de BaII e SrII observadas em cada espectro. Estas classes são:

- “Sr *only*”: para as estrelas classificadas candidatas a enriquecidas em elementos do processo-*s* somente em função da intensidade das linhas de SrII em 4077Å e 4215Å;
- “Ba *only*”: para estrelas classificadas como candidatas a estrelas de Bário pelas linhas de BaII em 4554Å, 4934Å e 6934Å;
- “Ba & Sr”: para os objetos classificados como candidatas a estrelas de Bário segundo a intensidade do fluxo das linhas de BaII e SrII.

No *survey* realizado por N2019 foram determinadas também parâmetros atmosféricos como temperatura efetiva, gravidade superficial e metalicidade. Os resultados dos parâmetros atmosféricos que foram obtidos no presente trabalho podem ser visto na Tabela 4.2. Visando identificar como se encontrava a distribuição destes objetos em relação a alguns parâmetros atmosféricos criamos um diagrama de Kiel (Figura 3.1) com a amostra de N2019. Com o intuito de coletar informações a respeito da observação das estrelas e também para entender o comportamento da amostra com diferentes sub-classificações, fizemos alguns histogramas. Os dados do trabalho citado anteriormente estavam em formato “.fits”. Para termos acesso a estes dados foi necessário utilizarmos o software TOPCAT ¹ (do inglês *Tool for OPerations on Catalogues And Tables*) e com a função *display column metadata* foi possível criar uma tabela com os dados em um formato que pudesse ser lido pela biblioteca Pandas ², utilizada na linguagem de programação Python. Os histogramas (ver Figura 3.2) mostram a distribuição da amostra em função da temperatura efetiva (T_{ef}), metalicidade ($[M/H]$) e gravidade superficial ($\log g$). É possível ver que as amostras das estrelas “Ba & Sr” e “Ba *only*” apresentam comportamentos semelhantes, que divergem da amostra referente as estrelas “Sr *only*”. O mesmo se repete para os histogramas que apresentam a distribuição da amostra em função da ascensão reta (RA), declinação (DEC) e magnitude aparente (V (mag)) (Figura 3.3). Para a análise das amostras das estrelas classificadas como “Ba *only*” e “Ba & Sr” criamos um algoritmo de condicionamento. Neste algoritmo realizamos a contagem das estrelas das duas classes citadas com $V(\text{mag})$ menor ou igual a 13.0, com isso, tínhamos como objetivo saber quantas estrelas de cada subclasse havia com essa característica. Os resultados para esta condição foram: “Ba *only*” = 49 objetos e “Ba & Sr” = 88 objetos.

¹Pode ser instalado em (<http://www.star.bris.ac.uk/~mbt/topcat/>).

²Python Data Analysis Library (<https://pandas.pydata.org/>).

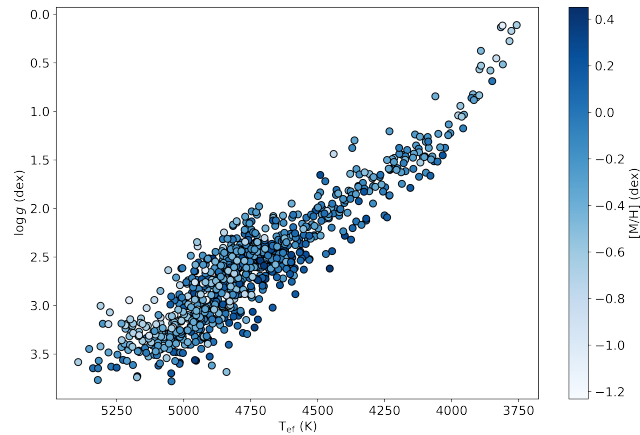


FIGURA 3.1: Diagrama de Kiel da amostra completa de N2019 para os objetos enriquecidos com os elementos s . No eixo Y do diagrama temos o $\log g$, no eixo X a temperatura. É possível ainda ver a distribuição da amostra em função das metalicidades em um mapa de cores.

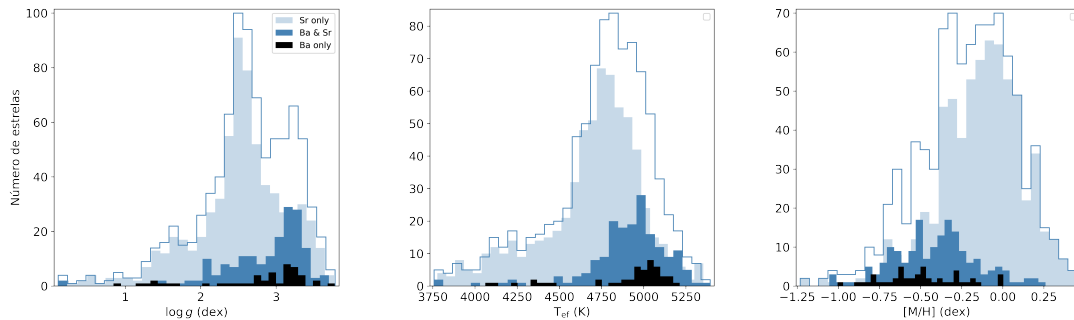


FIGURA 3.2: d

as classificações da amostra.] Histogramas das distribuições de $\log g$, T_{ef} e $[M/H]$ das diferentes subclassificações da amostra do Norfolk et al. (2019). O gráfico branco contornado pela linha azul corresponde as 895 estrelas da amostra do trabalho citado.

O gráfico azul em tom mais claro, representa os 659 objetos classificados como “Sr only”. As barras em azul escuro tem os 187 objetos classificados como “Ba & Sr” e, por fim, em preto, estão os 49 objetos classificados como “Ba only”.

3.2 Candidatas a estrelas de Bário

Nossa amostra é constituída por 6 estrelas candidatas a estrelas de Bário: Gaia DR2 4013936491922914944, 2MASS J12052482-0102339, Gaia DR2 1238757937846366848, Gaia DR2 1174588416320093696, 2MASS J14523537+3023319 e TYC 2036-749-1. Para a observação no espectrógrafo GRACES as estrelas foram selecionadas com base nos seguintes critérios:

- i. Magnitude aparente menor que 13.0;

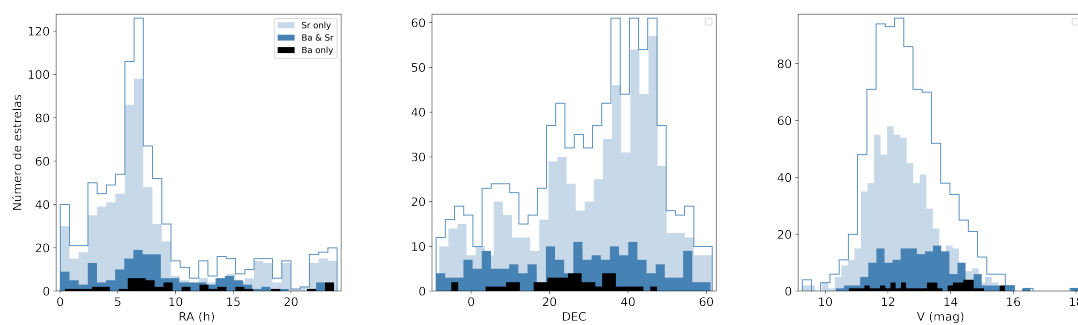


FIGURA 3.3: Histogramas das distribuições de ascensão reta (RA), declinação (DEC) e magnitude aparente V(mag) das diferentes classificações da amostra do Norfolk et al. (2019).

- ii. $\log g < 3.0$;
- iii. Ascensão reta entre 12h-18h;
- iv. Objetos classificados como candidatas a estrelas de bário contendo linhas fortes de bário e bário e estrôncio em sua análise: “Ba only” e “Ba & Sr”.

O primeiro critério foi imposto para que o tempo de exposição dos objetos não fossem tão altos, levando em consideração que estrelas com magnitudes maiores requerem um maior tempo de exposição, o que tornaria a observação com os objetos que utilizamos inviável. Já o segundo critério está ligado a temperatura das estrelas, pois, definindo um $\log g < 3.0$ teríamos estrelas mais frias do que para o caso de valores mais altos de $\log g$. No caso de uma amostra com estrelas mais quentes algumas linhas fotosféricas dos elementos do processo-s poderiam estar mais enfraquecidas. Além disso, este critério está fundamentado no trabalho de de Castro et al. (2016), que analisou neste trabalho 182 estrelas de Bário utilizando espectroscopia de alta resolução. Neste trabalho os autores determinaram que 90% das estrelas de bário da amostra apresentaram $\log g < 3.0$. Ao observar o diagrama de Kiel (Figura 3.1) podemos concluir que o maior número de estrelas está acima de um $\log g < 3.0$. A ascensão reta foi definida conforme a época do ano em que as estrelas seriam observadas, levamos em conta que os espectros seriam obtidos entre março e setembro. O quarto critério nos traz uma possibilidade maior de que os objetos analisados sejam estrelas de Bário. Com esses filtros, aumentamos a possibilidade de um positivo para estrelas de bário, ao mesmo passo que realizar a análise incluindo os objetos classificados como “Sr only” aumentaria a chance de um falso positivo (Karinkuzhi et al. 2021).

Os espectros de alta resolução foram obtidos por meio do GRACES (do inglês *Gemini Remote Access to CFHT ESPaDOnS Spectrograph*) (Manset and Donati 2003), que se trata de uma colaboração entre o Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT),

Gemini, e NRC-Herzberg (Canada). As reduções foram realizadas de acordo com a *pipeline* DRAGRACES³. O telescópio utilizado para a observação foi o Gemini Norte, que possui 8 metros de diâmetro. O espectrógrafo ESPaDOnS⁴ é um *echelle* com poder de resolução de 65000 à 80000, operando do ultravioleta até o infravermelho próximo e fica localizado na montanha Mauna Kea no Havaí (Donati et al. 2006). O ESPaDOnS traz uma possibilidade de operação em três diferentes modos, sendo estes: apenas objeto, objeto e o céu e, modo polarimétrico. Para a obtenção dos espectros deste trabalho foi utilizado o modo apenas objeto, no qual é utilizada uma única fibra para enviar a luz captada ao espectrógrafo. Com este equipamento, conseguimos obter espectros no visível que vão de 4200 Å à 10400 Å, abrangendo quase todo o domínio do óptico. O detector é um CCD que possui 2048×4096 pixels, 15μm por pixel, capaz de observar de 3700 Å à 10500 Å. Informações a respeito da observação da amostra podem ser vistas na Tabela 3.1. Com esta observação, foi obtido também o espectro de uma estrela anteriormente analisada por Pereira and Drake (2009), BD+04 2466, a fim de verificar a qualidade dos espectros, incluindo o processo de redução utilizado.

³Página com informações a respeito da redução de dados (<https://www.gemini.edu/instrumentation/graces/data-reduction>).

⁴Página com detalhes e configurações do instrumento (http://www.ast.obs-mip.fr/projets/espadons/espadons_new/configs.html).

Estrela	RA (J2000)	DEC (J2000)	Data dd/mm/aa	EXP (s)	N2019	V(mag)
Gaia DR2 4013936491922914944	12:03:50	29:33:11	12 Mar 2022	3600	“Sr <i>only</i> ”	12.84
Gaia DR2 1174588416320093696	14:45:51	10:01:48	16 Jun 2022	4200	“Ba & Sr”	13.50
Gaia DR2 1238757937846366848	14:28:41	18:33:55	23 Jun 2022	1800	“Sr <i>only</i> ”	12.18
2MASS J14523537+3023319	14:52:35	30:23:31	23 Jun 2022	2400	“Ba & Sr”	12.47
2MASS J12052482-0102339	12:05:24	-01:02:33	23 Jun 2022	2400	“Ba & Sr”	12.56
TYC 2036-749-1	15:46:50	26:15:50	11 Mar 2022	700	“Ba <i>only</i> ”	11.12

TABELA 3.1: Dados referentes as observações das estrelas. A penúltima coluna representa a subclasse de cada objeto de acordo com N2019.

Capítulo 4

Obtenção dos parâmetros atmosféricos

A partir do espectro eletromagnético de um objeto é possível obter importantes informações acerca de suas propriedades físicas. Para o caso das estrelas, temos como exemplo: temperatura, gravidade, composição química, velocidade de microturbulência, entre outros. Isso é feito por meio da análise detalhada de linhas de absorção, ou emissão. Estes parâmetros estão diretamente ligados as condições físicas da camada de atmosfera de onde os fótons foram emitidos.

Para a determinação dos parâmetros atmosféricos: temperatura efetiva (T_{ef}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade $[A/H]$ e velocidade de microturbulência (ξ) das estrelas analisadas, utilizamos medidas de largura equivalente de várias linhas de absorção presentes no espectro estelar para o ferro neutro (FeI) e o ferro ionizado (FeII). A lista de linhas de FeI e FeII foi extraída de Lambert et al. (1996).

4.1 Largura equivalente

A largura equivalente (W_λ) é a área dada pelo perfil de uma determinada linha de absorção (ou emissão) dividida pelo fluxo do contínuo em um determinado intervalo de comprimento de onda. Matematicamente pode ser expressa por meio da seguinte integral:

$$W_\lambda = \int_0^1 \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \quad (4.1)$$

Sendo F_c o fluxo do contínuo e F_λ o fluxo da linha de absorção. Tomando $F_c = 1$, ou seja, considerando o espectro normalizado, a largura equivalente pode ser dita como a área delimitada pelas linhas de absorção. A radiação emitida responsável pela formação das linhas de absorção, ou emissão, presentes no espectro eletromagnético, obedece aos princípios que regem o comportamento da constituição das linhas espectrais, que advém da mecânica quântica, sendo o principal deles, a quantização dos níveis de energia. Esta quantização afirma, por exemplo, que em um átomo os elétrons podem assumir somente determinados estados de energia, sendo esses, os estados quânticos. Além disso, o número quântico de um estado quântico deve assumir somente múltiplos inteiros de $h\nu$. Sendo as energias totais equacionadas pela seguinte fórmula:

$$\varepsilon = nh\nu \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4.2)$$

Em que, n é o número quântico do estado quântico, ν a frequência da oscilação e h a contante universal de Planck. Em seu trabalho sobre a teoria quântica do efeito fotoelétrico, Einstein afirma, sob uma perspectiva corpuscular, que, assumir múltiplos inteiros para $h\nu$ resultaria na emissão de um pulso de radiação quando houvesse a transição de um estado de energia $nh\nu$ para um estado de energia $(n - 1)h\nu$. E por fim, ele supôs que a energia do fóton, quando relacionado com a frequência, dada pela Equação 2.2 de Eisberg et al. (1975):

$$E = h\nu, \quad (4.3)$$

Sabemos que,

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (4.4)$$

Portanto, quando em função do comprimento de onda, a equação para a energia de um fóton pode ser escrita da seguinte forma:

$$E = h\frac{c}{\lambda}. \quad (4.5)$$

na qual, h é a constante de Planck, c a velocidade da luz e λ o comprimento de onda do fóton. Por fim, podemos dizer que cada transição acontece em um comprimento de onda específico. Sendo as linhas de emissão o resultado da transição de um nível mais excitado para um menos excitado e, as linhas de absorção, o processo inverso.

Pela Equação 4.3 espera-se que as linhas observadas nos espectros tenham um comportamento de uma função delta com pico acentuado, contudo, o que é observado

nos espectros é um alargamento das linhas de absorção e emissão. Este acontecimento se dá devido a vários processos de alargamento das linhas. Os principais mecanismos de alargamento das linhas são:

(I) (*alargamento natural*): Partindo do pressuposto citado anteriormente a respeito do alargamento das linhas de absorção (ou emissão), a absorção (ou emissão) de radiação de um determinado nível de energia não apresenta um perfil infinitamente fino (ver ponto *a* da Figura 4.1). Os níveis de energia apresentam, de forma natural, quando observados por meio de um espectro de radiação, um nível de incerteza. Esta incerteza acontece devido ao princípio da incerteza de Heisenberg (e.g., Griffiths and Freitas 2011). Sendo assim, o valor de ΔE utilizado para obter a frequência de um determinado nível, pode assumir valores maiores ou menores, fazendo com que a linha ocupe frequências menos prováveis, causando o alargamento desta e, formando as asas das linhas. (Maciel, 1991)

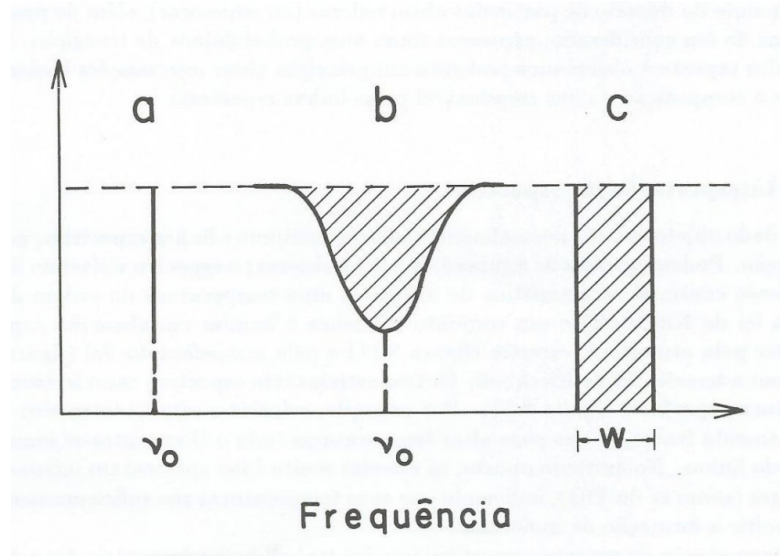


FIGURA 4.1: .

Figura extraída de Walter J. Maciel (1991) mostrando o efeito dos mecanismos de alargamento das linhas de absorção. O ponto *a* representa uma linha de absorção sem a contribuição de radiação dos mecanismos de alargamento, a parte *b* mostra o perfil da linha com alargamento e a parte *c* mostra a medida de largura equivalente.

(II) (*alargamento Doppler*): Os átomos que contribuem para a formação das linhas espectrais possuem velocidades, estas velocidades variam em relação à linha de visada e, essa variação irá produzir uma absorção (ou emissão) deslocada por comprimentos de onda diferentes. A velocidade radial de um átomo é v_r , portanto, a equação que mensura o deslocamento devido ao efeito Doppler é a seguinte:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v_r}{c} \quad (4.6)$$

A temperatura da estrela tem influência direta neste tipo de alargamento da linha, tendo em vista que, a temperatura da região de emissão dos fótons é diretamente proporcional a agitação das partículas, que possuirão uma maior velocidade e, por consequência, a contribuição do deslocamento para o intervalo de comprimento de onda será maior (para mais detalhes, ver Gray 2021). Mais um parâmetro atmosférico que apresenta influencia direta no alargamento doppler, é a velocidade de microturbulência. Esta, apesar de não ter um significado físico bem definido, imagina-se que deve estar associada a microcélulas de convecção (quando comparadas ao livre caminho médio percorrido pelo fóton) que o fóton percorre na fotosfera estelar.

(III) (*alargamento colisional ou alargamento por pressão*): A proximidade dos átomos, elétrons, íons e moléculas depende da gravidade da estrela, pois, quanto maior for este parâmetro atmosférico, mais próximas estarão essas partículas, resultando em uma interação colisional. Quando o átomo transiciona entre dois níveis de energia as partículas próximas produzem perturbações, estas perturbações são capazes de alterar a energia de transição entre dois níveis, alterando o perfil das linhas de absorção, (ou emissão) contribuindo para a absorção (ou emissão) de radiação em frequências próximos à região central.

Existem ainda outros fatores que contribuem para o alargamento das linhas de absorção (ou emissão), sendo alguns desses: rotação da estrela, campo magnético e perfil instrumental. O perfil da linha não depende exclusivamente da abundância dos átomos que a formam e, vale ressaltar que, este é diretamente ligado aos parâmetros atmosféricos. Isso fica claro pelo seguinte exemplo: as linhas mais fortes de um determinado espectro são consideradas saturadas. Estas linhas apresentam um determinado tipo de perfil devido à contribuição dos fatores de alargamento das linhas. Isto implica em resultados não satisfatórios para análises de abundância feitas a partir desse tipo de linha, seja de absorção ou emissão. Em contrapartida, as linhas utilizadas para ter uma boa análise de abundância química dos elementos são as linhas de intensidade fraca a moderada, que apresentam perfis gaussianos.

Antes de iniciar a análise dos espectros foi feita a correção do desvio doppler. Para isso, foram utilizados os valores de comprimento de onda de linhas conhecidas em diferentes regiões do espectro. As linhas utilizadas foram: MgI em 4730Å, $H\beta$ em 4861Å, MgI em 5183Å, FeI em 5232Å, FeI em 5405Å, FeI em 5658Å, BaII em 5853Å, FeI em 6137Å, CaI em 6471Å, $H\alpha$ em 6562Å, NiI em 6772 e CaII em 8662. Estas linhas foram retiradas de Moore et al. (1966). Para obter as medidas de largura equivalente utilizamos a função *plot* do pacote *Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF) (Figura 4.2). Dessa forma, foi possível ajustar ao perfil da linha uma curva gaussiana na região referente a linha atômica. Assim, de forma automática, o IRAF realiza um cálculo

da largura equivalente a partir do intervalo de comprimento de onda definido pelo perfil da linha. Para os casos mais complexos, onde temos contribuições de diferentes linhas

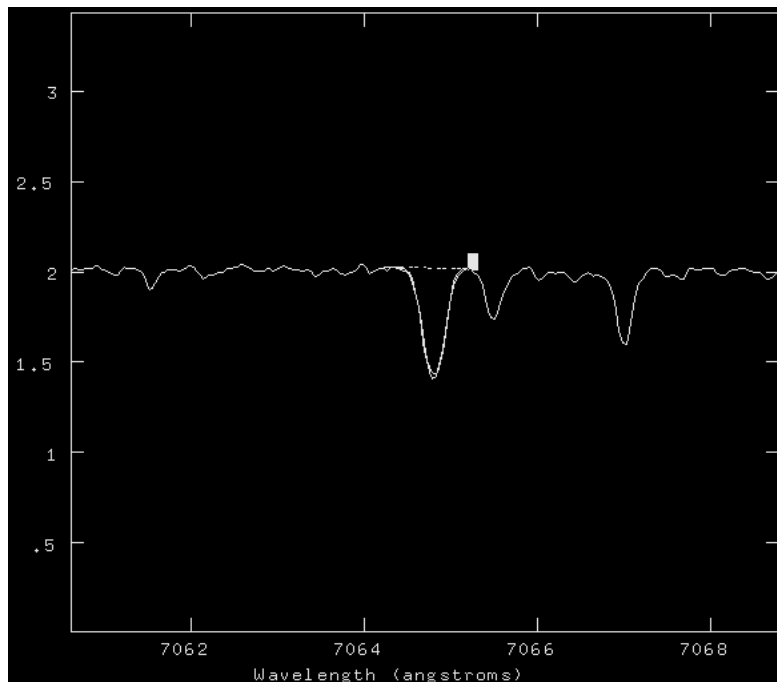


FIGURA 4.2: Medida de largura equivalente de uma linha de absorção.

de absorção, utilizamos a função *de-blend* (Figura 4.3), que traça uma curva gaussiana para cada linha tomando como parâmetro o contínuo indicado.

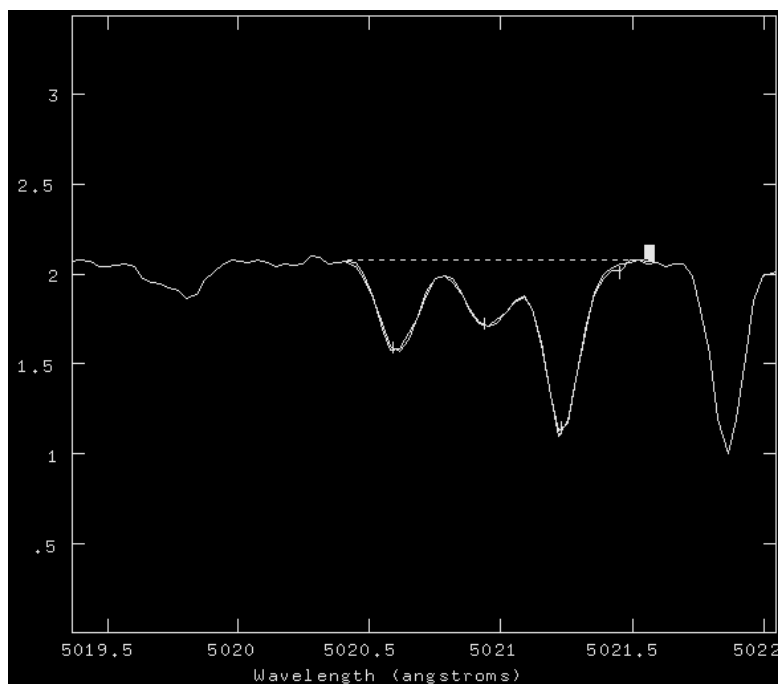


FIGURA 4.3: Medida de largura equivalente utilizando a função *de-blend*.

4.2 Parâmetros Atmosféricos

Com as medidas de larguras equivalentes das linhas de absorção de FeI e FeII obtidas, o passo seguinte foi a obtenção dos parâmetros atmosféricos, sendo estes: temperatura efetiva (T_{ef}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]^1$) e velocidade de microturbulência (ξ). Estes parâmetros são fundamentais no processo de obtenção da abundância química da estrela. Utilizamos a biblioteca de modelos de atmosferas Kurucz (1993) e um código de interpolação para obter modelos de atmosferas além dos disponíveis. Nesse código, inserimos os parâmetros do modelo atmosférico, os quais são uma estimativa inicial, e temos como saída a lista com os resultados da interpolação (Figura 4.4). Nessa lista há 72 linhas que correspondem as camadas de atmosfera. Para cada camada tem-se os valores de temperatura (T), densidade eletrônica (n_e), pressão do gás (P) e densidade de coluna de massa (ρx).

```

1 KURTYPE
2  TEFF =      5220.      LOG G = 3.5  [A/H] = -0.5
3      72      (1P,E15.8,0P,F9.1,1P,2E10.3)
4  2.33104802E-03  3305.7  7.371E+00  4.127E+08
5  3.06609180E-03  3326.9  9.696E+00  5.317E+08
6  3.94216273E-03  3350.2  1.247E+01  6.741E+08
7  4.98124305E-03  3374.6  1.575E+01  8.436E+08
8  6.20896416E-03  3399.6  1.963E+01  1.045E+09
9  7.65517540E-03  3424.9  2.421E+01  1.281E+09
10 9.35470778E-03  3450.7  2.958E+01  1.561E+09
11 1.13500264E-02  3477.3  3.589E+01  1.891E+09

```

FIGURA 4.4: Modelo atmosférico para uma dada temperatura, gravidade superficial e metalicidade.

É bastante complexa a tarefa de calcular um modelo atmosférico, por esse motivo, são utilizados algoritmos com grades de atmosferas pré-calculados e, com a interpolação dessas grades, é possível gerar novos modelos específicos quando forem necessários. Estes modelos assumem as hipóteses de equilíbrio termodinâmico local (ETL), geometria plano-paralela, equilíbrio hidrostático, ausência de campo magnético, simetria esférica, fluxo convectivo nulo e ausência de rotação.

Tendo os modelos de atmosferas interpolados com os parâmetros atmosféricos iniciais, o formato dos modelos foram editados para que assumissem a forma aceita pelo código MOOG² (Snedden, 1974). O código MOOG é utilizado para realizar o cálculo de abundâncias dos elementos químicos por meio da largura equivalente das linhas e também por síntese espectral. Na etapa de obtenção dos parâmetros atmosféricos utilizamos as grades de modelos atmosféricos junto com as listas de largura equivalente das linhas de FeI e FeII (ver Tabela A.1). Assim, para cada linha de absorção, temos uma abundância e um valor de abundância média também é dada para o conjunto de linhas da lista dada como *input*.

¹ $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\star} - \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot}$

²<https://www.as.utexas.edu/~chris/moog.html>

4.2.1 Temperatura efetiva

A temperatura efetiva de uma estrela pode ser estimada pela Equação 4.7 (Takeda et al. 2002):

$$\epsilon^I \propto T_{\text{ef}}^{3/2} e^{-(\chi_{\text{ion}} - \chi_i)/(kT_{\text{ef}})} \quad (4.7)$$

onde, ϵ^I é a abundância absoluta de FeI, T_{ef} a temperatura efetiva, χ_{ion} é o potencial de ionização do Fe (7.9 eV), χ_i potencial de excitação dos níveis i e j e, por último, k é a constante de Boltzmann. A condição para definir a temperatura efetiva de um objeto é o equilíbrio de excitação, que significa obter a independência entre a abundância química de um elemento, neste caso, o FeI, por ter um grande número de linhas já conhecidas, e o seu potencial de excitação. Em outras palavras, o coeficiente angular de uma reta no gráfico de abundância do FeI *versus* χ_{ex} , deve ser próximo a zero. Podemos ainda dizer que, como a possibilidade de ϵ^I variar com T_{ef} é maior em cenários onde χ_{ex} é menor. Portanto, as linhas atômicas com valores de baixo potencial de excitação tem uma contribuição maior na determinação de T_{ef} (Takeda et al. 2002).

Ao fornecermos uma lista de linhas e um modelo de atmosfera estelar, o código MOOG gera gráficos de correlação entre a abundância do elemento e o potencial de excitação em cada linha de absorção (Figura 4.5). O código MOOG também fornece valores de coeficiente angular de inclinação da reta (ϕ_1) e (ϕ_2), que serão descritos de forma detalhada posteriormente, permitindo uma visão antecipada a respeito da correlação entre os parâmetros citados anteriormente. Assim, para o caso em que os gráficos mostram uma inclinação que indique correlação entre os parâmetros analisados, podemos concluir que a determinação inicial para a temperatura diverge do valor real. Há situações que o valor de T_{ef} pode resultar em uma inclinação positiva para a reta, esta configuração permite interpretar que há abundâncias baixas, especialmente para o caso de linhas com potencial de excitação baixo. Então, ajustes aos valores de temperaturas devem ser feitos, para estarem consoantes com as larguras equivalentes das linhas analisadas.

4.2.2 Gravidade superficial

Simultaneamente a tentativa de encontrar o valor para a temperatura da atmosfera estelar, precisamos encontrar valores para a gravidade superficial ($\log g$) que nos forneçam valores semelhantes de abundâncias médias de FeI e FeII. Em outras palavras, ao derivarmos a abundância para o ferro ionizado em função da gravidade, devemos encontrar um valor tal que, ao realizarmos o cálculo da diferença entre as abundâncias de FeI e FeII obtenhamos um valor mais próximo a zero possível ($\langle A(\text{Fe I}) \rangle - \langle A(\text{Fe II}) \rangle \cong 0$). Desse modo, a condição utilizada para determinar a gravidade superficial ($\log g$) é o

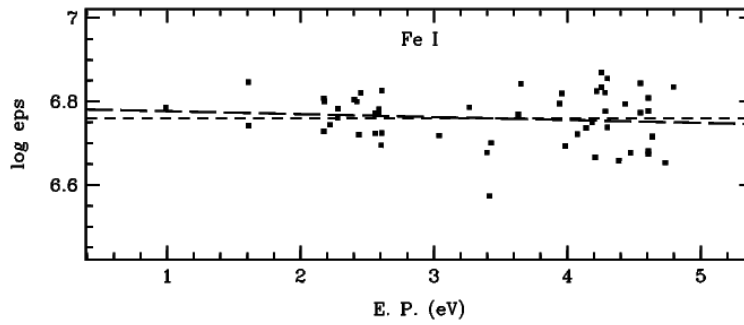


FIGURA 4.5: Diagrama que representa a correlação entre o logaritmo da abundância de FeI e o potencial de excitação (χ) para a estrela GAIA 1174588416320093696. Os quadrados pretos são as abundâncias referentes as linhas de absorção utilizadas. A linha composta por traços menores trata-se de um ajuste feito a partir do coeficiente angular nulo e a linha composta por traços maiores é referente ao ajuste com um valor próximo a zero para o coeficiente angular e uma abundância média de $\log \varepsilon_{\text{Fe}}$ de $\cong 6.76$.

equilíbrio de ionização para o FeI e o FeII. O equilíbrio de ionização permite obter a conclusão que a abundância de determinado elemento, para uma dada temperatura efetiva, será a mesma para diferentes estados de ionização. Esta grandeza está diretamente ligada a pressão eletrônica do gás, que, no que lhe concerne, está relacionada a gravidade superficial por meio da equação de equilíbrio hidrostático. O equilíbrio hidrostático é a condição na qual há um balanço entre a gravidade que tenta confinar o gás para o centro da estrela e a pressão total do gás ($P_r + P_g$), que tenta expandir o gás no sentido oposto ao núcleo, onde P_r é a pressão da radiação e P_g é a pressão do gás.

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g \quad (4.8)$$

no qual, P é a pressão do gás, ρ é a densidade e g a gravidade.

4.2.3 Velocidade de microturbulência

O conceito de microturbulência foi utilizado pela primeira vez por Jager (1954). Em seu trabalho, este parâmetro foi introduzido para explicar o alargamento de linhas de hidrogênio no espectro solar. De acordo com Gray (1973), podemos afirmar que a microturbulência clássica é introduzida como uma convolução entre uma suposta distribuição de velocidades e a gaussiana do coeficiente de absorção térmico da linha. Mais tarde, viu-se que a microturbulência está associada com a convecção em fotosferas estelares. O conceito atual a respeito da microturbulência nos diz que esta grandeza representa uma distribuição de velocidades de células em pequena escala. No cenário de uma atmosfera em 1D, as dimensões de uma célula convectiva são maiores do que o livre caminho médio que o fóton tem para percorrer (Costa-Almeida 2022). O efeito de alargamento

nas linhas de absorção, devido à velocidade de microturbulência, pode ser explicado pelo seguinte sistema: ao ser absorvido por uma célula, um fóton sofre um desvio Doppler em relação ao comprimento de onda que o emitiu, isso ocorre, pois, os referenciais das células não são os mesmos dos fótons. A velocidade de microturbulência é introduzida ao desvio Doppler com o intuito de obter o alargamento térmico das linhas atômicas. A equação matemática que descreve esta relação é:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m} + \xi^2 \right)^{1/2} \quad (4.9)$$

onde, $\Delta\lambda_D$ é a variação do comprimento de onda, devido à componente térmica e a velocidade de microturbulência, λ_0 é o comprimento de onda da linha em repouso, c é a velocidade da luz, k é a constante de Boltzmann, m a massa do átomo e ξ^2 a velocidade de microturbulência.

Para obter esse parâmetro atmosférico foi necessário verificar a correlação entre a abundância das linhas de FeI e a largura equivalente destas linhas. Para isso, analisamos o gráfico de saída do MOOG com o coeficiente angular de correlação entre o logaritmo da abundância de FeI e o logaritmo da largura equivalente reduzida (Figura 4.6), dada pela seguinte equação: $R_w \equiv -\log(W_\lambda/\lambda)$. Caso encontrássemos uma velocidade de microturbulência com valor mais alto do que o real, teríamos como consequência um alargamento nas linhas de absorção, o que resultaria em uma abundância subestimada. E caso contrario, teríamos uma abundância superestimada.

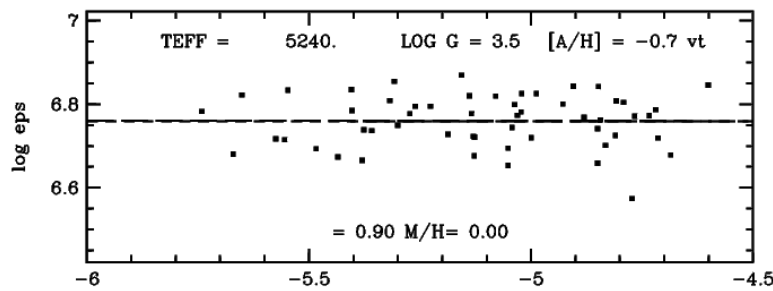


FIGURA 4.6: Gráfico que representa o comportamento da abundância do FeI em relação à largura equivalente reduzida para o objeto GAIA 1174588416320093696. Os quadradinhos pretos são as abundâncias referentes às linhas de absorção utilizadas. A linha composta por traços menores trata-se de um ajuste feito a partir do coeficiente angular nulo e a linha composta por traços maiores é referente ao ajuste com um valor próximo a zero para o coeficiente angular e uma abundância média de $\log \varepsilon[\text{Fe}] \cong 6.76$.

4.2.4 Metalicidade

Ao determinarmos todos os parâmetros citados anteriormente, por último, investigamos a respeito da metalicidade das estrelas. A metalicidade dos objetos, neste

trabalho, foi obtida em relação à metalicidade solar de acordo com Grevesse and Sauval (1998), onde utilizamos como indicador de metalicidade a abundância de Fe. Primeiro, obtivemos a abundância média para o FeI obtida pelo código MOOG. Como dito anteriormente, o MOOG, considerando o equilíbrio térmico local, gera uma abundância para cada linha da lista de larguras equivalentes dada e calcula também uma abundância média para aquele elemento. Posteriormente, realizamos o cálculo para a metalicidade. Para isso, utilizamos a seguinte equação:

$$[Fe/H] = \log(N_{Fe}/N_H)_* - \log(N_{Fe}/N_H)_\odot \quad (4.10)$$

no qual, N_{Fe} é o respectivo número de partículas de ferro e N_H é a mesma grandeza, porém, referente ao hidrogênio.

4.2.5 Determinando a solução para os parâmetros atmosféricos

Todos os parâmetros atmosféricos citados até aqui foram obtidos de forma simultânea. Para uma melhor visualização a respeito dos resultados obtidos para os parâmetros, construímos gráficos para a visualização do comportamento dos coeficientes angulares. Nestes gráficos, dispomos os valores de coeficientes angulares de correlação entre o logaritmo da abundância de FeI e o logaritmo do potencial de excitação (coeficiente ϕ_1) no eixo y , e o logaritmo da abundância de FeI e logaritmo da largura equivalente reduzida (coeficiente ϕ_2) no eixo x . Fixamos os valores de $\log g$ e $([A/H])$ enquanto variamos os valores de temperatura efetiva e velocidade de microtubulência. Mudávamos os valores e refazíamos as análises até que fossem encontrados os valores para ϕ_1 e ϕ_2 mais próximos de zero possível, ao mesmo tempo que buscávamos o mesmo para a diferença entre as abundâncias de FeI e FeII (Figura 4.7). Assim, esperávamos que estes assumissem valores de zero, contudo, algumas vezes precisamos adotar a solução em que os parâmetros estejam próximos de zero. Quando fazíamos esta verificação, tínhamos como critério para adotar a solução, o valor mais próximo possível do ponto $(0, 0)$, que neste caso, indica que as condições de equilíbrio de excitação e de independência entre a abundância e a largura equivalente, foram satisfeitas. Posteriormente, a diferença para os valores de abundâncias de FeI e FeII eram feitas. Quando as condições de independência entre a abundância e a largura equivalente reduzida, condições de equilíbrio de excitação e equilíbrio de ionização eram satisfeitas, significava que havíamos encontrado uma boa solução para a temperatura efetiva (T_{ef}), gravidade superficial ($\log g$), velocidade de microturbulência (ξ) e metalicidade ($[Fe/H]$) do objeto analisado. Realizamos essa análise para cada estrela da amostra. A Tabela 4.1 mostra também os valores dos parâmetros atmosféricos obtidos por Norfolk et al. (2019) e por outros autores.

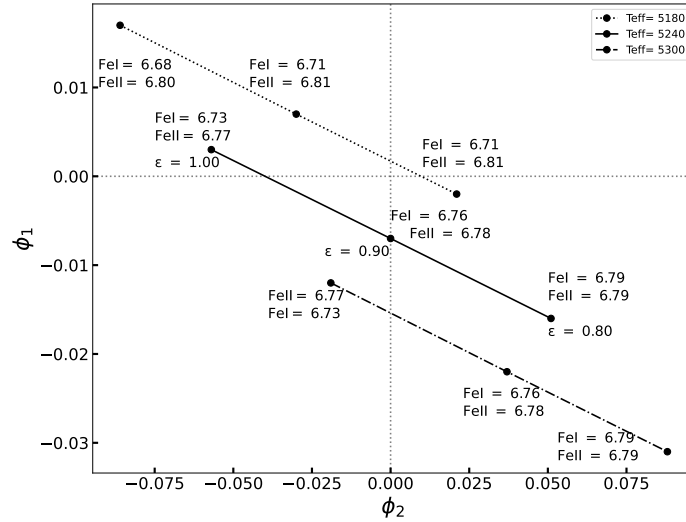


FIGURA 4.7: Gráfico utilizado para realizar análise dos parâmetros atmosféricos de uma forma simultânea para a estrela Gaia DR2 1174588416320093696. No eixo y estão dispostos os valores de ϕ_1 e no eixo x os valores para ϕ_2 . As retas representam as diferentes temperaturas, os pontos em destaque, os diferentes valores de velocidade de microturbulência e os valores no gráfico em cada ponto corresponde as abundâncias médias para o FeI e FeII ($\log \epsilon$ FeI e FeII). Neste caso, a gravidade superficial ($\log g$) e a metalicidade foram fixados em $\log g = 3.5$ e $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$. Os respectivos valores de ϕ_1 e ϕ_2 são, -0.007 e 0.000 . O resultado para os parâmetros atmosféricos obtidos para esta estrela podem ser vistos na tabela 4.1.

4.2.6 Incertezas nos parâmetros atmosféricos

Para estimarmos as incertezas nos parâmetros atmosféricos, utilizamos os valores dos coeficientes angulares de correlação entre potencial de excitação e abundância de FeI (ϕ_1) e a correlação entre largura equivalente reduzida e abundância de FeI (ϕ_2). Os valores ϕ_1 e ϕ_2 são dados pelo código MOOG, porém, para obtermos as incertezas nestas grandezas, utilizamos um código escrito em linguagem de programação fortran. Este código, com base nos valores de entrada para o potencial de excitação das linhas de absorção e a abundância de FeI (para o caso de incerteza na T_{ef}), calcula, por meio do método de mínimos quadrados, e nos fornece os coeficientes que representam as correlações entre os parâmetros citados e a incerteza associada aos coeficientes angulares.

Para obter a incerteza em $\log g$, variamos o seu valor a partir do que foi encontrado na solução. As variações foram feitas em um intervalo de 0.1 dex do valor obtido para o referido parâmetro. Os resultados para as incertezas dos parâmetros atmosféricos das estrelas estudadas podem ser vistos na tabela 4.1

Estrela	T_{ef} (K)	$\log g$ (dex)	[FeI/H] (dex)	[FeII/H] (dex)	FeI N_{lin}	FeII N_{lin}	ξ (kms^{-1})	Ref
BD+04 2466	5150 ± 70	1.90 ± 0.20	-1.92 ± 0.08	-1.92 ± 0.08	38	8	1.50 ± 0.20	Este trabalho
	5100 ± 100	1.80 ± 0.20	-1.92 ± 0.08	-1.92 ± 0.08	42	8	1.60 ± 0.20	Pereira and Drake (2009)
Gaia DR2 4013	4700 ± 50	2.10 ± 0.20	-0.23 ± 0.10	-0.22 ± 0.09	61	09	1.20 ± 0.10	Este trabalho
	4706 ± 14	2.65 ± 0.03	0.02 ± 0.01	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)
Gaia DR2 1174	5240 ± 35	3.50 ± 0.20	-0.74 ± 0.06	-0.72 ± 0.05	54	06	0.90 ± 0.10	Este trabalho
	4950 ± 28	2.76 ± 0.05	-0.97 ± 0.03	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)
Gaia DR2 1238	4080 ± 70	1.00 ± 0.20	-0.62 ± 0.11	-0.62 ± 0.07	47	09	1.20 ± 0.10	Este trabalho
	3975 ± 14	1.04 ± 0.03	-0.71 ± 0.02	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)
2MASS J1452	4900 ± 40	2.80 ± 0.20	-0.61 ± 0.09	-0.61 ± 0.07	76	12	0.80 ± 0.10	Este trabalho
	4867 ± 15	2.8 ± 0.03	-0.63 ± 0.01	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)
	4847 ± 7	2.75 ± 0.01	-0.54 ± 0.01	-	-	-	-	Ness et al. (2016)
	-	2.99	-0.54	-	-	-	-	Shetrone et al. (2019)
2MASS J1205	4869 ± 6	2.76 ± 0.01	-0.58 ± 0.01	-	-	-	-	Sit and Ness (2020)
	4940 ± 40	3.10 ± 0.20	-0.61 ± 0.09	-0.61 ± 0.07	80	10	0.70 ± 0.10	Este trabalho
	4830 ± 27	3.00 ± 0.04	-0.68 ± 0.03	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)
	4903 ± 7	3.08 ± 0.01	-0.51 ± 0.01	-	-	-	-	Ness et al. (2016)
TYC 2036	-	3.29	-0.50	-	-	-	-	Shetrone et al. (2019)
	4885 ± 6	3.00 ± 0.01	-0.54 ± 0.01	-	-	-	-	Sit and Ness (2020)
	4730 ± 70	3.10 ± 0.20	0.22 ± 0.10	$+0.21 \pm 0.08$	58	08	0.90 ± 0.10	Este trabalho
	4966 ± 47	2.95 ± 0.07	-1.01 ± 0.06	-	-	-	-	Norfolk et al. (2019)

TABELA 4.1: Resultados para os parâmetros atmosféricos das estrelas da amostra e incertezas associadas. As estrelas presentes na tabela são; Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696, Gaia DR2 1238757937846366848, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339, TYC 2036-749-1 e BD+04 2466. O objeto BD+04 2466 trata-se de um template.

Capítulo 5

Massas e luminosidades das estrelas da amostra

Neste capítulo, descrevemos a metodologia utilizada para obter as massas e luminosidades das estrelas da amostra e apresentamos os resultados obtidos a partir das análises feitas.

5.1 Diagrama de Kiel

Para a determinação das massas e luminosidades, utilizamos as trajetórias evolutivas de Bressan et al. (2012). Nestas trajetórias, destacamos os pontos referentes aos parâmetros das nossas estrelas. Para isso, utilizamos a gravidade superficial e temperatura efetiva dos nossos objetos. Estes parâmetros atmosféricos foram obtidos no capítulo anterior. Contudo, para selecionar quais modelos utilizaríamos, determinamos os valores de Z (metallicidade) para os objetos da amostra. Para isso, utilizamos a equação retirada de Bertelli et al. (1994):

$$\log Z = 0.977[\text{Fe}/\text{H}] - 1.699 , \quad (5.1)$$

onde 0.977 é uma constante relacionada ao logaritmo da razão de abundância de hidrogênio no Sol e na respectiva estrela ($\log X/X_{\odot}$), $[\text{Fe}/\text{H}]$ é a metalicidade da estrela e 1.699 é o valor de $\log Z_{\odot}$ ($Z_{\odot} = 0.02$). Após obter Z para todas as estrelas, selecionamos os modelos de trajetória evolutiva estelar. Desse modo, utilizamos quatro modelos com diferentes valores de Z , sendo estes $Z = 0.004$, $Z = 0.006$, $Z = 0.03$ e $Z = 0.01$. Para cada metalicidade, selecionamos diferentes massas e assim, obtivemos quatro trajetórias para $Z = 0.004$, $Z = 0.006$ e $Z = 0.01$, e três para $Z = 0.03$. Os valores de diferentes massas utilizadas podem ser vistos nas Figuras 5.1, 5.2, 5.3, 5.4. Em cada modelo foram

dispostos os objetos com metalicidades correspondentes as que foram definidas para os gráficos.

Assim, a estrela Gaia DR2 1238757937846366848 pode ser vista na Figura 5.1, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e Gaia DR2 1174588416320093696 na Figura 5.2, Gaia DR2 4013936491922914944 na Figura 5.3, e por último, TYC 2036-749-1 na Figura 5.4. Por fim, as massas das estrelas foram estimadas conforme as suas posições nos diagramas de Kiel. Os valores de $\log g$ e T_{ef} utilizados estão contidos na Tabela 4.1.

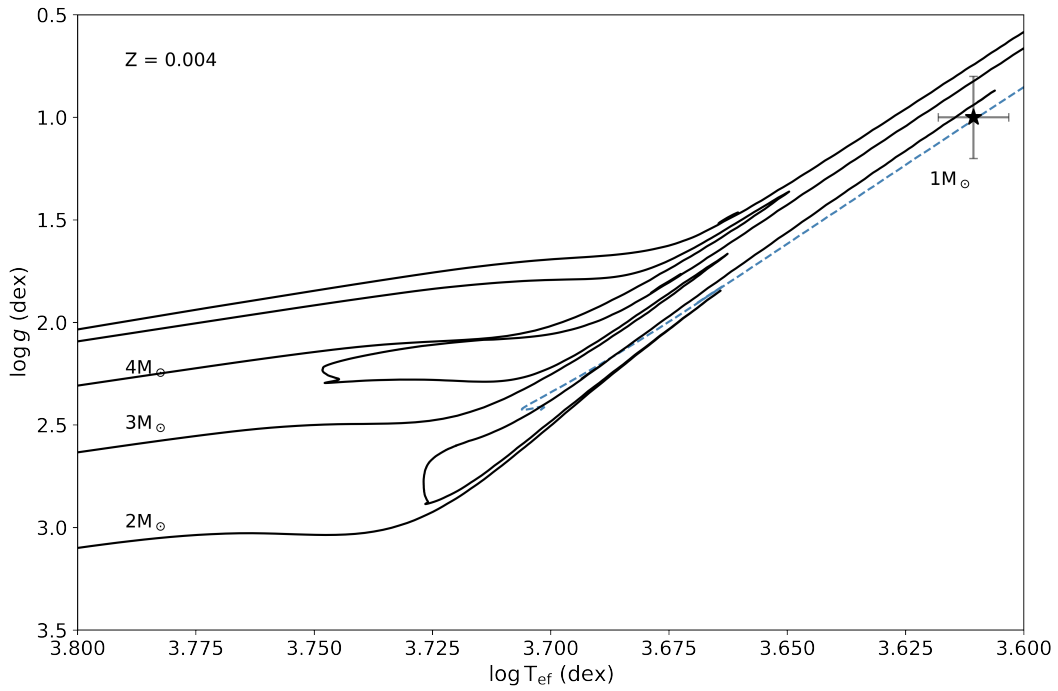


FIGURA 5.1: Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas da estrela com metalicidade $Z = 0.004$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto Gaia DR2 1238757937846366848 com as respectivas incertezas.

5.2 Luminosidades

Após obter a massa para as estrelas da amostra, realizamos os cálculos das luminosidades utilizando a relação:

$$\log \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right) = 4 \log T_{\text{ef}} - \log g + \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) - 10.61, \quad (5.2)$$

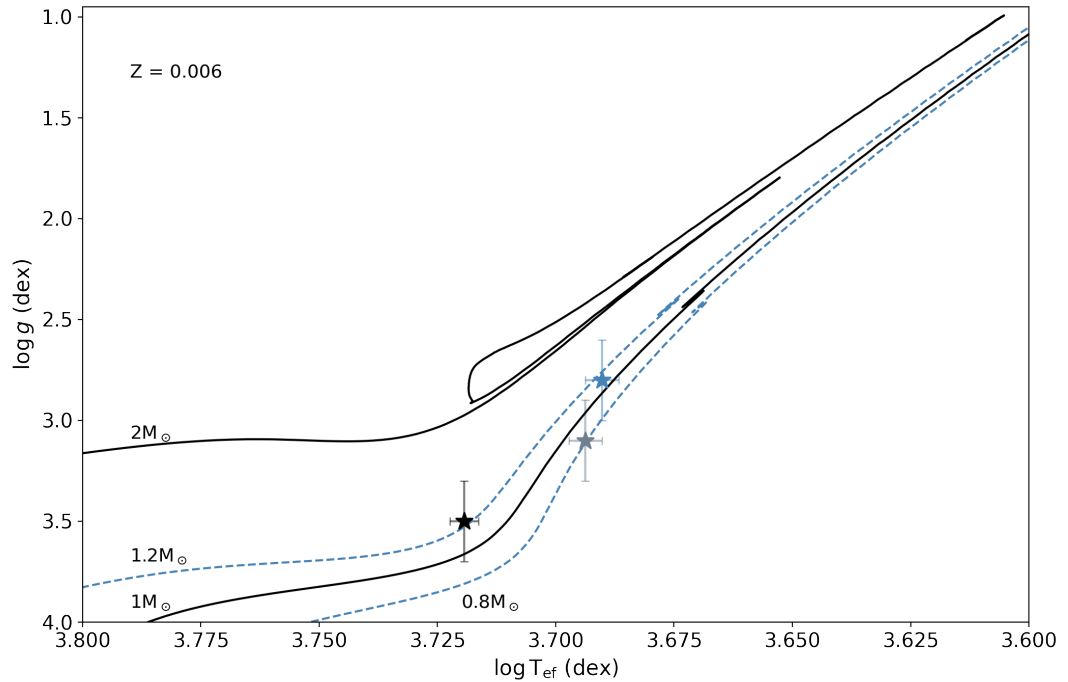


FIGURA 5.2: Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas das estrelas com metalicidade $Z = 0.006$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. As estrelas representam os objetos 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e Gaia DR2 1174588416320093696 com as respectivas incertezas.

onde L_{\star}/L_{\odot} e M_{\star}/M_{\odot} são as razões de luminosidade e massa, respectivamente, entre as estrelas e o Sol. As luminosidades calculadas podem ser vistas na Tabela 5.1.

A fim de obtermos as luminosidades das estrelas de uma forma alternativa à utilizando a Equação 5.2, utilizamos a seguinte equação, onde M_{bol}^{\star} é a magnitude bolométrica da estrela. Fizemos isso com o intuito de realizarmos comparações futuras entre os diferentes métodos e, além disso, utilizarmos dados de astrometria extraídos do “*Gaia Data Release 2*”.

$$\log \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right) = \frac{4.74 - M_{bol}^{\star}}{2.5}, \quad (5.3)$$

Podemos calcular M_{bol}^{\star} usando a seguinte expressão:

$$M_{bol}^{\star} = M_V + BC, \quad (5.4)$$

onde M_V é a magnitude visual absoluta na banda V e BC é a correção bolométrica. Temos que,

$$M_V = m_V - 5 \log r - A_V + 5, \quad (5.5)$$

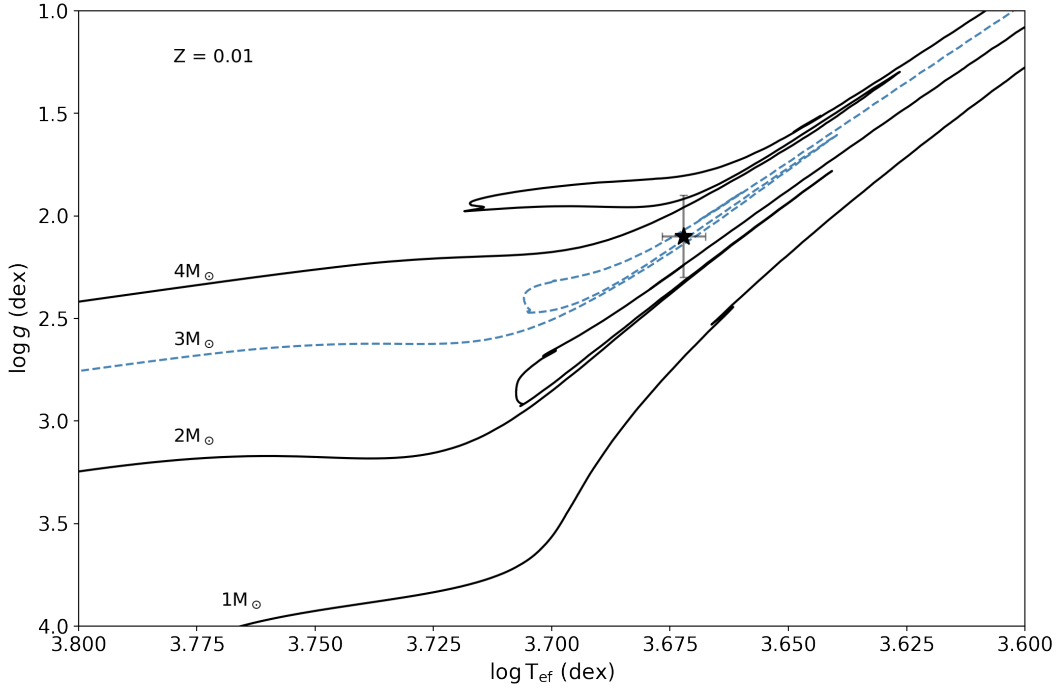


FIGURA 5.3: Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas da estrela com metalicidade $Z = 0.01$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto Gaia DR2 4013936491922914944 com as respectivas incertezas.

onde, m_V é a magnitude aparente na banda V, r a distância da estrela em pc e A_V a extinção interestelar. O valor de M_{bol}^{\odot} foi retirado de Bessell et al. (1998), sendo este $M_{\text{bol}}^{\odot} = 4.74$ mag. Os valores de BC foram obtidos utilizando o método de Alonso et al. (1999) para $3.65 \text{ dex} \leq \log(T_{\text{ef}}) \leq 3.69 \text{ dex}$.

Em relação a distância, esta pode ser obtida por: $d = \frac{1000}{p}$ sendo p a paralaxe do objeto em milissegundo de arco que, por definição, sempre assume valores positivos. É certo que, quanto mais distante estiver o objeto, menor será a sua paralaxe e, consequentemente, ao estimar a incerteza na distância, podemos nos deparar com valores tais que $p - \sigma_p$ resulte em valores negativos de paralaxe. Devido a esse fator limitante e ao fato de que a distância se comporta de forma $d \propto p^{-1}$, precisamos utilizar um tratamento estatístico para estrelas que se encontram fora da vizinhança solar, i.e., muito distantes. Portanto, para os cálculos das distâncias das estrelas da amostra utilizamos Bailer-Jones et al. 2018, juntamente aos dados de paralaxe, latitude e longitude galácticas extraídos do “*Gaia Data Release 2*”. Os resultados para as distâncias das estrelas podem ser vistos na Tabela 5.1. Há na literatura, apenas um trabalho que determinou as distâncias para as estrelas da nossa amostra. Wang et al. (2016), obteve distâncias de 1210.9 ± 128.8 pc

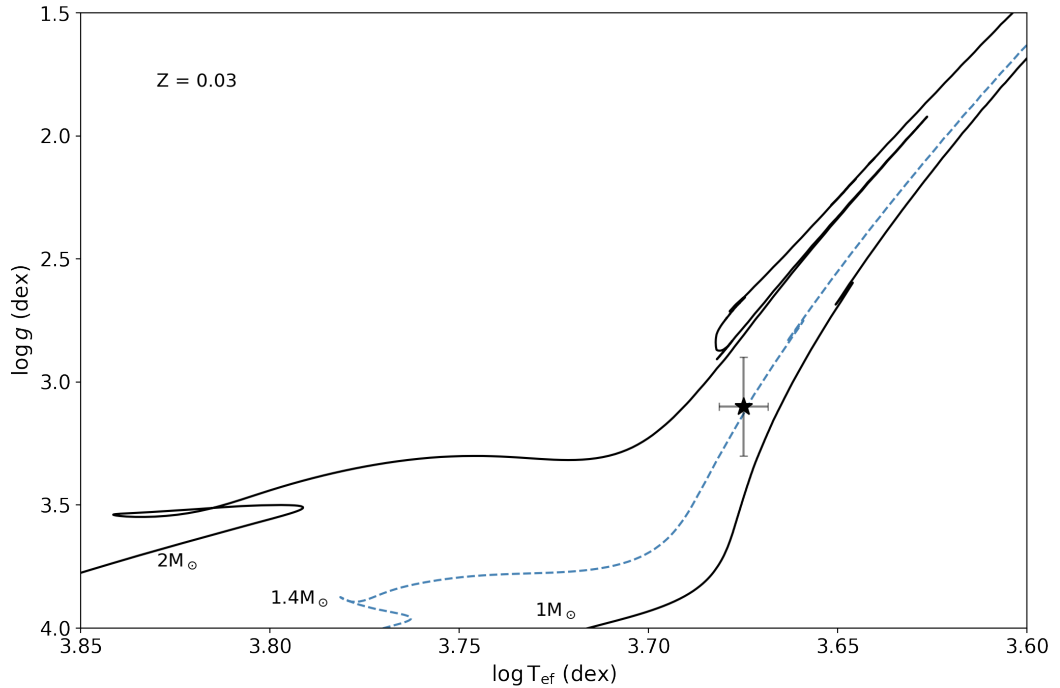


FIGURA 5.4: Diagrama $\log g - T_{\text{ef}}$ das trajetórias evolutivas das estrelas com metalicidade $Z = 0.03$. As diferentes massas estão indicadas em suas respectivas curvas. A linha tracejada trata-se da curva onde a estrela ficou posicionada. A estrela representa o objeto TYC 2036-749-1 com as respectivas incertezas.

para 2MASS J14523537+3023319 e 1035.3 ± 115.1 pc para 2MASS J12052482-0102339.

Para definirmos os valores de extinção interestelar (A_V), utilizamos, a expressão obtida por Chen et al. (1998) para a qual

$$\begin{cases} A_V = 0 & |b| > 50^\circ \\ A_V = 0.165 (1.192 - |\tan b|) |\csc b| [1 - \exp(-r |\sin b| h_0^{-1})] & 10^\circ < |b| \leq 50^\circ \\ A_V = E(l) & |b| \leq 10^\circ \end{cases} \quad (5.6)$$

, sendo

$$E(l) = a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3 + a_4 r^4, \quad (5.7)$$

onde b é a latitude galáctica, h_0 é a altura característica da estrutura de extinção ($h_0 = 120$ pc) e $E(l)$ é uma expansão em série, ou, somatório do produto dos coeficientes da curva de extinção (a_1, a_2, \dots) pela distância do objeto a um dado expoente (r, r^2, \dots). A primeira condição da Equação 5.6, indica que objetos com latitude galáctica maior que 50° possuem uma extinção interestelar nula. Portanto, como todos os objetos da nossa amostra se encaixam nesta condição, utilizamos $A_V = 0$.

Estrela	r (pc)	BC (mag)	M_V (mag)	M_{bol} (mag)	V (mag)	M_\star (M_\odot)	$\log\left(\frac{L_\star}{L_\odot}\right)$	$\log\left(\frac{L_\star^{Gaia}}{L_\odot}\right)$
Gaia DR2 4013936491922914944	3902^{+265}_{-235}	-0.38 ± 0.02	$-0.11^{+0.14}_{-0.09}$	-0.49 ± 0.10	12.84	1.00	$2.00^{+0.17}_{-0.20}$	2.09 ± 0.05
Gaia DR2 1174588416320093696	1942^{+147}_{-128}	-0.20 ± 0.01	$1.61^{+0.17}_{-0.14}$	1.40 ± 0.15	13.05	1.20	$0.85^{+0.21}_{-0.20}$	1.33 ± 0.06
Gaia DR2 1238757937846366848	5218^{+219}_{-202}	-0.33 ± 0.03	-1.40 ± 0.09	-1.74 ± 0.13	12.18	3.00	$3.31^{+0.24}_{-0.22}$	2.59 ± 0.05
2MASS J14523537+3023319	1479^{+39}_{-37}	-0.30 ± 0.09	1.62 ± 0.06	1.32 ± 0.07	12.47	1.00	$1.35^{+0.22}_{-0.20}$	1.37 ± 0.03
2MASS J12052482-0102339	855^{+70}_{-60}	-0.28 ± 0.09	2.89 ± 0.17	2.60 ± 0.18	12.56	0.85	$1.00^{+0.21}_{-0.20}$	0.85 ± 0.07
TYC 2036-749-1	4027^{+110}_{-105}	-0.36 ± 0.03	-1.90 ± 0.06	-2.26 ± 0.09	11.12	1.40	$1.13^{+0.23}_{-0.21}$	2.80 ± 0.04

TABELA 5.1: A coluna 1 representa as identificações das estrelas, a distância *Gaia* obtida utilizando a paralaxe (coluna 2), a correção bolométrica (coluna 3), a magnitude absoluta na banda V (coluna 4), a magnitude bolométrica (coluna 5), a magnitude aparente na banda V (coluna 6), a massa das estrelas em massas solares (7), a luminosidade obtida por meio de parâmetros atmosféricos e massa das estrelas (coluna 8), a luminosidade *Gaia* obtida pela Equação 5.3 (coluna 9).

Veremos mais adiante que a classificação das estrelas como sendo ou não, estrelas de bário, teve resultado positivo para três estrelas da amostra, sendo essas: Gaia DR2 1174588416320093696 com $M_{\star} = 1.20 M_{\odot}$, 2MASS J14523537+3023319 $M_{\star} = 1.00 M_{\odot}$ e 2MASS J12052482-0102339 $M_{\star} = 0.85 M_{\odot}$. Estas estrelas possuem massas que condizem com as previsões do modelo de Han et al. (1995), que encontraram massas para estrelas de bário no intervalo de $1M_{\odot}$ a $3M_{\odot}$. Em um trabalho mais recente, realizado com uma grande amostra de estrelas de bário, de Castro et al. (2016), mostra intervalos de massa que vão de $1M_{\odot}$ à $6M_{\odot}$. Temos também em nossa amostra uma estrela com massas de aproximadamente $3M_{\odot}$, contudo, este objeto não foi classificado como sendo estrela de bário.

Após obtermos os valores para as massas, extinção interestelar, correção bolométrica e distância das estrelas, utilizamos a seguinte equação para obter os valores de gravidade superficial da estrela por meio de dados fotométricos $\log g_{\text{fot}}$:

$$\log g_{\text{fot}} = \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) + 0.4(V - A_V + BC_V) + 4 \log T_{\text{ef}} - 2 \log r - 16.5, \quad (5.8)$$

nesta equação, utilizamos a distância em kpc. Os valores de $\log g_{\text{fot}}$ das estrelas classificadas como sendo estrelas de bário foram obtidos com a finalidade de comparar com o $\log g$ obtido com dados espectroscópicos. Então, para Gaia DR2 1174588416320093696, obtivemos $\log g_{\text{fot}} = 3.10 \pm 0.02$ dex enquanto a gravidade superficial espectroscópica é: $\log g = 3.50 \pm 0.20$ dex. Para a estrela 2MASS J14523537+3023319, obtivemos $\log g_{\text{fot}} = 2.80 \pm 0.01$ e, mesmo valor obtido através da espectroscopia ($\log g = 2.80 \pm 0.20$ dex). Por último, para 2MASS J12052482-0102339 obtivemos: $\log g_{\text{fot}} = 3.20 \pm 0.01$ e $\log g = 3.10 \pm 0.20$ dex. Para a determinação das incertezas utilizamos a Equação 5.8 e, incluímos as incertezas que foram calculadas ao decorrer das análises para cada um dos parâmetros. Desse modo, obtivemos uma boa aproximação para os valores de gravidade superficial obtidos pelos dois métodos.

Para os objetos classificados como sendo estrelas de bário, as luminosidades encontradas pelos dados espectroscópicos estão de acordo com de Castro et al. (2016), no qual, mostram luminosidades para estrela de bário num intervalo de: $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \approx 1.00$ e 3.00 . de Castro et al. (2016) estimam um valor médio e incerteza para as luminosidades das estrelas de bário, respectivamente, sendo este: $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 2.21 \pm 0.42$. A estrela, Gaia DR2 1174588416320093696 tem uma luminosidade $\log L_{\star} = 0.85^{+0.21}_{-0.20} L_{\odot}$, 2MASS J14523537+3023319 $\log L_{\star} = 1.35^{+0.22}_{-0.20} L_{\odot}$ e 2MASS J12052482-0102339 $\log L_{\star} = 1.00^{+0.21}_{-0.20} L_{\odot}$. Lattanzio (1986) e Vassiliadis and Wood (1993), obtiveram luminosidades para estrelas do AGB com valores de $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 3.26$. e 3.15 , respectivamente. Dessa forma, temos que as estrelas de bário da nossa amostra, não ascenderam ao ramo AGB e o enriquecimento em elementos do processo-s deve ter ocorrido

de forma extrínseca. Os resultados para a distância, correção bolométrica, magnitude absoluta, magnitude aparente, massa e luminosidade estão presentes na Tabela 5.1.

Capítulo 6

Determinação da abundância química do níquel e elementos do processo-*s*

Os elementos que investigamos na nossa amostra foram: Ni, Sr, Y, Zr, Ce, Nd, Sm e Rb. Para a investigação da abundância destes elementos, utilizamos listas de linhas de Roriz et al. (2023) e de Castro et al. (2016). Obtivemos as abundâncias dos elementos utilizando medidas de larguras equivalentes das linhas atômicas. Nesta etapa, utilizamos os mesmos procedimentos descritos na Seção 4.1. Além disso, utilizamos a síntese espectral para um dos elementos químicos da nossa lista, o rubídio. Neste trabalho, não realizamos a investigação acerca da abundância de bário nas estrelas da amostra, em partes, porque as linhas atômicas de bário possuem larguras equivalentes entre 300 a 500 mÅ. Pereira et al. (2011) mostram que linhas atômicas com valores acima de 160 mÅ fogem de um ajuste linear que relaciona a profundidade da linha com a largura equivalente.

6.1 Abundâncias obtidas utilizando medidas de largura equivalente

Para obter a abundância para os seguintes elementos: Ni, Sr, Y, Zr, Ce, Nd e Sm, utilizamos medidas de largura equivalente das linhas atômicas destas espécies químicas presentes nos espectros (ver Tabelas A.2 e A.3). Tendo realizado as medidas de larguras equivalentes e feito as análises utilizando o driver *abfind* do código MOOG, chegamos ao passo de realizar os cálculos para as abundâncias dos elementos. As equações utilizadas

para isso foram:

$$[X/H] = \log(N_X/N_H)_* - \log(N_X/N_H)_\odot \text{ e} \quad (6.1)$$

$$[X/Fe] = \log(N_X/N_{Fe})_* - \log(N_X/N_{Fe})_\odot. \quad (6.2)$$

A Equação 6.1 foi utilizada para o caso da abundância de um dado elemento X em relação à abundância solar e, para obter a abundância deste elemento X em relação à abundância de ferro no Sol, utilizamos a Equação 6.2. Para realizarmos nossa investigação a respeito dos elementos da nossa lista, adicionamos ao código MOOG as listas de larguras equivalentes dos elementos de interesse aos modelos de atmosferas que haviam sido obtidos anteriormente. Utilizamos os valores de abundância média mais as equações citadas acima e realizamos os cálculos que nos forneceram os valores de abundâncias dos elementos para a nossa amostra. Vale ressaltar que a referência utilizada para as abundâncias da fotosfera solar foi Grevesse and Sauval (1998). Por se tratar de um elemento do pico do ferro, realizamos a análise da abundância do níquel para que pudéssemos fazer comparações entre as razões de $[Fe/H]$ e $[Ni/H]$. Por se tratar de um dos elementos que são sintetizados junto com o Fe, esta comparação nos fornece um diagnostico a respeito dos parâmetros atmosféricos calculados para as estrelas da amostra.

Elemento	$\log \varepsilon_\odot$	N_{lin}	$\log \varepsilon_*$	σ_{obs}	$[X/H]$	$[X/Fe]$
Ni I	6.25	43	5.97	0.09	-0.28	-0.05
Sr I	2.97	01	2.41	-	-0.56	-0.33
Y II	2.24	04	2.01	0.09	-0.23	0.00
Zr I	2.60	08	2.31	0.09	-0.29	-0.06
Ce II	1.58	08	1.49	0.08	-0.09	0.14
Nd II	1.50	13	1.26	0.10	-0.24	-0.01
Sm II	1.01	06	0.88	0.05	-0.13	0.10

TABELA 6.1: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela GAIA DR2 4013936491922914944.

Elemento	$\log \varepsilon_\odot$	N_{lin}	$\log \varepsilon_*$	σ_{obs}	$[X/H]$	$[X/Fe]$
Ni I	6.25	41	5.54	0.08	-0.71	+0.03
Sr I	2.97	01	2.99	-	+0.02	+0.76
Y II	2.24	05	2.50	0.06	+0.26	+1.00
Zr I	2.60	05	3.14	0.07	+0.54	+1.28
Ce II	1.58	07	2.39	0.08	+0.81	+1.55
Nd II	1.50	15	2.28	0.08	+0.78	+1.52
Sm II	1.01	04	1.52	0.08	+0.51	+1.25

TABELA 6.2: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela GAIA DR2 1174588416320093696.

Elemento	$\log \varepsilon_{\odot}$	N_{lin}	$\log \varepsilon_{\star}$	σ_{obs}	[X/H]	[X/Fe]
Ni I	6.25	30	5.51	0.11	-0.74	-0.12
Sr I	2.97	01	2.29	-	-0.68	-0.06
Y II	2.24	02	1.42	0.05	-0.82	-0.02
Zr I	2.60	08	2.06	0.09	-0.54	+0.08
Ce II	1.58	05	1.05	0.07	-0.53	+0.09
Nd II	1.50	08	0.93	0.04	-0.57	+0.05
Sm II	1.01	11	0.90	0.11	-0.11	+0.51

TABELA 6.3: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela GAIA DR2 1238757937846366848.

Elemento	$\log \varepsilon_{\odot}$	N_{lin}	$\log \varepsilon_{\star}$	σ_{obs}	[X/H]	[X/Fe]
Ni I	6.25	46	5.66	0.10	-0.59	+0.02
Sr I	2.97	01	3.01	-	+0.04	+0.65
Y II	2.24	06	2.16	0.08	-0.08	+0.53
Zr I	2.60	07	2.57	0.08	-0.03	+0.58
Ce II	1.58	06	1.84	0.05	+0.86	+1.47
Nd II	1.50	13	1.68	0.12	+0.18	+0.79
Sm II	1.01	05	0.90	0.06	-0.11	+0.50

TABELA 6.4: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela 2MASS J14523537+3023319.

Elemento	$\log \varepsilon_{\odot}$	N_{lin}	$\log \varepsilon_{\star}$	σ_{obs}	[X/H]	[X/Fe]
Ni I	6.25	48	5.67	0.11	-0.58	+0.03
Sr I	2.97	01	2.99	-	+0.02	+0.63
Y II	2.24	05	2.21	0.05	-0.03	+0.58
Zr I	2.60	07	2.48	0.09	-0.12	+0.49
Ce II	1.58	07	1.95	0.07	+0.37	+0.98
Nd II	1.50	09	1.70	0.04	+0.20	+0.81
Sm II	1.01	04	1.17	0.11	+0.16	+0.77

TABELA 6.5: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela 2MASS J12052482-0102339.

Elemento	$\log \varepsilon_{\odot}$	N_{lin}	$\log \varepsilon_{\star}$	σ_{obs}	[X/H]	[X/Fe]
Ni I	6.25	40	6.51	0.11	+0.26	+0.04
Sr I	2.97	01	2.85	-	-0.12	-0.34
Y II	2.24	02	2.10	0.05	-0.14	-0.36
Zr I	2.60	11	2.64	0.11	+0.04	-0.18
Ce II	1.58	03	2.05	0.05	+0.47	-0.25
Nd II	1.50	03	1.78	0.09	+0.28	+0.06
Sm II	1.01	02	1.70	0.05	+0.69	+0.47

TABELA 6.6: Resultados para as abundâncias de elementos do processo-s na estrela TYC 2036-749-1.

6.2 Abundâncias obtidas utilizando síntese espectral

A síntese espectral é outro meio utilizado para obter as abundâncias de elementos que compõem a atmosfera de uma determinada estrela. Neste trabalho, o elemento para o qual utilizamos o método de síntese espectral foi o rubídio. Este método de obtenção de abundâncias é normalmente utilizado em casos onde os elementos de interesse apresentam estrutura hiperfina. Esta, por sua vez, contribui para o alargamento das linhas, pois, se trata do desdobramento dos níveis de energia do átomo e, caso seja desconsiderada, pode resultar na abundância superestimada de um determinado elemento com essa característica.

Para utilizarmos essa técnica em nossos espectros, realizamos alguns passos que antecedem a síntese. Utilizamos o pacote IRAF para a preparação das regiões dos espectros que desejávamos realizar a síntese. Primeiro, fizemos o corte da região de interesse do espectro utilizando a função *scopy*. Após isso, utilizamos a tarefa *continuum*, para normalizar a fração cortada do espectro. Fazemos isto pelo fato de termos que trabalhar com espectros normalizados no MOOG. No código MOOG, utilizamos o *drive synth* e, com isso, conseguimos criar um espectro sintético para a região de interesse de uma determinada atmosfera de uma estrela. Isto foi feito para todos os espectros dos nossos objetos. Para obtermos a abundância, realizamos variações da abundância do elemento de interesse até obtermos o menor desvio padrão possível entre o espectro sintético e o observado, obtendo assim o melhor ajuste possível. Neste cenário, a abundância para essa configuração é o resultado para esta região de interesse.

Para a determinação da abundância do rubídio utilizamos a linha localizada em 7800.29Å. Nesta região, além do rubídio, há também a contribuição de silício em 7800Å e da banda molecular CN em aproximadamente 7800.6Å (ver Tabela A.4). Os ajustes da síntese podem ser vistos na Figura 6.1. Os resultados para a abundância do rubídio em estrelas da amostra estão presentes na Tabela 6.7.

Elemento	Estrela	$\log \varepsilon_{\odot}$	$\log \varepsilon_{\star}$	[X/H]	[X/Fe]
Rb I	GAIA 4013936491922914944	2.60	2.10	-0.50	- 0.27
Rb I	GAIA 1174588416320093696	2.60	2.20	-0.40	+0.30
Rb I	GAIA 1238757937846366848	2.60	1.90	-0.70	- 0.08
Rb I	2MASS J14523537+3023319	2.60	2.00	-0.60	+0.01
Rb I	2MASS J12052482-0102339	2.60	2.00	-0.50	+0.11
Rb I	TYC 2036-749-1	2.60	2.30	-0.30	- 0.52

TABELA 6.7: Resultados para as abundâncias do Rubídio.

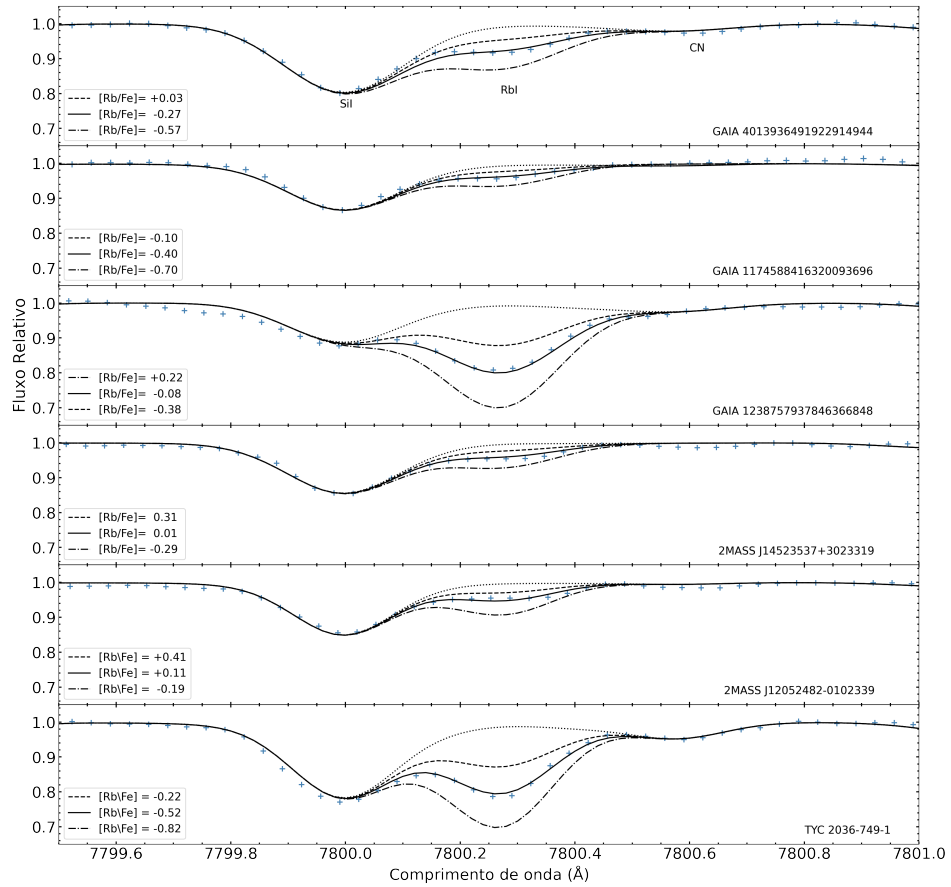


FIGURA 6.1: O espectro observado (linhas em azul) e o espectro sintético (linhas cheias em preto). As linhas tracejadas representam uma variação na abundância do rubídio de forma que temos $\Delta \log \epsilon(\text{Rb}) \pm 0.30$, e por último, consideramos um cenário em que não houvesse a contribuição do rubídio para essa região.

6.3 Incertezas nas abundâncias

Para calcular as incertezas das abundâncias dos elementos estudados no presente trabalho, foram considerados, além dos desvios para as medidas de largura equivalente, as incertezas associadas aos parâmetros atmosféricos. Nas tabelas 6.8 e 6.9 estão presentes as respectivas incertezas para os objetos GAIA 1174588416320093696 e GAIA 1238757937846366848. Para obter os valores da segunda coluna utilizamos a seguinte relação: $\sigma \log \epsilon = \sigma_{obs} / \sqrt{n}$, onde n é número de linhas utilizados para a análise do elemento a que se refere e σ_{obs} é a dispersão do valor médio das linhas de absorção utilizadas para a obtenção da abundância de cada elemento. Da terceira a sexta coluna, temos os valores incerteza devido às incertezas nos parâmetros atmosféricos: ΔT_{ef} , $\Delta \log g$, $\Delta \xi$,

$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ e ΔW_λ . Os valores de ΔW_λ foram obtidos utilizando a seguinte relação obtida por Cayrel (1988) utilizada para o cálculo da incerteza na largura equivalente:

$$\delta W_\lambda \approx \frac{1.6(W\delta_x)^{1/2}}{s/n}, \quad (6.3)$$

onde δW_λ é a incerteza na largura equivalente, W é a largura a meia altura máxima de uma linha espectral típica, S/N é a sinal-ruído e $W\delta_x$ é o tamanho do píxel. O espectrógrafo utilizado para obter os dados da nossa análise possui uma resolução de aproximadamente 65000 e a razão sinal ruído de aproximadamente 100. Utilizamos a seguinte relação para realizar o cálculo do tamanho do píxel:

$$\delta_x = \frac{\lambda_c}{2R}, \quad (6.4)$$

onde $\lambda_c = 6000$ é o comprimento de onda referência utilizado e $R = 65000$ é a resolução do espectrógrafo, assim, obtivemos $\delta_x = 0.046 \text{ \AA}$. Com estes valores, e utilizando a Equação 6.3, estimamos uma incerteza de 1.3 m \AA . Os valores da oitava coluna foram obtidos pela média quadrática das abundâncias dos elementos devido às incertezas dos parâmetros atmosféricos. Para isso, utilizamos a seguinte relação:

$$\left(\sum \sigma^2\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{(\sigma_{A(x), \text{Tef}})^2 + (\sigma_{A(x), \log g})^2 + (\sigma_{A(x), \xi})^2 + (\sigma_{A(x), W\lambda})^2 + (\sigma_{A(x), [\text{Fe}/\text{H}]})^2 + (\sigma_{A(x), \log \varepsilon})^2} \quad (6.5)$$

, sendo $A(x)$ a abundância de um dado elemento devido a influência da incerteza nos parâmetros atmosféricos e largura equivalente.

Elemento	$\sigma \log \varepsilon$	ΔT_{ef} ± 35	$\Delta \log g$ ± 0.20	$\Delta \xi$ ± 0.10	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ ± 0.09	ΔW_λ 1.3 m \AA	$(\sum \sigma^2)^{\frac{1}{2}}$	σ_{MOOG}
Fe I	0.01	0.03	0.02	0.03	0.00	0.06	0.09	0.06
Fe II	0.02	0.01	0.08	0.01	0.03	0.06	0.12	0.05
Ni I	0.01	0.02	0.02	0.01	0.01	0.09	0.12	0.08
Rb I	-	0.05	0.05	0.02	0.10	-	0.12	-
Sr I	-	0.04	0.03	0.06	0.00	-	0.07	-
Y II	0.03	-0.01	0.06	0.05	0.03	0.05	0.11	0.06
Zr I	0.03	0.01	0.02	0.02	0.00	0.07	0.10	0.07
Ce II	0.03	0.07	0.07	0.05	0.03	0.08	0.16	0.08
Nd II	0.02	0.01	0.07	0.05	0.03	0.09	0.15	0.08
Sm II	0.04	0.01	0.08	0.05	0.03	0.10	0.16	0.08

TABELA 6.8: Incerteza na abundância da estrela GAIA 1174588416320093696. devido as incertezas nos parâmetros atmosféricos e medidas de largura equivalente.

Elemento	$\sigma \log \varepsilon$	ΔT_{ef} ± 70	$\Delta \log g$ ± 0.20	$\Delta \xi$ ± 0.10	$\Delta [\text{Fe}/\text{H}]$ ± 0.09	ΔW_λ $1.3 \text{m}\text{\AA}$	$(\sum \sigma^2)^{\frac{1}{2}}$	σ_{MOOG}
Fe I	0.01	0.01	0.06	0.06	0.01	0.11	0.13	0.11
Fe II	0.02	0.09	0.06	0.03	0.02	0.07	0.15	0.07
Ni I	0.02	0.02	-0.08	0.02	-0.01	0.11	0.14	0.04
Rb I	-	0.10	0.05	0.07	0.10	-	0.16	-
Sr I	-	0.13	0.03	0.13	-0.01	-	0.18	-
Y II	0.03	-0.01	0.05	0.06	0.02	0.05	0.11	0.05
Zr I	0.03	0.14	0.02	0.04	0.00	0.09	0.19	0.09
Ce II	0.03	0.01	0.06	0.06	0.03	0.08	0.14	0.07
Nd II	0.01	0.01	0.06	0.03	0.02	0.04	0.20	0.11
Sm II	0.03	0.02	0.05	0.10	0.02	0.11	0.19	0.11

TABELA 6.9: Incerteza na abundância da estrela GAIA 1238757937846366848 devido as incertezas nos parâmetros atmosféricos e medidas de largura equivalente.

Capítulo 7

Resultados e Discussão

Além de nos permitir fornecer vínculos observacionais a modelos de evolução estelar, a análise da composição química das estrelas nos permite obter informações a respeito dos processos de nucleossíntese que ocorrem em nossa Galáxia. As espécies químicas sintetizadas no interior das estrelas são ejetadas para o meio interestelar e, conseqüentemente, contribuem com o enriquecimento químico do meio e com a composição química das gerações de estrelas que serão formadas a partir do material presente no meio interestelar.

Quais elementos serão sintetizados nos interiores das estrelas ao longo de suas vidas são definidos basicamente por suas massas e a metalicidade, sendo esta um segundo parâmetro. Portanto, a composição química das atmosferas estelares é o resultado de uma combinação entre a contribuição dos elementos presentes no meio em que estas estrelas foram formadas e os elementos sintetizados em seus interiores e transportados para a superfície.

Visando analisar a composição química das estrelas da nossa amostra, realizamos comparações dos resultados obtidos no Capítulo 6 com as abundâncias para estrelas presentes na literatura e que se encontram no mesmo estágio evolutivo e faixa de metalicidade dos objetos analisados neste trabalho.

7.1 Incertezas nas abundâncias dos elementos

As incertezas associadas as abundâncias dos elementos possuem contribuições das incertezas nos parâmetros atmosféricos (T_{ef} , $\log g$, $[Fe/H]$ e ξ) e também da incerteza nas medidas de largura equivalente. O fator $\sigma_{ran}^2 = \sigma_{obs}^2 / \sqrt{n}$, onde n é número de linhas utilizados para a análise do elemento a que se refere e σ_{obs} é a dispersão do valor médio

das linhas de absorção utilizadas para a obtenção da abundância de cada elemento. Este fator também contribui com a incerteza nas abundâncias. Para o cálculo das incertezas nas abundâncias utilizamos a relação usada por Roriz et al. (2023).

$$\begin{aligned} \sigma^2 \log_{\varepsilon(X)\star} = & \sigma_{ran}^2 + \left(\frac{\partial \log_{\varepsilon}}{\partial T_{ef}} \right)^2 \sigma_{T_{ef}}^2 + \left(\frac{\partial \log_{\varepsilon}}{\partial \log g} \right)^2 \sigma_{\log g}^2 + \left(\frac{\partial \log_{\varepsilon}}{\partial \xi} \right)^2 \sigma_{\xi}^2 \\ & + \left(\frac{\partial \log_{\varepsilon}}{\partial [Fe/H]} \right)^2 \sigma_{[Fe/H]}^2 + \left(\frac{\partial \log_{\varepsilon}}{\partial W_{\lambda}} \right)^2 \sigma_{W_{\lambda}}^2 \end{aligned}$$

onde as derivadas parciais representam como as incertezas na abundância dos elementos são obtidas, ou seja, a variação feita em um dos parâmetros enquanto os demais permanecem fixos. Os valores multiplicados são as incertezas em cada um dos parâmetros. Os resultados obtidos para estas incertezas são as barras de erro presentes no gráfico da Figura 7.2 e demais gráficos de abundância. Os valores utilizados para estes cálculos podem ser vistos nas Tabelas 6.8 e 6.9.

7.2 Níquel

O ferro e os elementos do pico do ferro são formados e ejetados para o meio interestelar nos estágios finais da vida de uma estrela de alta massa (Woosley and Weaver (1995)). O processo que precede a explosão de SN Ia também é responsável por sintetizar estes elementos, mas em menor proporção, se comparado com as estrelas massivas. As SN II também produzem elementos do pico do ferro, contudo, a SN Ia é capaz de liberar uma maior quantidade destes elementos no meio interestelar, enquanto para o caso das SN II parte dos elementos sintetizados ficam retidos na estrela.

O elemento do pico do ferro analisado nas estrelas da amostra deste trabalho foi o níquel. Este elemento é formado por um evento chamado de “*alpha-rich freezeout*”, onde a explosão de uma supernova causa um superaquecimento dos núcleos quando uma onda de choque passa por uma camada da estrela rica em silício (Woosley and Weaver 1995). As comparações entre o $[Ni/H]$ e $[Fe/H]$ nos fornecem uma boa aproximação, indicando que os valores de abundância de ferro nas estrelas mostram uma boa precisão, e o mesmo pode ser presumido para os parâmetros atmosféricos. No gráfico de comparação que mostra a relação entre a abundância de níquel e a metalicidade das estrelas da amostra (Figura 7.1), vemos que o comportamento das estrelas de bário é semelhante ao das gigantes do campo da Galáxia. As estrelas analisadas neste trabalho estão posicionadas em uma região onde temos estrelas de bário e estrelas gigantes do campo, exceto GAIA 1238757937846366848, que fica localizada em uma região onde não há estrelas do campo nem estrelas de bário. Para discorrer a respeito desse resultado seria necessário realizar uma investigação mais detalhada do níquel nestas estrelas e de outros elementos do pico

do ferro. O intervalo de abundância para o níquel nas estrelas analisadas no presente trabalho é, $-0.74 \leq [\text{Ni}/\text{H}] \leq 0.26$. Quanto a abundância em relação ao ferro é possível observar a seguinte variação de abundância; $-0.12 \leq [\text{Ni}/\text{Fe}] \leq 0.04$. Podemos destacar ainda que o padrão $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ se mantém constante em relação à variação da metalicidade.

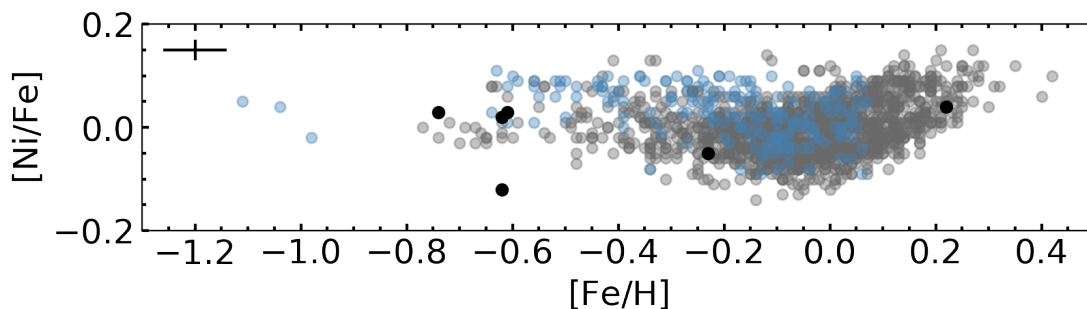


FIGURA 7.1: Diagrama que mostra a relação entre $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ para as estrelas analisadas neste trabalho (pontos pretos) em comparação com as gigantes do campo da Galáxia (pontos em cinza) e as estrelas gigantes de bário (pontos em azul) encontradas na literatura. A referência utilizada para as estrelas do campo da Galáxia foi Luck and Heiter (2007) e para as estrelas gigantes de bário utilizamos os dados de de Castro et al. (2016).

7.3 Elementos do processo-s

As estrelas de bário são classificadas dessa forma por apresentarem sobreabundância em elementos produzidos pelo processo de captura lenta de nêutrons, contudo, este processo não é previsto por modelos de nucleossíntese para estrelas que ainda não passaram pelo AGB. Para explicar a presença desses elementos na atmosfera de estrelas que ainda não alcançaram a fase evolutiva necessária para que o processo de formação de elementos pela captura de nêutrons fosse iniciada, utiliza-se a hipótese de transferência de massa. Como já foi discutido em capítulos anteriores, esta estrela é enriquecida de forma extrínseca. As comparações dos resultados de abundância dos elementos do processo-s e o rubídio, nas atmosferas das estrelas da nossa amostra com estrelas gigantes do campo da Galáxia, foram dispostas nos gráficos da Figura 7.2. Com base nas informações que podemos extrair dos gráficos, é possível notar que três objetos da nossa amostra apresentam claramente uma sobreabundância dos elementos do processo-s, quando comparadas com as abundâncias dos elementos Sr, Y, Zr, Ce, Nd e Sm na mesma faixa de metalicidade em relação as estrelas gigantes do campo da Galáxia. Os objetos para os quais observamos enriquecimento de elementos do processo-s são Gaia DR2 1174588416320093696, 2MASS J14523537+3023319 e 2MASS J12052482-0102339. Para os objetos Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696 e Gaia DR2 1238757937846366848 pode-se observar que as abundâncias condizem com as estrelas gigantes do campo da Galáxia.

7.3.1 Estrôncio

Gratton and Sneden (1994) obtiveram resultados na faixa de $-0.2 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 0.2$ para metalicidades que vão de $-1.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$. Os dados combinados de Burris et al. (2000) e Luck and Heiter (2007) nos fornece resultados semelhantes, mas, para uma faixa de metalicidade diferente para estrelas gigantes do campo. De acordo com o comportamento dos objetos da nossa amostra, temos três estrelas com sobreabundância deste elemento, estas, estão posicionados na região onde se encontram as estrelas de bário, enquanto os outros três objetos ficam posicionados na região que representa a abundância do estrôncio para as estrelas gigantes do campo da Galáxia. O intervalo de abundância desse elemento em relação ao ferro para as três estrelas que apresentam sobreabundância é: $0.63 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 0.76$. Se considerarmos todas as estrelas da amostra, esse intervalo assume os seguintes valores: $-0.34 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 0.76$.

7.3.2 Ítrio

Resultados para $[\text{Y}/\text{H}]$ dados no trabalho de Gratton and Sneden (1994) tem valores de $-0.3 \leq [\text{Y}/\text{H}] \leq 0.1$ em $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$ e $[\text{Y}/\text{Fe}] \approx 0$ em $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.3$ para estrelas gigantes do campo da galáxia, o que se assemelha com os dados do gráfico presente na Figura 7.2, que foram extraídos de Luck and Heiter (2007). Em nossos resultados, obtivemos, incluindo as todas as estrelas, um intervalo de $-0.82 \leq [\text{Y}/\text{H}] \leq 0.26$, A abundância em relação ao ferro foi de $-0.36 \leq [\text{Y}/\text{Fe}] \leq 1$. Para o caso das estrelas com sobreabundância dos elementos do processo s obtivemos $-0.08 \leq [\text{Y}/\text{H}] \leq 0.26$ e $0.53 \leq [\text{Y}/\text{Fe}] \leq 1$. Os valores observados para três dos objetos analisados estão acima do que é observado para estrelas que não possuem enriquecimento de elementos do processo s.

7.3.3 Zircônio

Os resultados de Burris et al. (2000) e de outros autores utilizados na Figura 7.2, mostram um comportamento semelhante ao do ítrio quando se trata de abundância, o que é esperado, pois estes elementos são formados sob condições semelhantes em relação à taxa de fluxo de nêutrons. Da nossa amostra, três objetos apresentaram uma sobreabundância em zircônio. O intervalo de abundância observado para todas as estrelas da amostra foi de $-0.18 \leq [\text{Zr}/\text{Fe}] \leq 1.28$ e considerando somente as estrelas com sobreabundância em zircônio temos: $0.49 \leq [\text{Zr}/\text{Fe}] \leq 1.28$.

7.3.4 Cério

Os trabalhos de Mishenina et al. (2006) e Luck and Heiter (2007) mostram um intervalo de aproximadamente $0 \leq [\text{Ce}/\text{Fe}] \leq 0.2$ para as estrelas gigantes do campo da Galáxia. As estrelas da nossa amostra que apresentam um padrão de enriquecimentos nos elementos do processo de captura lenta de nêutrons estão no intervalo de $0.98 \leq [\text{Ce}/\text{Fe}] \leq 1.55$, respectivamente. Contudo, esse intervalo considerando todas as estrelas da amostra assume o seguinte valor: $-0.25 \leq [\text{Ce}/\text{Fe}] \leq 1.55$.

7.3.5 Neodímio

Os dados dos trabalhos de Mishenina et al. (2006) e Luck and Heiter (2007) fornecem valores aproximados de $-0.2 \leq [\text{Nd}/\text{Fe}] \leq 0.3$. A nossa amostra fornece valores que vão de $0.79 \leq [\text{Nd}/\text{Fe}] \leq 1.52$ para as estrelas com sobreabundância dos elementos do processo s. Quando consideramos todos os objetos da amostra temos: $-0.01 \leq [\text{Nd}/\text{Fe}] \leq 1.52$. Sendo assim, o comportamento de sobreabundância se repete para três objetos da nossa amostra.

7.3.6 Samário

Enquanto as estrelas gigantes do campo da Galáxia apresentam valores de abundância próximos a zero, as estrelas de bário apresentam valores entre 0.0 e +1.5 dex para os dados extraídos de Roriz et al. (2023). A sobreabundância do samário tem um comportamento diferente do que vinha sendo observado para os demais elementos nas estrelas da nossa amostra. Somente uma das estrelas não apresenta um enriquecimento deste elemento, neste caso, considerando todas as estrelas da amostra, temos um intervalo de abundância desse elemento em relação ao ferro de: $0.10 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 1.25$.

7.4 A razão $[\text{Rb}/\text{Zr}]$ como um indicador da eficiência do processo-s

A abundância de rubídio na atmosfera de uma estrela pode ser um traçador da eficiência do processo-s. Isso acontece pelo fato deste elemento possuir uma componente devida ao processo-r e outra devida ao processo-s (Roriz et al. 2021). Contudo, a abundância do rubídio nas atmosferas estelares apresenta variações significativas segundo os modelos de evolução química adotados (Snedden et al. 1996, Arlandini et al. 1999). Recentemente, Roriz et al. (2021) reportaram uma sobreabundância de rubídio

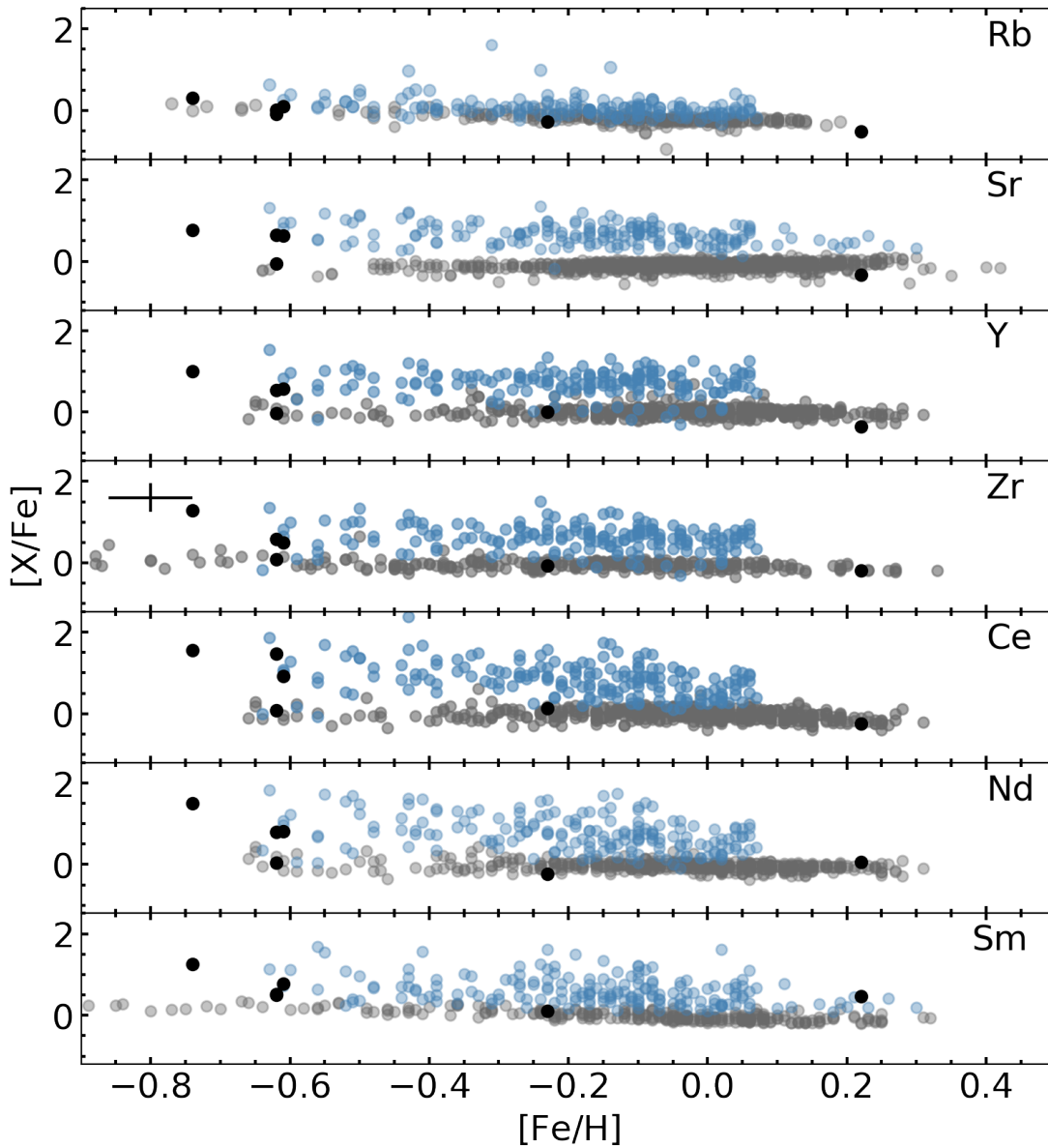


FIGURA 7.2: Razões de abundâncias $[X/Fe]$ obtidas nas análises deste trabalho. Sendo Sr, Y, Zr, Ce, Nd e Sm, elementos produzidos pelo processo de captura lenta de nêutrons e o Rb um indicador do processo s. Os pontos em cinza são dados de diferentes fontes da literatura para as estrelas gigantes do campo da Galáxia (Gratton and Sneden 1994, Burris et al. 2000, Mishenina et al. 2006, Luck and Heiter 2007, Takeda et al. 2008, Mena et al. 2017, Forsberg et al. 2019, e Takeda 2021). Os pontos em azul são dados da literatura para estrelas de bário (de Castro et al. 2016, Roriz et al. 2021, Roriz et al. 2023) e os pontos pretos, representam as respectivas razões de $[X/Fe]$ para as estrelas analisadas neste trabalho. O marcador no gráfico referente ao zircônio trata-se das incertezas em $[X/Fe]$ para os resultados de abundâncias obtidos.

produzido pelo processo de captura lenta de nêutrons. A análise foi feita para uma amostra de 180 estrelas de bário. Os dados de comparação utilizados na Figura 7.2 foram extraídos de Roriz et al. (2021). As estrelas GAIA 1174588416320093696, 2MASS 14523537+3023319 e 2MASS J12052482-0102339 apresentam resultados de abundâncias de $[Rb/Fe]$ de 0.30 dex, 0.01 dex e 0.11 dex, respectivamente. As demais estrelas de

amostra apresentam valores negativos para a abundância deste elemento. Roriz et al. (2021) reportaram resultados de abundância de $[Rb/Fe]$ de -0.4 dex a $+0.6$ dex. Além da abundância de rubídio em relação ao ferro, calculamos também $[Rb/Zr]$ (Figura 7.3) e, tivemos como resultado razões entre $-0.98 \leq [Rb/Zr] \leq -0.16$. Quatro estrelas da nossa amostra ficaram localizadas em regiões do gráfico que correspondem a regiões ocupadas por estrelas de bário (Figura 7.3). Roriz et al. (2021) concluíram que a sobreabundância de rubídio para as estrelas de sua amostra estava acompanhada da sobreabundância do zircônio. A razão $[Rb/Zr]$ nos permite presumir qual a fonte de nêutrons para o processo- s operou no interior das estrelas do AGB responsáveis por contaminarem a atmosfera da estrela de bário analisada. Neste caso, a razão $[Rb/Zr]$, com valores negativos para as estrelas da amostra, incluindo as estrelas com sobreabundância dos elementos do processo- s , apresentam valores negativos. Os valores negativos para esta razão apontam para a reação entre o ^{13}C e o 4He como a possível fonte de nêutrons operando no interior das estrelas do AGB.

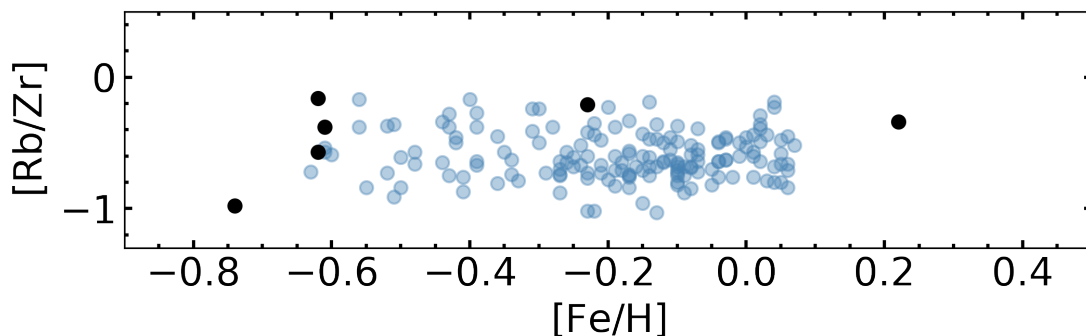


FIGURA 7.3: Diagrama que mostra a relação entre $[Rb/Zr]$ versus $[Fe/H]$ para as estrelas analisadas neste trabalho (pontos pretos) e as estrelas gigantes de bário (pontos em azul) encontradas na literatura (Roriz et al., 2021).

7.5 Índices do processo- s

Um traçador da eficiência do processo de captura lenta de nêutrons e também um índice que fornece restrições para a fonte de nêutrons, é a diferença entre as médias de abundância dos elementos pesados e leves do processo- s (Busso et al. 2001). Este índice é dado por:

$$[hs/ls] = [hs/Fe] - [ls/Fe] \quad (7.1)$$

onde $[ls/Fe]$ e $[hs/Fe]$ são as médias de abundância dos elementos do primeiro pico do processo- s (elementos leves) e do segundo pico (elementos pesados), respectivamente. Para o cálculo de $[ls/Fe]$ utilizamos os elementos, Sr, Y e Zr. Assim, obtivemos a

seguinte equação:

$$[ls/Fe] = \frac{[Y/Fe] + [Zr/Fe] + [Sr/Fe]}{3} \quad (7.2)$$

Para o cálculo de $[hs/Fe]$ utilizamos Ce e Nd.

$$[hs/Fe] = \frac{[Ce/Fe] + [Nd/Fe]}{2} \quad (7.3)$$

A razão $[hs/ls]$ nos permite presumir qual a fonte de nêutrons para o processo-*s* operou no interior das estrelas do AGB responsáveis por contaminarem a atmosfera da estrela de bário analisada. Neste caso, os valores para a estrelas que apresentaram enriquecimento dos elementos do processo-*s* apresentaram valores positivos. Os valores positivos para esta razão apontam para a reação entre o ^{13}C e o ^4He como a possível fonte de nêutrons operando no interior das estrelas do AGB.

O índice $[s/Fe]$, por sua vez, trata-se da média da abundância dos elementos do processo-*s*. Para chegarmos a valores de $[s/Fe]$ utilizamos Sr, Y, Zr, Ce e Nd para a seguinte relação:

$$[s/Fe] = \frac{[Sr/Fe] + [Y/Fe] + [Zr/Fe] + [Ce/Fe] + [Nd/Fe]}{5} \quad (7.4)$$

No trabalho de de Castro et al. (2016), onde os autores analisaram uma grande amostra de estrelas gigantes utilizando espectroscopia de alta resolução, foram consideradas estrelas de bário aquelas que apresentaram um valor de no mínimo +0.25 dex na média da abundância dos elementos do processo-*s* ($[s/Fe]$). No trabalho de Roriz et al. (2023) os autores identificaram ainda um aumento de $[s/Fe]$ e $[hs/ls]$ de acordo com que a metalicidade das estrelas diminui, esta relação é observada também por Busso et al. (2001) e prevista por modelos de nucleossíntese.

Os índices da média da abundância dos elementos do processo-*s* para as estrelas da nossa amostra podem ser vistos na Figura 7.4, em comparação com gigantes de bário da literatura (pontos azuis) e com estrelas gigantes do campo da Galáxia presentes na literatura. Para as estrelas da nossa amostra que apresentaram enriquecimento em elementos sintetizados pelo processo-*s*, obtivemos os seguintes valores para $[s/Fe]$, GAIA 1174588416320093696: $[s/Fe] = 1.22 \pm 0.13$, 2MASS 14523537+3023319: $[s/Fe] = 0.80 \pm 0.15$ e para 2MASS J12052482-0102339 $[s/Fe] = 0.70 \pm 0.10$. Considerando que as estrelas gigantes do campo da Galáxia presentes na literatura possuem $[s/Fe] \approx 0$, podemos então classificar estas estrelas como sendo estrelas de bário. Para as demais estrelas da nossa amostra: Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696 e Gaia DR2 1238757937846366848 observamos um intervalo de $-0.26 \leq [s/Fe] \leq 0.03$. Para as estrelas que apresentaram sobreabundância, é possível observar que quando a metalicidade assume valores menores, estas possuem valores mais altos para $[s/Fe]$. Para

[hs/ls], dispomos no gráfico da Figura 7.4 somente as estrelas que já haviam sido classificadas como estrelas de bário em comparação com os dados extraídos de de Castro et al. (2016) e, podemos notar que estas distribuem-se na região onde estão presentes estrelas de bário da literatura.

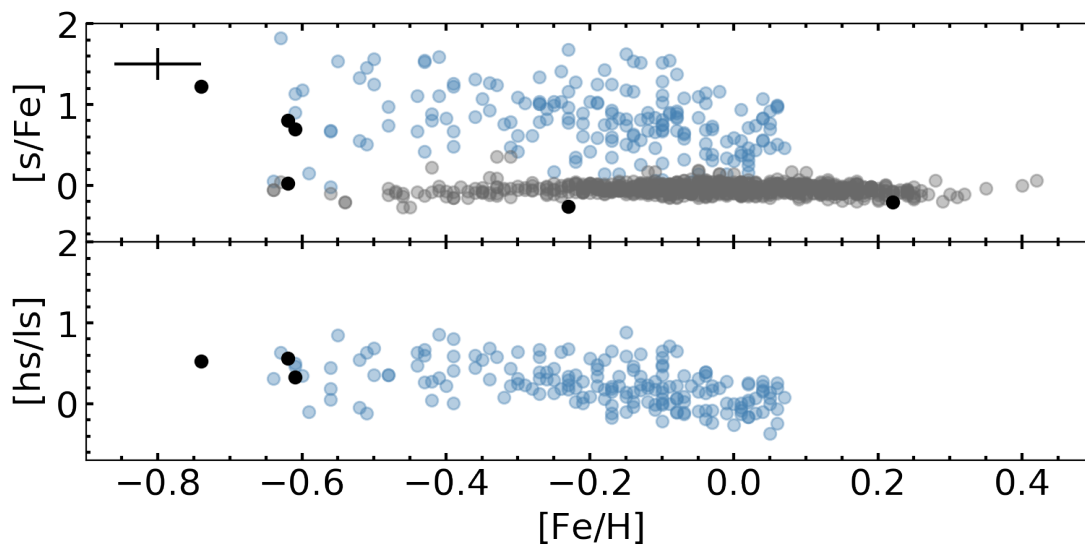


FIGURA 7.4: O primeiro gráfico representa o diagrama com a relação entre os índices do processo s $[s/Fe]$ e $[hs/ls]$ versus $[Fe/H]$ para as estrelas da amostra (pontos pretos) em comparação com a literatura. Os pontos azuis representam as estrelas gigantes de bário (de Castro et al. 2016) e os pontos em cinza as gigantes do campo da Galáxia (Luck and Heiter 2007).

Capítulo 8

Conclusões e perspectivas futuras

O objetivo deste trabalho foi realizar uma análise da composição química de uma amostra de 6 estrelas, que na literatura, haviam sido classificadas como estrelas candidatas a enriquecidas em elementos do processo lento de captura de nêutrons (processo-*s*). Para isto, realizamos um estudo utilizando espectros de alta resolução no óptico, com o intuito de investigar a atmosfera das estrelas da amostra. Obtivemos os parâmetros atmosféricos (temperatura efetiva, gravidade superficial, metalicidade e velocidade de microturbulência), massas e luminosidades das estrelas e abundâncias químicas para as estrelas: GAIA DR2 4013936491922914944, GAIA DR2 1174588416320093696, GAIA DR2 1238757937846366848, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e TYC 2036-749-1. Para a determinação dos parâmetros atmosféricos, utilizamos os modelos de atmosfera da biblioteca Kurucz (1993), uma lista de linhas atômicas para o FeI e FeII e o código MOOG. Este, por sua vez, realiza o cálculo das abundâncias médias para os elementos de interesse para um dado modelo de atmosfera, considerando o equilíbrio termodinâmico local, aproximação plano paralelo e equilíbrio hidrostático. Para chegar a uma solução para os parâmetros atmosféricos foram levados em consideração a correlação entre equilíbrio de ionização, equilíbrio de excitação e a não correlação entre as medidas de largura equivalente reduzida e a abundância da espécie neutra do ferro.

Os resultados obtidos para as estrelas variam de 4080K a 5240K para a temperatura efetiva, 1.0 dex a 3.5 dex para a gravidade superficial, -0.74 a +0.22 para a metalicidade e 0.80 $km\,s^{-1}$ a 1.20 $km\,s^{-1}$ para a velocidade de microturbulência. Com base nos resultados para os parâmetros atmosféricos, podemos afirmar que a nossa amostra é composta por estrelas gigantes. Contudo, com o intuito de verificar a posição das estrelas no diagrama HR, fizemos um diagrama de Kiel com diferentes trajetórias evolutivas e, com base na posição dos objetos neste diagrama, podemos confirmar que estes se encontram na fase de gigantes.

As abundâncias químicas foram obtidas por meio de medidas de largura equivalente para os elementos: Fe, Ni, Sr, Y, Zr, Ce, Nd e Sm. Para o caso do rubídio, utilizamos síntese espectral, por se tratar de um elemento que apresenta estrutura hiperfina. Os valores obtidos para as razões $[X/Fe]$ para os objetos analisados neste trabalho, foram comparados com valores presentes na literatura para estrelas gigantes do campo da Galáxia e estrelas gigantes de bário. A abundância do níquel analisada nas estrelas da amostra apresentou uma concordância com o que era esperado, apresentando uma tendência linear para as estrelas. Para a abundância de rubídio analisada em nossa amostra utilizamos a linha presente em aproximadamente 7800.29 Å. A abundância para este elemento apresenta uma correlação com a sobreabundância do zircônio. Roriz et al. (2021) observaram um resultado semelhante a este e concluíram que esta razão está relacionada a produção deste elemento no interior de estrelas companheiras binárias das estrelas de bário, quando na sua fase do AGB.

Três estrelas da nossa amostra apresentaram sobreabundância dos elementos leves do processo-*s*; GAIA DR2 1174588416320093696, 2MASS J14523537+3023319 e 2MASS J12052482-0102339. Realizamos a análise $[s/Fe]$ para todas as estrelas da amostra com o intuito de comprovar a eficiência do processo-*s*. Os resultados para esta análise foram comparados com os resultados da razão $[s/Fe]$ para estrelas gigantes do campo da Galáxia, que apresentam $[s/Fe] \approx 0$, e estrelas gigantes de bário, que de acordo com as referências de comparação apresentam $[s/Fe] \geq 0.25$ dex. Os resultados para as estrelas da nossa amostra variam entre $0.70 \leq [s/Fe] \leq 1.22$, para as estrelas que apresentaram sobreabundância em elementos do processo-*s*. Para as demais estrelas - GAIA DR2 4013936491922914944, GAIA DR2 1238757937846366848 e TYC 2036-749-1 - obtivemos $-0.26 \leq [s/Fe] \leq 0.03$, indicando não haver um enriquecimento dos elementos sintetizados pelo processo-*s* na atmosfera destas estrelas. Nos trabalhos de Castro et al. (2016) e Roriz et al. (2023), os autores estimaram o valor de $[s/Fe] \geq 0.25$ dex para classificar as estrelas como sendo estrelas de bário. A partir destes resultados, podemos classificar as estrelas: GAIA DR2 1174588416320093696, 2MASS J14523537+3023319 e 2MASS J12052482-0102339, como sendo estrelas de bário. Quanto as demais estrelas, em nossa análise não encontramos indícios de sobreabundância de elementos formados pelo processo de captura lenta de nêutrons que nos permitisse classificá-las como estrelas de bário. As estrelas que classificamos como estrelas de bário foram classificadas como estrelas candidatas a estrelas de bário por Norfolk et al. (2019) conforme as linhas atômicas de bário e estrôncio, enquanto as estrelas que não apresentam enriquecimento dos elementos do processo-*s* foram definidas como estrelas candidatas a estrelas de bário somente de acordo com as linhas de absorção do estrôncio e uma delas de acordo com a intensidade da linha de bário. Para podermos estabelecer algum vínculo para esse

comportamento seria necessário realizar uma análise de uma amostra maior destas estrelas, contudo, é possível notar que há uma tendência em obter um falso positivo para estrelas de bário quando estas foram definidas como candidatas a ricas em elementos do processos por linhas atômicas de apenas um elemento, de acordo com a classificação feita por N2019. Uma análise em uma amostra maior de estrelas, com mais espécies químicas combinada a uma análise dos elementos orbitais destas estrelas, nos permitiria investigar a respeito das características dos mecanismos de nucleossíntese em estrelas do AGB. Por fim, para a conclusão do trabalho desenvolvido, pretendemos publicar nossos resultados a respeito da análise das estrelas estudadas.

Pretendemos expandir este trabalho no doutorado, analisando um número maior de estrelas, uma amostra de 13 estrelas do mesmo *survey* já foi aprovada para observação utilizando o GRACES. Pretendemos ainda explorar outras regiões espectrais, como o infravermelho, para obter abundâncias de elementos característicos das atmosferas das estrelas de bário. Ademais, iremos analisar mais elementos do processo-*s* para uma investigação mais ampla sobre modelos de nucleossíntese em estrelas AGB, assim como estudar razões isotópicas para o carbono — associadas à evolução estelar.

Apêndice A

Listas de Linhas e Larguras Equivalentes

TABELA A.1: Lista de linhas de Fe I e Fe II utilizadas na determinação dos parâmetros atmosféricos (ver Seção 4.2). As colunas são o comprimento de onda central da linha, o número atômico do elemento e o estágio de ionização, potencial de excitação da transição, força de oscilador vezes peso estatístico e larguras equivalentes medidas para Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696, Gaia DR2 1238757937846366848, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e TYC 2036-749-1, respectivamente.

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
5242.491	26.0	3.634	1.072e-01	106.0	69.0	116.0	80.0	80.0	112.0
5250.209	26.0	0.121	1.202e-05	140.0	-	-	90.0	87.0	-
5253.030	26.0	2.278	1.622e-04	-	-	-	26.0	-	-
5281.790	26.0	3.038	1.479e-01	-	102.0	-	129.0	132.0	-
5288.525	26.0	3.694	3.090e-02	79.0	-	-	52.0	51.0	-
5307.360	26.0	1.610	1.072e-03	-	75.0	-	-	-	-
5307.361	26.0	1.608	1.072e-03	143.0	-	-	98.0	87.0	-
5315.051	26.0	4.371	3.981e-02	-	-	-	29.0	28.0	-
5321.108	26.0	4.434	6.457e-02	60.0	-	-	40.0	34.0	67.0
5322.041	26.0	2.279	1.445e-03	-	-	-	65.0	62.0	111.0
5339.929	26.0	3.266	2.089e-01	-	102.0	-	-	112.0	-
5341.024	26.0	1.608	1.122e-02	-	134.0	-	-	-	-
5364.871	26.0	4.445	0.170e+01	130.0	-	120.0	96.0	92.0	-
5367.467	26.0	4.415	0.275e+01	-	-	120.0	101.0	102.0	-
5373.709	26.0	4.473	1.950e-01	80.0	40.0	85.0	52.0	54.0	86.0
5389.479	26.0	4.415	5.623e-01	101.0	-	107.0	74.0	70.0	108.0
5417.033	26.0	4.415	2.951e-02	57.0	-	45.0	32.0	32.0	63.0

TABELA A.1: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
5441.339	26.0	4.312	2.630e-02	53.0	-	52.0	31.0	32.0	61.0
5445.042	26.0	4.386	0.110e+01	124.0	77.0	-	95.0	82.0	-
5522.447	26.0	4.209	3.981e-02	63.0	23.0	-	39.0	33.0	65.0
5554.895	26.0	4.548	4.169e-01	-	-	-	-	72.0	-
5560.212	26.0	4.434	9.120e-02	69.0	33.0	62.0	44.0	42.0	72.0
5567.391	26.0	2.608	2.754e-03	-	53.0	-	-	-	-
5569.618	26.0	3.417	3.236e-01	-	94.0	-	112.0	121.0	-
5572.842	26.0	3.396	5.248e-01	-	115.0	-	-	-	-
5576.089	26.0	3.430	1.413e-01	126.0	82.0	132.0	101.0	105.0	-
5584.765	26.0	3.573	6.761e-03	64.0	-	-	-	-	76.0
5624.022	26.0	4.386	4.678e-02	-	-	-	44.0	-	65.0
5633.947	26.0	4.991	7.586e-01	80.0	-	75.0	52.0	52.0	86.0
5635.823	26.0	4.256	1.820e-02	52.0	16.0	-	28.0	29.0	60.0
5638.262	26.0	4.220	1.905e-01	100.0	58.0	-	71.0	68.0	110.0
5686.530	26.0	4.548	3.548e-01	-	53.0	-	-	58.0	-
5691.497	26.0	4.301	4.266e-02	65.0	28.0	-	40.0	35.0	67.0
5705.465	26.0	4.301	4.365e-02	60.0	24.0	59.0	30.0	31.0	64.0
5717.833	26.0	4.284	1.050e-01	-	42.0	82.0	53.0	48.0	-
5731.762	26.0	4.256	7.079e-02	85.0	40.0	75.0	53.0	55.0	84.0
5806.725	26.0	4.607	1.259e-01	74.0	31.0	65.0	45.0	42.0	-

TABELA A.1: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
5814.808	26.0	4.283	1.514e-02	42.0	13.0	44.0	20.0	19.0	48.0
5852.219	26.0	4.548	6.607e-02	67.0	-	-	32.0	34.0	-
5883.817	26.0	3.960	6.166e-02	88.0	49.0	85.0	59.0	58.0	93.0
5916.247	26.0	2.453	1.023e-03	104.0	43.0	-	57.0	57.0	100.0
5934.655	26.0	3.928	9.550e-02	98.0	-	-	71.0	69.0	104.0
6024.058	26.0	4.548	8.710e-01	112.0	75.0	101.0	82.0	85.0	119.0
6027.051	26.0	4.076	8.128e-02	84.0	45.0	82.0	57.0	55.0	85.0
6056.005	26.0	4.733	3.981e-01	84.0	-	71.0	61.0	58.0	92.0
6065.482	26.0	2.608	2.951e-02	-	94.0	-	112.0	114.0	-
6079.009	26.0	4.652	1.072e-01	62.0	-	53.0	33.0	35.0	69.0
6082.711	26.0	2.223	2.630e-04	-	-	-	47.0	-	-
6093.644	26.0	4.607	4.467e-02	50.0	13.0	37.0	22.0	27.0	54.0
6096.665	26.0	3.984	1.660e-02	63.0	20.0	58.0	34.0	33.0	69.0
6120.248	26.0	0.910	1.122e-06	40.0	-	79.0	-	14.0	47.0
6136.615	26.0	2.453	3.981e-02	-	-	-	130.0	131.0	-
6137.692	26.0	2.588	3.981e-02	-	105.0	-	-	125.0	-
6151.618	26.0	2.176	5.129e-04	97.0	40.0	118.0	64.0	54.0	95.0
6157.728	26.0	4.076	7.762e-02	94.0	-	-	64.0	60.0	91.0
6165.360	26.0	4.142	3.388e-02	70.0	27.0	66.0	41.0	-	68.0
6173.336	26.0	2.223	1.318e-03	119.0	56.0	132.0	73.0	69.0	111.0

TABELA A.1: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
6187.990	26.0	3.943	2.692e-02	77.0	34.0	-	43.0	44.0	82.0
6200.313	26.0	2.605	3.631e-03	117.0	55.0	122.0	71.0	71.0	113.0
6213.430	26.0	2.223	3.311e-03	128.0	-	-	87.0	82.0	129.0
6230.723	26.0	2.559	5.248e-02	-	115.0	-	-	-	-
6252.555	26.0	2.403	1.906e-02	-	101.0	-	120.0	113.0	-
6265.130	26.0	2.180	2.818e-03	-	74.0	-	91.0	86.0	148.0
6311.500	26.0	2.830	5.888e-04	-	-	-	34.0	30.0	-
6322.686	26.0	2.588	3.715e-03	117.0	60.0	-	81.0	77.0	119.0
6380.743	26.0	4.186	4.786e-02	80.0	32.0	75.0	45.0	46.0	86.0
6392.539	26.0	2.280	9.333e-05	60.0	-	70.0	28.0	27.0	63.0
6393.601	26.0	2.433	3.715e-02	-	-	-	126.0	127.0	-
6411.649	26.0	3.653	2.188e-01	-	91.0	143.0	104.0	110.0	-
6419.950	26.0	4.733	8.128e-01	-	57.0	88.0	67.0	66.0	118.0
6421.351	26.0	2.279	9.772e-03	-	92.0	-	115.0	118.0	-
6430.846	26.0	2.176	9.772e-03	-	100.0	-	118.0	119.0	-
6436.407	26.0	4.190	3.467e-03	27.0	-	-	-	-	33.0
6469.193	26.0	4.835	2.399e-01	-	-	-	48.0	45.0	-
6518.367	26.0	2.830	5.012e-03	-	-	109.0	-	-	-
6551.678	26.0	0.990	1.621e-06	-	-	-	-	19.0	-
6574.228	26.0	0.990	9.549e-06	95.0	26.0	-	52.0	-	92.0

TABELA A.1: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
6591.313	26.0	4.590	8.511e-03	-	-	25.0	-	-	28.0
6592.914	26.0	2.723	3.388e-02	-	-	-	107.0	103.0	-
6593.871	26.0	2.437	3.802e-03	-	66.0	-	88.0	81.0	140.0
6597.561	26.0	4.795	1.202e-01	61.0	26.0	50.0	34.0	34.0	70.0
6608.026	26.0	2.280	9.333e-05	64.0	12.0	-	-	25.0	66.0
6609.110	26.0	2.559	2.042e-03	-	49.0	-	-	69.0	-
6646.932	26.0	2.610	1.023e-04	43.0	-	59.0	15.0	14.0	48.0
6653.853	26.0	4.140	3.020e-03	22.0	-	21.0	11.0	-	32.0
6699.142	26.0	4.590	6.457e-03	21.0	-	16.0	-	-	29.0
6703.567	26.0	2.760	6.918e-04	80.0	-	87.0	43.0	39.0	77.0
6704.481	26.0	4.220	2.188e-03	16.0	-	16.0	-	-	23.0
6713.745	26.0	4.790	2.512e-02	37.0	-	30.0	17.0	-	43.0
6739.522	26.0	1.560	1.122e-05	55.0	-	75.0	23.0	20.0	58.0
6745.956	26.0	4.070	1.700e-03	16.0	-	17.0	-	-	22.0
6750.153	26.0	2.424	2.399e-03	-	62.0	-	-	-	-
6752.707	26.0	4.638	6.310e-02	-	18.0	-	32.0	28.0	-
6783.704	26.0	2.590	1.047e-04	-	-	-	-	20.0	-
6793.259	26.0	4.070	3.388e-04	32.0	-	35.0	-	10.0	40.0
6806.845	26.0	2.730	6.166e-04	80.0	-	-	44.0	38.0	83.0
6810.263	26.0	4.607	1.023e-01	68.0	25.0	62.0	41.0	39.0	79.0

TABELA A.1: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
6820.372	26.0	4.638	6.761e-02	64.0	19.0	59.0	34.0	30.0	-
6851.635	26.0	1.610	4.786e-06	-	-	59.0	-	13.0	-
6858.150	26.0	4.607	4.786e-06	73.0	33.0	60.0	43.0	41.0	75.0
4993.347	26.1	2.807	2.138e-04	-	-	-	38.0	33.0	-
5234.619	26.1	3.221	5.754e-03	95.0	-	77.0	72.0	-	-
5284.098	26.1	2.891	9.772e-04	-	-	62.0	52.0	47.0	58.0
5325.559	26.1	3.221	6.761e-04	54.0	-	-	35.0	30.0	-
5414.046	26.1	3.221	2.399e-04	45.0	-	27.0	23.0	21.0	-
5425.247	26.1	3.199	6.166e-04	56.0	29.0	44.0	36.0	33.0	44.0
5534.834	26.1	3.245	1.698e-03	-	-	-	-	-	53.0
5991.368	26.1	3.153	2.754e-04	-	21.0	30.0	27.0	21.0	35.0
6084.099	26.1	3.199	1.585e-04	31.0	-	21.0	18.0	-	25.0
6149.246	26.1	3.889	1.905e-03	46.0	24.0	29.0	25.0	24.0	33.0
6247.545	26.1	3.891	4.571e-03	54.0	34.0	36.0	39.0	32.0	40.0
6416.921	26.1	3.891	2.088e-03	49.0	24.0	-	32.0	30.0	-
6432.682	26.1	2.891	2.630e-04	57.0	26.0	37.0	35.0	27.0	41.0

TABELA A.2: Lista de linhas dos elementos do processo-s utilizadas na determinação das abundâncias (ver Seção 6.1). As colunas são o comprimento de onda central da linha, o número atômico do elemento e o estágio de ionização, potencial de excitação da transição, força de oscilador vezes peso estatístico e larguras equivalentes medidas para Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696, Gaia DR2 1238757937846366848, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e TYC 2036-749-1, respectivamente.

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
4607.340	38.0	0.000	1.905e+00	84.0	72.0	115.0	79.0	77.0	115.0
4883.684	39.1	1.080	1.175e+00	-	94.0	-	82.0	80.0	-
5087.430	39.1	1.080	6.761e-01	78.0	79.0	84.0	70.0	64.0	60.0
5200.415	39.1	0.990	2.692e-01	76.0	70.0	-	66.0	63.0	-
5205.724	39.1	1.030	1.412E-02	-	-	-	66.0	-	-
5289.810	39.1	1.030	-1.85	-	-	-	-	-	10.0
5289.815	39.1	1.030	1.412e-02	20.0	26.0	25.0	20.0	15.0	-
5402.783	39.1	1.840	3.631e-01	38.0	45.0	-	38.0	33.0	-
4772.300	40.0	0.620	8.710e-01	30.0	32.0	68.0	34.0	25.0	44.0
4784.940	40.0	0.690	2.512e-01	16.0	-	50.0	10.0	-	-
4805.870	40.0	0.690	2.630e-01	17.0	17.0	52.0	11.0	11.0	25.0
4815.630	40.0	0.600	5.370e-01	24.0	26.0	-	-	18.0	42.0
4828.050	40.0	0.620	1.778e-01	10.0	13.0	50.0	-	-	18.0
5385.130	40.0	0.520	2.291e-01	-	-	-	13.0	10.0	25.0
5620.130	40.0	0.520	8.128e-02	-	-	42.0	-	-	-
5885.620	40.0	0.070	-1.73e+00	-	-	-	-	-	10.0
5955.340	40.0	0.000	-1.70e+00	-	-	-	-	-	12.0

TABELA A.2: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
6032.600	40.0	1.480	4.467e-01	-	-	17.0	-	-	-
6127.460	40.0	0.150	8.710e-02	23.0	24.0	75.0	17.0	13.0	37.0
6134.570	40.0	0.000	5.248e-02	24.0	-	-	15.0	12.0	39.0
6140.460	40.0	0.520	3.890e-02	-	-	26.0	-	-	11.0
6143.180	40.0	0.070	7.943e-02	26.0	-	-	18.0	14.0	36.0
4483.900	58.1	0.860	6.607e-01	44.0	-	-	-	-	-
4486.909	58.1	0.295	6.607e-01	60.0	62.0	-	-	48.0	-
4562.370	58.1	0.480	1.622e+00	64.0	-	74.0	-	52.0	-
4628.160	58.1	0.520	1.380e+00	66.0	-	68.0	-	-	54.0
5187.457	58.1	1.211	1.479e+00	32.0	45.0	-	36.0	33.0	-
5187.460	58.1	1.210	1.700e-01	-	-	-	-	-	28.0
5274.236	58.1	1.044	1.349e+00	36.0	52.0	50.0	40.0	37.0	-
5274.240	58.1	1.040	1.300e-01	-	-	-	-	-	34.0
5330.580	58.1	0.869	3.981e-01	24.0	42.0	40.0	-	27.0	-
5393.392	58.1	1.102	8.710e-01	-	43.0	-	32.0	33.0	-
5975.818	58.1	1.326	3.548e-01	-	27.0	12.0	12.0	-	-
6043.373	58.1	1.205	3.311e-01	11.0	22.0	-	16.0	14.0	-
4706.540	60.1	0.000	1.950e-01	55.0	61.0	-	-	-	-
4763.620	60.1	0.380	5.370e-02	16.0	-	32.0	18.0	14.0	-
4777.720	60.1	0.380	6.026e-02	21.0	-	-	-	18.0	-

TABELA A.2: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
4786.110	60.1	0.182	3.802e-02	-	27.0	-	-	-	-
4797.150	60.1	0.559	2.042e-01	33.0	40.0	43.0	29.0	25.0	-
4902.040	60.1	0.064	4.571e-02	28.0	43.0	-	-	-	-
4914.380	60.1	0.380	2.00e-01	48.0	-	-	36.0	-	-
4987.160	60.1	0.742	1.622e-01	18.0	37.0	32.0	26.0	18.0	-
5063.722	60.1	0.976	2.399e-01	-	27.0	-	-	-	-
5092.800	60.1	0.380	2.455e-01	46.0	53.0	61.0	43.0	41.0	-
5212.361	60.1	0.200	1.096e-01	-	50.0	-	-	-	-
5234.194	60.1	0.550	3.090e-01	-	-	-	44.0	-	-
5249.576	60.1	0.980	1.584e-01	-	61.0	-	45.0	-	-
5255.510	60.1	0.204	2.138e-01	-	-	70.0	-	-	-
5293.163	60.1	0.820	1.258e+00	-	-	-	50.0	-	-
5306.460	60.1	0.859	1.072e-01	13.0	23.0	-	-	10.0	-
5311.460	60.1	0.980	3.802e-01	-	40.0	-	26.0	-	-
5319.810	60.1	0.550	-1.40e-01	-	-	-	-	-	41.0
5319.815	60.1	0.550	7.244e-01	-	66.0	-	-	-	-
5356.970	60.1	1.263	5.248e-01	16.0	33.0	25.0	20.0	19.0	13.0
5485.700	60.1	1.263	7.586e-01	29.0	40.0	-	30.0	-	-
5740.875	60.1	1.160	2.951e-01	20.0	-	21.0	13.0	14.0	-
5740.880	60.1	1.160	-5.30e-01	-	-	-	-	-	12.0

TABELA A.2: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
5811.570	60.1	0.859	1.380e-01	20.0	30.0	22.0	13.0	17.0	-
4467.341	62.1	0.659	1.413e+00	-	-	-	-	35.0	-
4499.475	62.1	0.248	1.349e-01	31.0	-	59.0	21.0	-	-
4523.909	62.1	0.434	4.074e-01	-	31.0	71.0	28.0	33.0	-
4566.200	62.1	0.330	2.570e-01	-	-	-	-	-	40.0
4566.202	62.1	0.333	2.570e-01	36.0	40.0	61.0	28.0	30.0	-
4577.690	62.1	0.248	2.239e-01	36.0	-	62.0	29.0	-	-
4676.900	62.1	0.040	1.349e-01	40.0	36.0	71.0	26.0	32.0	33.0
4704.400	62.1	0.000	1.380e-01	-	-	74.0	-	-	-
4791.600	62.1	0.100	3.631e-02	19.0	21.0	-	-	-	-
4972.170	62.1	0.933	1.148e-01	7.0	-	-	-	-	-

TABELA A.3: Lista de linhas do Ni utilizadas na determinação das abundâncias (ver Seção 6.1). As colunas são o comprimento de onda central da linha, o número atômico do elemento e o estágio de ionização, potencial de excitação da transição, força de oscilador vezes peso estatístico e larguras equivalentes medidas para Gaia DR2 4013936491922914944, Gaia DR2 1174588416320093696, Gaia DR2 1238757937846366848, 2MASS J14523537+3023319, 2MASS J12052482-0102339 e TYC 2036-749-1, respectivamente.

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
4513.000	28.0	3.706	3.020e-02	35.0	10.0	23.0	16.0	19.0	-
4740.170	28.0	3.480	1.660e-02	-	9.0	-	-	17.0	44.0
4904.420	28.0	3.542	6.460e-01	101.0	61.0	-	73.0	75.0	116.0
4913.980	28.0	3.744	2.510e-01	71.0	34.0	63.0	48.0	50.0	-
4935.830	28.0	3.941	4.570e-01	76.0	38.0	62.0	51.0	-	73.0
4953.210	28.0	3.740	2.400e-01	-	39.0	-	54.0	52.0	-
4967.520	28.0	3.797	2.510e-02	28.0	-	34.0	18.0	-	45.0
4995.660	28.0	3.635	2.450e-02	36.0	10.0	36.0	17.0	-	-
5003.750	28.0	1.677	7.410e-04	72.0	23.0	-	44.0	39.0	70.0
5010.940	28.0	3.635	1.260e-01	-	33.0	-	44.0	43.0	-
5048.850	28.0	3.848	4.270e-01	-	-	-	-	60.0	-
5084.110	28.0	3.680	6.607e-01	86.0	-	81.0	74.0	75.0	-
5094.420	28.0	3.833	7.590e-02	47.0	16.0	44.0	-	24.0	49.0
5115.400	28.0	3.834	5.248e-01	81.0	41.0	-	56.0	55.0	81.0
5157.980	28.0	3.606	1.910e-02	-	12.0	-	23.0	18.0	37.0
5197.170	28.0	3.898	7.240e-02	40.0	11.0	44.0	23.0	17.0	-
5578.730	28.0	1.677	2.140e-03	-	50.0	-	-	66.0	91.0

TABELA A.3: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
5587.870	28.0	1.935	4.270e-03	90.0	-	-	67.0	62.0	95.0
5589.370	28.0	3.898	7.080e-02	49.0	12.0	39.0	-	21.0	49.0
5593.750	28.0	3.898	1.620e-01	58.0	-	50.0	40.0	36.0	65.0
5643.090	28.0	4.165	5.620e-02	27.0	5.0	-	13.0	10.0	32.0
5709.560	28.0	1.677	7.240e-03	115.0	-	-	90.0	87.0	-
5748.360	28.0	1.677	5.620e-04	71.0	24.0	-	-	37.0	72.0
5760.840	28.0	4.106	1.550e-01	-	16.0	37.0	24.0	25.0	-
5805.230	28.0	4.168	2.510e-01	53.0	25.0	47.0	30.0	33.0	57.0
5847.010	28.0	1.677	3.630e-04	69.0	21.0	-	31.0	32.0	71.0
5996.740	28.0	4.236	8.710e-02	31.0	-	22.0	20.0	13.0	39.0
6053.690	28.0	4.236	8.510e-02	35.0	10.0	29.0	17.0	17.0	41.0
6086.290	28.0	4.266	3.390e-01	58.0	25.0	47.0	37.0	32.0	58.0
6108.120	28.0	1.677	3.240e-03	106.0	55.0	-	76.0	75.0	116.0
6111.080	28.0	4.089	1.480e-01	49.0	18.0	38.0	26.0	28.0	56.0
6128.980	28.0	1.677	4.070e-03	68.0	22.0	82.0	35.0	33.0	73.0
6130.140	28.0	4.266	1.050e-01	33.0	10.0	22.0	16.0	14.0	37.0
6176.820	28.0	4.088	5.450e-01	78.0	43.0	63.0	52.0	48.0	82.0
6177.250	28.0	1.826	2.510e-04	45.0	14.0	59.0	25.0	18.0	50.0
6186.720	28.0	4.106	1.260e-01	50.0	15.0	-	26.0	21.0	59.0
6204.610	28.0	4.089	7.080e-02	41.0	11.0	36.0	19.0	18.0	51.0

TABELA A.3: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	Gaia DR2 4013 (mÅ)	Gaia DR2 1174 (mÅ)	Gaia DR2 1238 (mÅ)	2MASS 1452 (mÅ)	2MASS 1205 (mÅ)	TYC 2036 (mÅ)
6223.990	28.0	4.106	1.070e-01	45.0	13.0	31.0	21.0	18.0	48.0
6230.100	28.0	4.106	6.310e-02	43.0	-	23.0	19.0	16.0	36.0
6322.170	28.0	4.154	6.170e-02	34.0	10.0	20.0	13.0	16.0	40.0
6327.600	28.0	1.680	7.709e-04	-	35.0	-	54.0	53.0	86.0
6378.260	28.0	4.154	1.510e-01	45.0	19.0	37.0	29.0	27.0	59.0
6384.670	28.0	4.154	1.000e-01	38.0	13.0	34.0	19.0	21.0	50.0
6482.800	28.0	1.940	2.344e-03	98.0	34.0	-	54.0	55.0	98.0
6532.880	28.0	1.935	3.800e-04	53.0	11.0	-	22.0	19.0	60.0
6586.330	28.0	1.950	1.549e-03	83.0	31.0	-	50.0	48.0	-
6598.610	28.0	4.236	1.170e-02	37.0	14.0	28.0	24.0	17.0	46.0
6635.140	28.0	4.419	1.780e-01	39.0	13.0	26.0	16.0	19.0	50.0
6643.640	28.0	1.676	9.332e-03	-	-	-	104.0	-	152.0
6767.770	28.0	1.830	6.761e-03	118.0	-	-	90.0	76.0	120.0
6772.320	28.0	3.658	1.072e-01	73.0	-	67.0	40.0	42.0	70.0
6842.040	28.0	3.658	3.630e-02	58.0	15.0	49.0	23.0	21.0	-

TABELA A.4: Lista de linhas utilizadas na síntese do Rubídio (ver Seção 6.2). As colunas são o comprimento de onda central da linha, o número atômico do elemento e o estágio de ionização, potencial de excitação da transição, força de oscilador vezes peso estatístico e energia de dissociação da molécula de CN, respectivamente.

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	$D_e v$
7793.3582	607.012	1.3615	-1.761	7.75
7793.7306	607.012	1.1636	-1.986	7.75
7793.9226	26.000	3.0173	-5.195	-
7794.1237	27.000	2.0418	-4.314	-
7794.1693	26.000	6.0887	-0.573	-
7794.3073	607.012	1.5962	-1.448	7.75
7794.3267	607.012	1.3900	-1.204	7.75
7794.6530	607.012	1.2650	-1.622	7.75
7795.2748	607.012	1.2309	-1.565	7.75
7795.7465	26.000	3.0176	-5.700	-
7795.9368	607.012	1.1784	-1.666	7.75
7795.9465	607.012	1.2456	-1.565	7.75
7796.4536	22.000	0.8181	-5.110	-
7797.5208	607.012	1.1514	-1.996	7.75
7797.5798	28.000	3.8983	-0.185	-
7798.3460	60.100	1.2250	-1.910	-
7798.8371	14.000	6.1807	-1.955	-
7799.1626	607.012	1.5963	-1.440	7.75
7799.1797	14.000	6.1807	-1.755	-
7799.2667	607.012	1.2650	-1.617	7.75
7799.2983	607.012	1.3900	-1.197	-
7799.9957	14.000	6.1807	-0.800	-
7800.0176	607.012	1.4948	-1.520	7.75
7800.1703	22.000	3.7080	-0.899	-
7800.1830	37.000	0.0000	-1.225	-
7800.1870	37.000	0.0000	-1.225	-
7800.1880	37.000	0.0000	-1.622	-
7800.2330	37.000	0.0000	-0.891	-
7800.2350	37.000	0.0000	-0.795	-
7800.2350	37.000	0.0000	-0.908	-
7800.2920	37.000	0.0000	-0.431	-
7800.2950	37.000	0.0000	-0.795	-
7800.2960	37.000	0.0000	-1.341	-

TABELA A.4: Continuação

λ_{central} (Å)	Z_e	χ_{ex} (eV)	$\log gf$	D_{ev}
7800.3160	37.000	0.0000	-0.777	-
7800.3210	37.000	0.0000	-1.225	-
7800.3250	37.000	0.0000	-1.926	-
7800.4050	21.000	2.5094	-0.429	-
7800.5702	607.012	1.2297	-1.561	7.75
7800.5958	607.012	1.3615	-1.745	7.75
7801.0410	12.000	5.9320	-2.400	-
7801.1606	607.012	1.3260	-1.289	7.75
7801.1911	22.000	3.1042	-1.975	-
7801.6897	22.000	2.3447	-2.632	-
7801.7932	23.000	3.0554	-1.116	-
7802.4727	26.000	5.0856	-1.335	-
7803.0671	607.012	1.1761	-1.967	7.75
7803.2127	22.000	3.7087	-0.804	-
7804.0332	607.012	1.1981	-1.662	7.75
7804.6175	607.012	1.2457	-1.551	7.75
7805.1510	12.000	5.9328	-2.880	-
7805.5815	607.012	1.4949	-1.510	7.75
7805.6168	607.012	1.2297	-1.556	7.75
7805.7789	607.012	1.2609	-1.551	7.75
7806.1544	607.012	1.1636	-1.977	7.75
7806.1648	26.000	4.7861	-3.424	-
7806.3245	607.012	1.4850	-1.267	7.75

Referências Bibliográficas

- Allen, D. M. and Barbuy, B. (2006). Analysis of 26 barium stars-i. abundances. *Astronomy & Astrophysics*, 454(3):895–915.
- Alonso, A., Arribas, S., and Martínez-Roger, C. (1999). The effective temperature scale of giant stars (f0–k5)-ii. empirical calibration of versus colours and [fe/h]. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 140(3):261–277.
- Alpher, R. A., Bethe, H., and Gamow, G. (1948). The origin of chemical elements. *Physical Review*, 73(7):803.
- Arlandini, C., Käppeler, F., Wisshak, K., Gallino, R., Lugaro, M., Busso, M., and Straniero, O. (1999). Neutron capture in low-mass asymptotic giant branch stars: cross sections and abundance signatures. *The Astrophysical Journal*, 525(2):886.
- Audouze, J. and Vauclair, S. (2012). *An introduction to nuclear astrophysics: the formation and the evolution of matter in the universe*, volume 18. Springer Science & Business Media.
- Bailer-Jones, C., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., and Andrae, R. (2018). Estimating distance from parallaxes. iv. distances to 1.33 billion stars in gaia data release 2. *The Astronomical Journal*, 156(2):58.
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., and Nasi, E. (1994). Theoretical isochrones from models with new radiative opacities. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 106:275–302.
- Bessell, M., Castelli, F., and Plez, B. (1998). Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for o-m stars. *Astronomy and Astrophysics*, v. 333, p. 231-250 (1998), 333:231–250.
- Bidelman, W. P. and Keenan, P. C. (1951). The ba ii stars. *The Astrophysical Journal*, 114:473.
- Boffin, H. and Jorissen, A. (1988). Can a barium star be produced by wind accretion in a detached binary? *Astronomy and Astrophysics*, 205:155–163.

- Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., Salasnich, B., Dal Cero, C., Rubele, S., and Nanni, A. (2012). Parsec: stellar tracks and isochrones with the padova and trieste stellar evolution code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1):127–145.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., and Hoyle, F. (1957). Synthesis of the elements in stars. *Reviews of modern physics*, 29(4):547.
- Burris, D. L., Pilachowski, C. A., Armandroff, T. E., Sneden, C., Cowan, J. J., and Roe, H. (2000). Neutron-capture elements in the early galaxy: Insights from a large sample of metal-poor giants. *The Astrophysical Journal*, 544(1):302.
- Busso, M., Gallino, R., Lambert, D. L., Travaglio, C., and Smith, V. V. (2001). Nucleosynthesis and mixing on the asymptotic giant branch. iii. predicted and observed s-process abundances. *The Astrophysical Journal*, 557(2):802.
- Cayrel (1988). *The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics: Proceedings of the 132nd Symposium of the International Astronomical Union Held in Paris, France, June 29-July 3, 1987*. Number 132. Springer Science & Business Media.
- Chen, B., Vergely, J. L., Valette, B., and Carraro, G. (1998). Comparison of two different extinction laws with hipparcos observations. *arXiv preprint astro-ph/9805018*.
- Clayton, D. D. (1983). *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. University of Chicago press.
- Clayton, D. D., Fowler, W. A., Hull, T., and Zimmerman, B. (1961). Neutron capture chains in heavy element synthesis. *Annals of Physics*, 12(3):331–408.
- Costa-Almeida, E. (2022). Abundâncias de elementos bioessenciais em estrelas de tipo solar usando espectros harps.
- Cseh, B., Lugaro, M., D’Orazi, V., De Castro, D., Pereira, C., Karakas, A., Molnár, L., Plachy, E., Szabó, R., Pignatari, M., et al. (2018). The s process in agb stars as constrained by a large sample of barium stars. *Astronomy & Astrophysics*, 620:A146.
- de Castro, D., Pereira, C., Roig, F., Jilinski, E., Drake, N., Chavero, C., and Sales Silva, J. (2016). Chemical abundances and kinematics of barium stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459(4):4299–4324.
- de Castro, D. B. (2010). *Estrelas de Bário Pobres em Metais*. PhD thesis.
- Donati, J.-F., Catala, C., Landstreet, J. D., and Petit, P. (2006). Espadons: the new generation stellar spectro-polarimeter. performances and first results. In *Solar Polarization 4*, volume 358, page 362.

- Drake, N. and Pereira, C. (2008). Light element abundances in two chemically peculiar stars: Hd 104340 and hd 206983. *The Astronomical Journal*, 135(3):1070.
- Eisberg, R., Resnick, R., and Sullivan, J. D. (1975). Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei and Particles. *Physics Today*, 28(12):51.
- Escorza, A., Karinkuzhi, D., Jorissen, A., Siess, L., Van Winckel, H., Pourbaix, D., Johnston, C., Miszalski, B., Oomen, G.-M., Abdul-Masih, M., et al. (2019). Barium and related stars, and their white-dwarf companions-ii. main-sequence and subgiant stars. *Astronomy & Astrophysics*, 626:A128.
- Escorza, A., Siess, L., Van Winckel, H., and Jorissen, A. (2020). Binary evolution along the red giant branch with binstar: The barium star perspective. *Astronomy & Astrophysics*, 639:A24.
- Forsberg, R., Jönsson, H., Ryde, N., and Matteucci, F. (2019). Abundances of disk and bulge giants from high-resolution optical spectra-iv. zr, la, ce, eu. *Astronomy & Astrophysics*, 631:A113.
- Frebel, A. and Norris, J. E. (2011). Metal-poor stars and the chemical enrichment of the universe. *arXiv preprint arXiv:1102.1748*.
- Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., Lugaro, M., Travaglio, C., Straniero, O., Chieffi, A., and Limongi, M. (1998). Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptotic giant branch stars. ii. neutron capture and the s-process. *The astrophysical journal*, 497(1):388.
- Gratton, R. G. and Sneden, C. (1994). Abundances of neutron-capture elements in metal-poor stars.
- Gray, D. F. (1973). On the existence of classical microturbulence. *The Astrophysical Journal*, 184:461–472.
- Gray, D. F. (2021). *The observation and analysis of stellar photospheres*. Cambridge university press.
- Grevesse, N. and Sauval, A. (1998). Standard solar composition. *Space Science Reviews*, 85:161–174.
- Griffiths, D. J. and Freitas, L. (2011). *Mecânica quântica*. Pearson Prentice Hall.
- Han, Z., Eggleton, P. P., Podsiadlowski, P., and Tout, C. A. (1995). The formation of barium and ch stars and related objects. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277(4):1443–1462.

- Herwig, F. (2005). Evolution of asymptotic giant branch stars. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 43:435–479.
- Hoyle, F. (1946). The synthesis of the elements from hydrogen. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 106(5):343–383.
- Jager, C. d. (1954). High-energy microturbulence in the solar photosphere. *Nature*, 173:680–681.
- Jorissen, A. (2019). Impact of binaries on stellar evolution in the gaia era. *Memorie della Società astronomica italiana*, 90:395.
- Jorissen, A., Boffin, H., Karinkuzhi, D., Van Eck, S., Escorza, A., Shetye, S., and Van Winckel, H. (2019). Barium and related stars, and their white-dwarf companions- i. giant stars. *Astronomy & Astrophysics*, 626:A127.
- Käppeler, F. (2011). Reaction cross sections for the s, r, and p process. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 66(2):390–399.
- Käppeler, F., Beer, H., and Wisshak, K. (1989). S-process nucleosynthesis-nuclear physics and the classical model. *Reports on progress in physics*, 52(8):945.
- Karakas, A. I. and Lattanzio, J. C. (2014). The dawes review 2: nucleosynthesis and stellar yields of low-and intermediate-mass single stars. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 31:e030.
- Karinkuzhi, D., Van Eck, S., Jorissen, A., Escorza, A., Shetye, S., Merle, T., Siess, L., Goriely, S., and Van Winckel, H. (2021). Sr and ba abundances: Comparing machine-learning with star-by-star analyses-high-resolution re-analysis of suspected lamost barium stars. *Astronomy & astrophysics*, 654:A140.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., and Weiss, A. (2012). *Stellar Structure and Evolution*. Springer Science & Business Media.
- Kong, X., Bharat Kumar, Y., Zhao, G., Zhao, J., Fang, X., Shi, J., Wang, L., Zhang, J., and Yan, H. (2018). Three new barium dwarfs with white dwarf companions: Bd+ 68° 1027, re j0702+ 129 and bd+ 80° 670. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474(2):2129–2141.
- Kurucz, R.-L. (1993). Atlas9 stellar atmosphere programs and 2km/s grid. *Kurucz CD-Rom*, 13.
- Lamb, S. A., Howard, W. M., Truran, J. W., and Iben Jr, I. (1977). Neutron-capture nucleosynthesis in the helium-burning cores of massive stars. *Astrophysical Journal, Part 1, vol. 217, Oct. 1, 1977, p. 213-221.*, 217:213–221.

- Lambert, D. L., Heath, J. E., Lemke, M., and Drake, J. (1996). The Chemical Composition of Field RR Lyrae Stars. I. Iron and Calcium. *ApJS*, 103:183.
- Lattanzio, J. C. (1986). The asymptotic giant branch evolution of 1.0-3.0 solar mass stars as a function of mass and composition. *The Astrophysical Journal*, 311:708–730.
- Lu, P., Dawson, D., Uggren, A., and Weis, E. (1983). A catalog of spectral classification and photometry of barium stars. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 52:169–181.
- Luck, R. E. and Heiter, U. (2007). Giants in the local region. *The Astronomical Journal*, 133(6):2464.
- Lugaro, M., Herwig, F., Lattanzio, J. C., Gallino, R., and Straniero, O. (2003). s-process nucleosynthesis in asymptotic giant branch stars: A test for stellar evolution. *The astrophysical journal*, 586(2):1305.
- Lugaro, M., Karakas, A. I., and Campbell, S. W. (2014). Slow neutron captures as the signature of asymptotic giant branch stars.
- MacConnell, D., Frye, R., and Uggren, A. (1972). The absolute magnitude of the barium stars. *The Astronomical Journal*, 77:384–391.
- Maciel, W. J. (1991). *Astronomia e astrofísica*.
- Maciel, W. J. (1999). *Introdução à Estrutura e Evolução Estelar Vol. 24*. Edusp.
- Maeder, A. (2008). *Physics, formation and evolution of rotating stars*. Springer Science & Business Media.
- Manset, N. and Donati, J.-F. (2003). ESPaDOnS; an exhelle spectro-polarimetric device for the observation of stars. In Fineschi, S., editor, *Polarimetry in Astronomy*, volume 4843 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 425–436.
- McClure, R. D., Fletcher, J., and Nemec, J. M. (1980). The binary nature of the barium stars. *The Astrophysical Journal*, 238:L35–L38.
- Mena, E. D., Tsantaki, M., Adibekyan, V. Z., Sousa, S., Santos, N., Hernández, J. G., and Israelian, G. (2017). Chemical abundances of 1111 fgk stars from the harps gto planet search program-ii. cu, zn, sr, y, zr, ba, ce, nd, and eu. *Astronomy & Astrophysics*, 606:A94.
- Merrill, P. W. (1952). Spectroscopic observations of stars of class s. *The Astrophysical Journal*, 116:21.

- Meyer, B. S. (1994). The r-, s-, and p-processes in nucleosynthesis. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32(1):153–190.
- Mishenina, T., Bienaymé, O., Gorbaneva, T., Charbonnel, C., Soubiran, C., Korotin, S., and Kovtyukh, V. (2006). Elemental abundances in the atmosphere of clump giants. *Astronomy & Astrophysics*, 456(3):1109–1120.
- Moore, C. E., Minnaert, M. G. J., and Houtgast, J. (1966). *The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å: Second Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelengths*, volume 61. National Bureau of Standards.
- Ness, M., Hogg, D. W., Rix, H.-W., Martig, M., Pinsonneault, M. H., and Ho, A. (2016). Spectroscopic determination of masses (and implied ages) for red giants. *The Astrophysical Journal*, 823(2):114.
- Norfolk, B. J., Casey, A. R., Karakas, A. I., Miles, M. T., Kemp, A. J., Schlaufman, K. C., Ness, M., Ho, A. Y., Lattanzio, J. C., and Ji, A. P. (2019). Discovery of s-process enhanced stars in the lamost survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490(2):2219–2227.
- Pagal, B. E. (2009). *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*. Cambridge University Press.
- Pereira, C. (2005). Spectroscopic verification of barium dwarf candidates: The analysis of hd 8270, hd 13551, and hd 22589. *The Astronomical Journal*, 129(5):2469.
- Pereira, C. and Drake, N. (2009). High-resolution spectroscopic observations of two chemically peculiar metal-poor stars: Hd 10613 and bd+ 04 2466. *Astronomy & Astrophysics*, 496(3):791–804.
- Pereira, C., Silva, J. S., Chavero, C., Roig, F., and Jilinski, E. (2011). Chemical abundances and kinematics of a sample of metal-rich barium stars. *Astronomy & Astrophysics*, 533:A51.
- Pignatari, M., Gallino, R., Heil, M., Wiescher, M., Käppeler, F., Herwig, F., and Bisterzo, S. (2010). The weak s-process in massive stars and its dependence on the neutron capture cross sections. *The Astrophysical Journal*, 710(2):1557.
- Pols, O. R. (2011). *Stellar structure and evolution*. Astronomical Institute Utrecht NY.
- Reifarth, R., Lederer, C., and Käppeler, F. (2014). Neutron reactions in astrophysics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 41(5):053101.
- Roriz, M., Lugaro, M., Pereira, C., Drake, N., Junqueira, S., and Sneden, C. (2021). Rubidium in barium stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 501(4):5834–5844.

- Roriz, M., Pereira, C., Junqueira, S., Lugaro, M., Drake, N., and Sneden, C. (2023). High-resolution spectroscopic analysis of four new chemically peculiar stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 518(4):5414–5443.
- Roriz, M. P., Pereira, C. B., Junqueira, S., Lugaro, M., Drake, N. A., and Sneden, C. (2023). High-resolution spectroscopic analysis of four new chemically peculiar stars. *MNRAS*, 518(4):5414–5443.
- Seeger, P. A., Fowler, W. A., and Clayton, D. D. (1965). Nucleosynthesis of heavy elements by neutron capture. *The Astrophysical Journal*.
- Shetrone, M., Tayar, J., Johnson, J. A., Somers, G., Pinsonneault, M. H., Holtzman, J. A., Hasselquist, S., Masseron, T., Mészáros, S., Jönsson, H., et al. (2019). Constraining metallicity-dependent mixing and extra mixing using [c/n] in alpha-rich field giants. *The Astrophysical Journal*, 872(2):137.
- Sit, T. and Ness, M. (2020). The age distribution of stars in the milky way bulge. *The Astrophysical Journal*, 900(1):4.
- Sneden, C. (1974). Carbon and nitrogen abundances in metal-poor stars. *The Astrophysical Journal*, 189:493–507.
- Sneden, C. and Cowan, J. J. (2003). Genesis of the heaviest elements in the milky way galaxy. *Science*, 299(5603):70–75.
- Sneden, C., Cowan, J. J., and Gallino, R. (2008). Neutron-capture elements in the early galaxy. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 46:241–288.
- Sneden, C., McWilliam, A., Preston, G. W., Cowan, J. J., Burris, D. L., and Armosky, B. J. (1996). The ultra-metal-poor, neutron-capture-rich giant star cs 22892-052. *The Astrophysical Journal*, 467:819.
- Stancliffe, R. J. (2021). The formation of barium giants via mass accretion in binary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505(4):5554–5566.
- Takeda, Y. (2021). Rubidium abundances of galactic disk stars. *Astronomische Nachrichten*, 342(3):515–530.
- Takeda, Y., Ohkubo, M., and Sadakane, K. (2002). Spectroscopic determination of atmospheric parameters of solar-type stars: description of the method and application to the sun. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 54(3):451–462.
- Takeda, Y., Sato, B., and Murata, D. (2008). Stellar parameters and elemental abundances of late-g giants. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 60(4):781–802.

- Vassiliadis, E. and Wood, P. (1993). Evolution of low-and intermediate-mass stars to the end of the asymptotic giant branch with mass loss. *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 413, no. 2, p. 641-657., 413:641–657.
- Wang, J., Shi, J., Pan, K., Chen, B., Zhao, Y., and Wicker, J. (2016). Distance and extinction determination for apogee stars with bayesian method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 460(3):3179–3192.
- Woosley, S. and Weaver, T. A. (1995). The evolution and explosion of massive stars ii: Explosive hydrodynamics and nucleosynthesis. Technical report, Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States).