Universidade Federal do Rio de Janeiro Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza Observatório do Valongo

A Relação entre Atividade Cromosférica e Idade em Estrelas de Tipo Solar: O Tripleto Infravermelho do Ca II

Diego Lorenzo de Oliveira

Novembro/2011

Diego Lorenzo de Oliveira

A Relação entre Atividade Cromosférica e Idade em Estrelas de Tipo Solar: O Tripleto Infravermelho do Ca II

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de mestre em Astronomia.

Orientador: Prof. Dr. Gustavo Frederico Porto de Mello

Rio de Janeiro Novembro de 2011 Oliveira, Diego L.

A Relação entre Atividade Cromosférica e Idade em Estrelas de Tipo Solar: O Tripleto Infravermelho do Ca II/ Diego Lorenzo de Oliveira - Rio de Janeiro: UFRJ/OV, 2011 xi, 76f.:il; 30cm. Orientador: Gustavo Frederico Porto de Mello Dissertação (Mestrado em Astronomia) - UFRJ/ OV / Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2011. Referências Bibliográficas: f: 117-123.

 Estrelas 2. Cromosferas 3. Atmosferas Porto de Mello, Gustavo
 F. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Observatório do Valongo, Programa de Pós-graduação em Astronomia, 2011 III. Título.

Agradecimentos

Ao meu orientador Gustavo Frederico Porto de Mello, por ser um exemplo de pesquisador e orientador dedicado. Muito obrigado por todos ensinamentos que me ajudaram de forma determinante ao longo da graduação e mestrado.

Muito obrigado aos meus pais (Maria Eliane e Rui de Oliveira) que me apoiaram e dedicaram parte de suas vidas para minha educação.

Muito obrigado às minhas avós, Helena e Emilda que apesar de distantes estão e estarão sempre presentes em minha vida.

Ao CEFET-RJ, por me mostrar, de forma bem clara, o que eu não deveria fazer da vida.

Agradeço à Geisa Ponte, minha namorada, que nestes últimos anos foi extremamente importante em minha vida. Sou extremamente grato por ter perto de mim uma pessoa tão fantástica.

Aos meus amigos que me ajudaram de forma determinante ao longo de toda graduação e mestrado. Nominalmente, agradeço ao Silvio Santos, Elton Souza (Tião), Eduardo Balthar (Binha), Laércio Martuchelli (Erly), Tales Carneiro, Silvio Andrade, Pedro Hasselmann, Amanda Reis, Letícia Dutra...

Agradeço ao professor Helio Rocha-Pinto e Gustavo Mello pelos N! cursos (Astrofísica Geral, Atmosferas Estelares, Astroestatística...) e pelos conselhos extremamente úteis que me ajudaram no meu desenvolvimento como aluno. Agradeço também às professoras Heloísa Boechat-Roberty, Silvia Lorenz, Lilia Arany Prado e Simone Daflon que me transmitiram seus conhecimentos que serão utilizados durante toda minha carreira.

Aos professores do Instituto de Física da UFRJ, em especial aos professores H. Moysés Nussenzveig pelos incríveis cursos de Mecânica Quântica I e II, Takeshi Kodama pelo curso de Física I, à professora Maria Antonieta pelo excelente curso de Física III e aos professores Jorge Barreto e Alexandre Tort pelos excelentes cursos de Física Moderna e Eletromagnetismo I e II. No Instituto de Matemática, gostaria de agradecer os dedicados professores Maria Darci Godinho e Bruno Scárdua pelos elucidativos cursos de Cálculo III e IV.

Ao apoio financeiro coordenado pelos professores Gustavo Mello e Helio Rocha-Pinto (Edital Universal/CNPq, Institutos Nacionais/CNPQ e FAPERJ)

Ao programa de financiamento da CAPES, pela bolsa de mestrado que recebi du-

rante 2 anos.

Ao programa de pós-graduação e a diretoria do Observatório do Valongo pelo esforço em sempre fornecer aos alunos as melhores condições de trabalho no instituto.

Gostaria de agradecer ao Dr. Ignasi Ribas (IEEC-Espanha) que calculou os fluxos absolutos teóricos que foram de importância vital para este trabalho. À Ane Garces (IEEC-Espanha) pela boas conversas e amizade durante sua permanência no Brasil.

Aos funcionários do Valongo pela estrutura fornecida, em especial a Rosa, Elias e João por toda ajuda.

Ao LNA/OPD pelas estruturas, sem as quais, não seria possível realizar as observações que foram tão úteis neste trabalho.

Resumo

Linhas espectrais intensas são úteis indicadores espectroscópicos da atividade cromosférica estelar vinculada fisicamente à eficiência da convecção turbulenta, à rotação diferencial e evolução do momento angular. A rotação estelar e a atividade cromosférica em estrelas isoladas decaem monotonicamente com a idade, sob a ação do torque produzido pelo vento estelar magnetizado, sendo um potencial indicador deste parâmetro. No entanto, diversos trabalhos apontam para uma insensibilidade dos fluxos cromosféricos derivados das linhas H & K do Ca II e H α com a idade em estrelas mais velhas que 2 bilhões de anos, limitando a confiabilidade das idades derivadas pelo método cromosférico.

O tripleto infravermelho do Ca II ($\lambda\lambda$ 8498, 8542 e 8662), no contexto da evolução temporal da atividade magnética, foi muito pouco estudado em comparação com outros indicadores cromosféricos, motivando-nos a investigar seu comportamento especialmente no concernente a sua relação com a idade estelar. Obtivemos o fluxo cromosférico de 150 estrelas (anãs e subgigantes) de tipos espectrais F, G e K nas linhas do tripleto do Ca II, com espectros de alta razão sinal-ruído e resolução mode-radamente alta, abrangendo um extenso domínio de níveis de atividade cromosférica. Utilizamos uma calibração de fluxo absoluto ancorada em modernos modelos de atmosferas, e estudamos a evolução das perdas radiativas das linhas do tripleto frente aos parâmetros idade, massa, metalicidade, raio, gravidade superficial e estimativas da evolução do momento de inércia estelar.

Encontramos que os fluxos cromosféricos das linhas do Ca II são fortemente interrelacionados, o que não se observa na relação envolvendo H α que apresenta uma correlação com as linhas do Ca II dependente do nível de atividade cromosférica. Concluímos que, para estrelas anãs de tipo solar, é possível recuperar a evolução temporal dos fluxos cromosféricos das linhas do tripleto até aproximadamente 9 bilhões de anos de idade, caso as influências de variáveis constitutivas como massa e metalicidade sejam devidamente equacionadas. Mostramos que estas variáveis, sob certas condições, contribuem para a variância do fluxo cromosférico tanto quanto a idade. Esse efeito pode ser entendido no plano fluxo-idade como uma fonte adicional de espalhamento que pode encobrir a identificação de um decaimento monotônico da atividade cromosférica com o tempo. Desta forma, utilizamos uma nova calibração envolvendo correções simultâneas de metalicidade e massa e mostramos que as idades cromosféricas derivadas tanto pelo tripleto quanto pelas linhas H & K apresentam bom acordo com as idades isocronais até idades de 10 bilhões de anos, assim como as idades astrossismológicas. Mostramos que, para as linhas do Ca II, as calibrações que contabilizem apenas fluxo e idade introduzem um forte viés de metalicidade nas idades cromosféricas, e portanto devem ser aplicadas somente às estrelas de composição química semelhante à do Sol.

Abstract

Intense spectral lines are useful spectroscopic indicators of stellar chromospheric activity physically linked to the efficiency of turbulent convection, differential rotation and the evolution of angular momentum. The stellar rotation and chromospheric activity in single stars decay monotonically with age, under the action of the torque produced by the magnetized stellar wind, being a potential indicator of this parameter. However, several studies point to an insensitivity of the chromospheric fluxes derived from H & K lines of Ca II and H α with age in stars older than 2 billion years, limiting the reliability of ages derived by the chromospheric method.

The Ca II infrared triplet ($\lambda\lambda$ 8498, 8542 and 8662), in the context of the time evolution of magnetic activity, has been very poorly studied compared to other chromospheric indicators, motivating us to investigate their behavior especially with regard to the stellar ages. We obtained the Ca II triplet chromospheric fluxes of 150 stars (dwarfs and subgiants) of spectral types F, G and K, based on high signal to noise ratio and moderately high resolution spectra, covering an extensive domain of chromospheric activity levels. We use an absolute flux calibration anchored in modern models of atmospheres, and study the evolution of radiative losses from the center of the lines of the Ca II triplet compared to parameters age, mass, metallicity, radius, surface gravity and estimates of the stellar moment of inertia.

We found that the chromospheric fluxes of the Ca II lines (triplet and H & K) are strongly interrelated, which is not observed with H α that has a correlation with the Ca II lines dependent on the level of chromospheric activity. We conclude that for solar-type dwarf stars, it is possible to recover the time evolution of the chromospheric fluxes of the triplet lines up to about 9 billion years old, if the influences of constitutive variables such as mass and metallicity are adequately removed. We show that these variables, under certain conditions, contribute to the variance of the chromospheric flux as much as stellar age. This effect can be understood in the flux-age plane as an additional source of scatter that can obscure the identification of a monotonic decay of chromospheric activity with time. Thus, we used a new calibration involving simultaneous corrections of the mass and metallicity effects and showed that the chromospheric ages derived from both triplet and the H & K Ca II lines show good agreement with the isochronal ages up to 10 billion years, as well as asteroseismological ages. We show that, for Ca II lines, the calibration that takes into account only the flux and age introduces a strong metallicity bias in chromospheric ages, and therefore it should be applied only to stars with chemical composition similar to the Sun.

Índice

Aç	grade	cimentos	i				
Re	esum	0	iii				
Ak	ostra	et in the second s	v				
Íne	dice		vii				
Li	sta d	e Figuras	ix				
Li	sta d	e Tabelas	xi				
1	Intro	odução	1				
	1.1	A Atividade Cromosférica	1				
	1.2	Ciclos de Atividade Magnética	4				
	1.3	Idades Cromosféricas	8				
	1.4	O Tripleto Infravermelho do Ca II	11				
2	Obs	ervações e Reduções	15				
2.1 Observações e Descrição da Amostra							
	2.2	Redução dos Espectros	19				
		2.2.1 Extração dos Espectros Observados	19				
		2.2.2 A Calibração de Comprimento de Onda	20				
		2.2.3 Correção da Velocidade Radial	21				
		2.2.4 Normalização do Contínuo	22				
	2.3	A Amostra Auxiliar: H & K do Ca II e H α	25				
3	Pará	metros Evolutivos Estelares	27				
	3.1	Modelos Estruturais Estelares					
	3.2	Temperaturas Efetivas, Metalicidades e Luminosidades	28				

		3.2.1	Metalicidades	28		
		3.2.2	Temperaturas Efetivas	29		
		3.2.3	Luminosidades Estelares	30		
	3.3	Trajetó	órias Evolutivas e Isócronas: O Diagrama HR Teórico	31		
4	Flux	os Ab	solutos Totais	45		
	4.1	Calibra	ação Teórica em Fluxos Absolutos	45		
		4.1.1	Fluxos Observados	45		
		4.1.2	Modelos NMARCS	47		
		4.1.3	A Análise Regressiva	51		
		4.1.4	Fluxos Absolutos Totais	68		
		4.1.5	A Correção Fotosférica	82		
5	A E	voluçã	o da Atividade Cromosférica com as Idades Estelares: As Li-			
	nha	s do C	a II	89		
	5.1	As Rel	ações Fluxo-Fluxo	89		
	5.2	5.2 A Relação Idade-Atividade				
	5.3	O que Podemos Afirmar em uma Relação Global?				
	5.4	A Influ	iência da Massa e Metalicidade	115		
	5.5	Idades	Cromosféricas: Comparação com a Literatura	121		
6	Con	clusõe	es e Perspectivas	135		
Re	Referências Bibliográficas					
Δ	Ane	χο Α		145		
~	A.1	Fluxos	Cromosféricos: \mathcal{F}'_{min}	145		
	-			110		
В	Ane	xo B		149		
	B .1	Parâm	etros Estelares	149		
	B.2	Parâm	etros Evolutivos	156		
С	Ane	xo C		163		
	C.1	Fluxos	Absolutos dos Indicadores Cromosféricos	163		
D	Ane	xo D		175		
	D.1	Observ	vações: Base FEROS	175		
	D.2	Observ	vações: Base LNA	177		

Lista de Figuras

1.1	Modelo semi-empírico da atmosfera solar de Vernazza et al. 1981	3
1.2	Exemplo de emissão cromosférica central na linha K do Ca II	3
1.3	Distribuição de fluxos cromosféricos na vizinhança solar	8
1.4	Níveis de energia do Ca II	12
1.5	Perfil do tripleto infravermelho do Ca II	12
2.1	Exemplo de espectro normalizado	23
2.2	Teste de normalização	24
3.1	Exemplo de diagrama HR	34
3.2	Exemplo de diagrama HR	36
3.3	Exemplo de diagrama HR	37
3.4	Exemplo de diagrama HR	38
3.5	Distribuição de massas e idades prováveis	40
3.6	Distribuição de massas possíveis com incertezas típicas duplicadas	42
3.7	Distribuição de idades possíveis com incertezas típicas duplicadas	44
4.1	Distribuição de fluxo solar predita pelos modelos NMARCS	48
4.2	Modelos NMARCS: Exemplo de região de referência utilizada	50
4.3	Grade de modelos NMARCS	52
4.4	Aproximação linear - Histogramas e Fluxo vs. resíduos	55
4.5	Aproximação quadrática - Histogramas e Fluxo vs. resíduos	56
4.6	Aproximação cúbica - Histogramas e Fluxo vs. resíduos	58
4.7	Exemplo de distribuição de fluxos absolutos no contínuo estelar	64
4.8	Evolução dos erros e BICs nos modelos regressivos	65
4.9	Comparação entre os modelos regressivos: Critério C_p	67
4.10	Comportamento sistemático dos fluxos absolutos totais em cada região de referência	72
4.11	Espectros de razão	73

4.12	Razão de fluxo absoluto total	77
4.13	Mapa de cor: Erros na conversão entre as bases de dados	79
4.14	Conversão dos fluxos absolutos totais da base LNA para a FEROS	80
4.15	Subtração do fluxo fotosférico	88
5.1	Gráficos das relações fluxo-fluxo	96
5.2	Influência da metalicidade nas relações fluxo-fluxo	97
5.3	A relação idade-atividade para os diferentes indicadores cromosféricos do Ca II $$.	101
5.4	A relação idade-atividade. A influência dos erros nas idades isocronais.	105
5.5	Restrição em intervalos de massa e metalicidade	106
5.6	Exemplo visual das consequências em desconsiderar a metalicidade na relação idade-	
	atividade	107
5.7	A importância relativa de massa, metalicidade e idade na evolução do fluxo cro-	
	mosférico	117
5.8	A importância relativa de massa, metalicidade e idade na evolução do fluxo cro-	
	mosférico	118
5.9	Figura com a relação tridimensional envolvendo idade, metalicidade e fluxo cro-	
	mosférico	123
5.10	Efeitos da metalicidade nas calibrações	127
5.11	Idades cromosféricas: comparação com a literatura	129
5.12	Comparação entre as idades cromosféricas e isocronais	132
A.1	Remoção do fluxo fotosférico - Ca II H & K	147

Lista de Tabelas

2.1	Configuração instrumental adotada ao longo das 5 missões de observação realizadas	
	no OPD/LNA	17
3.1	Tabela com exemplos da influência de massa e metalicidade na idade terminal das	
	estrelas	33
3.2	Influência dos erros observacionais na distribuição de idades isocronais	41
4.1	Lista das regiões de referência	49
4.2	Tabela com erros de ajuste e BIC - modelos reduzidos	61
4.3	Tabela com os coeficientes do modelo completo cúbico	62
4.4	Tabela com os coeficientes do modelo reduzido	63
4.5	Comparação entre os BICs dos modelos completos e reduzidos cúbicos	66
4.6	Tabela com as regiões de referência utilizadas no cálculo dos fluxos absolutos totais	
	finais	67
4.7	Tabela de conversão entre as bases de dados	78
4.8	Tabela com erros na análise	81
4.9	Coeficientes do polinômio de subtração de fluxo fotosférico	85
5.1	Tabela com as relações fluxo-fluxo	91
5.2	Tabela com os coeficientes da regressão multilinear aplicada aos indicadores cro-	
	mosféricos	109
5.3	Tabela exemplificando os autovalores da matriz de correlação de dados	111
5.4	Tabela com coeficientes da regressão múltipla linear	112
5.5	Coeficientes das calibrações de idade envolvendo fluxo cromosférico, metalicidade	
	e massa	120
5.6	Coeficientes das calibrações finais de idade envolvendo fluxo cromosférico, metali-	
	cidade e massa	125
5.7	Teste de precisão para as idades cromosféricas: α Centauri $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	130
5.8	Tabela com as idades asterossismológicas compiladas da literatura	133

Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	50
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	51
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	52
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	53
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	54
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	55
Apêndice: Parâmetros Evolutivos	56
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	57
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	58
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	59
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	60
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	61
Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação)	62
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos	64
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	65
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	66
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	67
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	68
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	69
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	70
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	71
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	72
Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1	73
Referências índices S	74
Tabela com a razão sinal para base FEROS 1	75
Tabela com a razão sinal-ruído de todos os espectros observados (continuação) . 1	76
Tabela com a razão sinal para base LNA 1	77
	Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação) 1 Apêndice: Pluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1 Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores cromosféricos (continuação) 1

Capítulo 1

Introdução

1.1 A Atividade Cromosférica

A cromosfera é uma camada estruturada de forma extremamente complexa e situa-se acima da fotosfera estelar de estrelas de baixa massa. Seu brilho no Sol é obliterado pela enorme quantidade de energia advinda de camadas fotosféricas mais profundas, tornando sua observação possível apenas sob certas condições especiais como eclipses solares, o centro de linhas espectrais de grande opacidade, na região do ultravioleta distante, onde a fotosfera contribui pouco. Alguns instantes antes e após os eclipses totais do Sol, quando a Lua encobre totalmente o disco brilhante solar, é possível observar a face mais avermelhada cuja cor é dominada pela emissão em H α .

Conforme nos afastamos das camadas mais profundas, pela segunda lei da termodinâmica, esperamos que o gradiente radial de temperatura permaneça negativo ao longo da atmosfera solar. Em outras palavras, caso a atmosfera esteja em equilíbrio radiativo, os processos de absorção e emissão serão balanceados de forma que o fluxo radiativo se conserve. No entanto, essa tendência não se perpetua à medida que nos afastamos da fotosfera solar. Devido à uma forte interação entre os campos magnéticos gerados na base da zona convectiva e a rotação, uma série de fenômenos ocorrem em grandes altitudes no Sol. Nestas regiões, a densidade do gás torna-se muito baixa levando à predominância das forças magnéticas sobre as hidro-dinâmicas advindas de regiões mais densas na fotosfera. Como resultado de uma intensa atividade magnética superficial, uma quantidade substancial de energia mecânica é introduzida na cromosfera causando um aquecimento adicional àquele previsto teoricamente*. Em resposta à grande injeção de energia no plasma, ocorre uma acréscimo da taxa de ionização do hidrogênio e parte dessa energia é responsável pela elevação da temperatura até aproximadamente 8000 K.

^{*}Na coroa, provavelmente, a principal fonte de aquecimento é referente às conexões magnéticas

Uma vez que toda a população de átomos de hidrogênio esteja completamente ionizada, a taxa de aumento da temperatura do gás se eleva ainda mais com a altitude, chegando a temperaturas de milhões de graus em regiões acima da cromosfera.

Na figura 1.1 é mostrado um modelo unidimensional empírico (Vernazza, Avrett & Loeser 1981) que fornece, dentre outras grandezas, a distribuição radial de temperatura, densidade e pressão na atmosfera solar. A linha sólida diz respeito à variação da temperatura cuja distribuição é calculada de modo que se ajuste adequadamente aos campos de radiação previstos e, a partir das equações de equilíbrio hidrostático, obtém-se a distribuição de pressão que, por sua vez, leva a estimativas da altitude e densidade.

As regiões características de formação das linhas espectrais mostradas são calculadas com base nestas aproximações da cromosfera solar e utilizando modelos atômicos que consideram múltiplos níveis eletrônicos (Vernazza, Avrett & Loeser 1981). Vemos que a linha do K do Ca II (3933 Å) é formada em regiões de menor altitude em comparação com o centro de H α , que necessita de temperatura suficientemente superior para o átomo de H permanecer no estado excitado n = 2, diferentemente de suas asas, que são formadas na fotosfera solar. Modelos mais complexos envolvendo a dependência espacial e temporal apontam deficiências destas abordagens unidimensionais que não são capazes de fornecer estimativas realistas da temperatura e densidade, por exemplo[†].

Através do estudo das partes centrais do perfil de linhas espectrais intensas, como as do Ca II H e K, podemos evidenciar o aumento da temperatura cromosférica. Pela figura 1.2, analisando inicialmente as asas das linhas H e K, vemos que ocorre um decréscimo do fluxo observado à medida que nos aproximamos do comprimento de onda central da linha, onde opacidade é maior. Desta forma, camadas cada vez menos profundas, e portanto mais frias, tornam-se responsáveis pelo fluxo emergente. Contudo, em aproximadamente 0,5 Å do centro da linha, a intensidade volta a se elevar correspondendo ao aumento da temperatura cinética característica da cromosfera magnetizada. Com isso, considerando o equilíbrio termodinâmico local (ETL), a função fonte responde diretamente ao aumento de temperatura e se eleva, resultando em uma reversão do perfil central. Essa reversão atinge um valor máximo e, devido às grandes altitudes, a pressão eletrônica torna-se muito baixa. Consequentemente, a temperatura de excitação torna-se menor que a cinética local e, por isso, a aproximação ETL falha. A função de Planck desacopla-se da função fonte e como resultado, ocorre uma pequena absorção central situada entre os picos de emissão central.

Em especial, as linhas do h e k do Mg II apresentam maior contraste de origem magnética que as linhas H & K do Ca II. Isso ocorre pelo fato deste elemento ser 15 vezes mais abundante que o Ca, tornando estas linhas espectrais mais opacas e menos sensíveis à desvios do equilíbrio termodinâmico local e, por isso, mais sensíveis à variações de temperaturas na cro-

[†]Para uma discussão mais detalhada sobre estas limitações, ver Carlsson & Stein (2002).



Figura 1.1: Modelo semi-empírico da atmosfera solar de Vernazza, Avrett & Loeser 1981. A linha sólida retrata a distribuição de temperatura com a altitude atmosférica. Algumas regiões de formação de linhas espectrais na cromosfera são mostradas.



Figura 1.2: É mostrada a emissão cromosférica central na linha K do Ca II. A presença do aquecimento cromosférico torna-se evidente nos pontos de mínimos locais denominados (K_{1r} e K_{1v}). A função fonte responde ao incremento de temperatura e eleva-se chegando simetricamente aos picos de emissão (K_{2r} e K_{2v}). A parte mais central da linha corresponde às camadas mais externas onde a aproximação ETL falha. Figura adaptada de Rutten (1984).

1.2 Ciclos de Atividade Magnética

A atividade magnética proporciona uma série de observáveis na superfície solar. Dentre eles, as manchas solares merecem atenção especial pois são fortes indicativos visuais da presença de campos magnéticos intensos (Hale, 1908), sendo monitoradas sistematicamente desde o século XVII. Observa-se que existe um ciclo solar de surgimento e desaparecimento destas manchas em um período médio de 11 anos[‡].

A primeira tentativa de descrever fisicamente o comportamento cíclico observado através das manchas solares partiu de Larmor em 1919, que afirmou que a razão pela qual o Sol mantinha seus ciclos de atividade seria pela presença abundante de um fluido eletricamente condutivo em movimento que induziria o aparecimento de um campo magnético através de correntes elétricas constituindo um dínamo que atuaria por bilhões de anos no Sol. A partir dos anos 1940, com os trabalhos clássicos de Hannes Alfvén, Vincenzo Ferraro, Eugene Parker, Keith Moffatt entre outros, obtivemos uma descrição detalhada dos fenômenos de origem magnetohidrodinâmica. Hoje em dia, o paradigma atual é baseado em modelos que utilizam flutuações estatísticas do campo magnético e velocidade do fluído e a partir desta descrição obtém-se soluções oscilatórias do campo magnético que é gerado pelo acoplamento entre movimentos convectivos helicoidais (turbulentos), circulação meridional e a rotação diferencial (Dikpati & Gilman 2001).

Para entendermos, a grosso modo, como surgem os ciclos de atividade, partiremos da equação de indução da magnetohidrodinâmica.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \qquad (1.1)$$

onde $\eta = c^2/4\pi\sigma$ é a resistividade magnética (σ é a condutividade elétrica) e V é a velocidade do fluido.

Essa equação, ao ser aplicada no caso do dínamo solar, não possibilita obter soluções oscilatórias que caracterizem os ciclos de atividade (Cowling 1934). O plasma presente no Sol é congelado às linhas de campo e, considerando um campo magnético inicialmente poloidal (meridional), devido à rotação diferencial, ocorre uma distorção gradativa destas linhas gerando uma crescente componente toroidal (azimutal) do campo magnético (efeito Ω). No entanto,

[‡]Ao longo dos séculos, os ciclos variaram de 8 a 15 anos, tendo um valor médio de 11 anos.

como a evolução da componente poloidal não contém qualquer termo que possa restaurar sua configuração original, ela decairá monotonicamente com o tempo e, como resultado, não haverá ciclo de atividade autossustentável baseado em campos magnéticos simétricos axialmente.

Contudo, podemos introduzir flutuações estatísticas da velocidade do fluido (v) e do campo magnético (b), onde essas grandezas são reescritas por

$$\mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{v} \tag{1.2}$$

e

$$\mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{b},\tag{1.3}$$

e os valores médios das flutuações são nulos ($\bar{\mathbf{b}} = 0$ e $\bar{\mathbf{v}} = 0$). Essas modificações têm por objetivo lidar com os efeitos da convecção turbulenta. Se rederivarmos a equação da MHD baseados nas equações de Maxwell modificadas por essas flutuações[§], teremos

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\bar{\mathbf{V}} \times \bar{\mathbf{B}} + \alpha \bar{\mathbf{B}}) + (\eta + \beta) \nabla^2 \bar{\mathbf{B}}$$
(1.4)

que é bastante parecida com a equação 1.1. Os termos α e β são representados por

$$\alpha \approx -\frac{1}{3} \langle \mathbf{v}.(\nabla \times \mathbf{v}) \rangle \tau_{\rm t}$$
(1.5)

e

$$\beta \approx \frac{1}{3} \langle \mathbf{v} . \mathbf{v} \rangle \tau_{\rm t}.$$
 (1.6)

A escala de tempo de turbulência é dado por τ_t . O parâmetro α é extremamente importante para a resolução do problema dos ciclos de atividade magnética. Ele nos diz que, para α não nulo (convecção ciclônica), a flutuação de velocidade deve ser relacionada a sua própria vorticidade (\mathbf{v} . $\nabla \times \mathbf{v}$) e pode ser denominada de helicidade cinética. Esse efeito conecta a rotação com a convecção turbulenta e tem a função de restauração do campo que inicialmente era poloidal, restabelecendo um mecanismo dínamo autossustentável. Em síntese, a sustentação do campo magnético global solar dependeria da influência rotacional nos tubos de fluxo emergentes gerados na base da zona convectiva em uma região estreita situada entre o caroço radiativo e o envoltório convectivo chamada Tacoclina. Nela, existe estabilidade convectiva suficiente para que haja amplificação do campo magnético toroidal.

Portanto, uma das interpretações atuais dos ciclos de atividade é que o Sol pode ser aproximado como um dipolo que possui componente puramente poloidal e que, através do congelamento do plasma nas linhas de campo, sofre uma forte distorção devido à rotação diferencial e, com efeito, adquire um campo toroidal cada vez mais intenso (efeito Ω). Os tubos de fluxo

[§]Utilizando as regras de valores médios de Reynolds, as equações de Maxwell modificadas por esta abordagem são bastante semelhantes às equações originais, a menos de um termo relacionado à força eletromotriz turbulenta. Ele é de essencial importância para descrição adequada dos ciclos magnéticos.

presentes na tacoclina são estáveis até sofrerem perturbações referentes à campos magnéticos da ordem de 10^5 G (Ferriz-Mas & Schüssler 1995). Acima deste valor, temos equilíbrio instável que provoca um empuxo nos tubos de fluxo elevando-os em direção à superfície solar. Enquanto emergem, sofrem influência das forças de Coriolis (efeito α), restaurando o campo que inicialmente era poloidal. Um número característico referente ao esquema descrito nos parágrafos anteriores é o número de dínamo (N_D) que, basicamente, é uma estimativa da eficiência dos ciclos frente à difusão turbulenta e pode ser representado por

$$N_{\rm D} = \frac{\alpha \Omega' R^4}{\beta^2} \tag{1.7}$$

onde R é o raio da estrela e Ω' é a rotação diferencial. Para que estrelas possuam atividade magnética em grande escala, exibindo modulações, devem apresentar N_D acima de um certo valor crítico representado por N_{Dc}. Portanto, quanto maior o campo magnético, maior será N_D e mais intenso e irregular será sua modulação de ciclos. Em contrapartida, estrelas com baixos de números de dínamo (N_D<N_{Dc}), não possuirão campos magnéticos em grande escala por uma quantidade de tempo considerável.

De acordo com Durney e Latour (1978), o número de dínamo é proporcional ao inverso do quadrado do número de Rossby (Ro). Este parâmetro é inspirado na hidrodinâmica e retrata a razão entre as forças inerciais e as de Coriolis. Na astrofísica, ele pode ser descrito pela razão entre as forças de empuxo e as de Coriolis que agem sobre o tubo de fluxo. Ela é representada empiricamente (Noyes *et al.* 1984) pela relação

$$Ro = \frac{P_{rot}}{\tau_c(B - V)},$$
(1.8)

onde P_{rot} é o período de rotação estelar e $\tau_c(B - V)$ é o tempo característico de convecção, calculado empiricamente como uma função do índice de cor (B-V).

Como foi tratado na seção anterior, a atividade cromosférica solar pode ser inferida através da componente cromosférica no centro de linhas espectrais intensas que são capazes de identificar as modulações de ciclos presentes no Sol. Olin C. Wilson e colaboradores utilizaram o telescópio no Observatório de Mount Wilson e realizaram o trabalho mais relevante observacionalmente até o momento para o real entendimento das cromosferas estelares. Na década de 60, através do projeto Mount Wilson (MW) foi iniciado o monitoramento da emissão cromosférica por intermédio das linhas do Ca II H & K de estrelas de tipos espectrais mais tardios que F5. Um dos maiores resultados deste projeto foi a conclusão que estrelas semelhantes ao Sol possuem ciclos de períodos diversos, incluindo modulações em torno de 10 anos. Baliunas *et al.* (1995) demonstraram que 25% delas apresentavam variabilidade irregular ou não identificável, e 15% possuiam atividade magnética ao longo de décadas praticamente constante. Foi observado que estrelas mais ativas (maior N_D) apresentam ciclos mais irregulares, ao contrário das mais velhas como o Sol, que possuem ciclos mais periódicos.

Noyes *et al.* (1984), utilizando os dados de MW, observaram que existia uma correlação entre a emissão cromosférica das linhas H & K e o período rotacional. No entanto, quando substituiram P_{rot} por Ro e atividade cromosférica, obteve uma correlação ainda mais forte entre as variáveis, evidenciando a forte conexão entre a atividade cromosférica e os parâmetros essenciais para teoria do dínamo (P_{rot} e a massa estelar representada pelo índice de cor (B-V)).

Vaughan & Preston (1980) analisaram a distribuição de fluxos cromosféricos com base nas observações do projeto MW e notaram que, ao relacionarem esta grandeza com a cor (B-V), as estrelas eram segregadas em 2 grupos distintos (ativas/jovens e inativas/velhas) separados por uma faixa de baixa densidade de estrelas (Falha de Vaughan-Preston, FVP). A FVP pode estar conectada com o efeito dínamo (Baliunas *et al.* 1996) e/ou com surtos de formação estelar (Barry 1988), efeitos de variáveis negligenciadas no cálculos dos fluxos cromosféricos como massa (Mamajek & Hillenbrand 2008) e metalicidade (Gray *et al.* 2006).

Segundo Böhm-Vitense (2007), essa distribuição bimodal dos fluxos cromosféricos encontrada por Vaughan & Preston (1980) e Henry *et al.* (1996) é o resultado de dois tipos de dínamos atuantes, tendo eles dependência da extensão da camada convectiva e, consequentemente, da temperatura efetiva (T_{ef}). Dependendo da T_{ef} , a base da zona convectiva situar-se-á em profundidades distintas, facilitando ou dificultando (através dos gradientes radiais e angulares da rotação estelar) a emersão do fluxo magnético que, por sua vez, é gerado e amplificado nesta região da estrela. Com base nos trabalhos de Baliunas *et al.* (1996) e Saar & Brandenburg (1999), Böhm-Vitense (2007) afirmou que as estrelas ativas, para que o ciclo de atividade se reverta, necessitam de uma quantidade de rotações significativamente superior (300-500 rotações por ciclo) ao outro ramo representado pelas inativas (\approx 90 rotações). O Sol de forma intrigante, não se encaixa em nenhum dos dois perfis indicando que talvez possua dois tipos de dínamo a atuar simultaneamente.

As séries temporais de décadas obtidas pelo projeto MW, comparadas com todas as escalas de tempo referentes aos diferentes ciclos de atividade magnética estelar, são ainda insuficientes. A grande maioria das estrelas monitoradas, possui 1 ou 2 ciclos de atividade detectados, o que pode trazer um certo grau de arbitrariedade nas conclusões sobre a evolução do dínamo nas estrelas de tipo solar.

Deixando de lado possíveis explicações físicas acerca da origem da falha de Vaughan-Preston, não existe qualquer evidência que demonstre que após 2 bilhões de anos o decaimento da atividade magnética não possa ser equacionado. Observacionalmente, sabemos que a distribuição de fluxos cromosféricos na vizinhança solar parece ser mesmo bimodal (fig. 1.3), separando estrelas ativas e inativas (Henry *et al.* 1996), todavia, quando se considera apenas as estrelas pobres em metais, essa bimodalidade é dissolvida (Gray *et al.* 2006). Entretanto, uma explicação adequada deste resultado requer a consideração de uma possível influência da relação idade-metalicidade na distribuição de fluxos cromosféricos, bem como a influência quase sempre negligenciada que a metalicidade possui nos indicadores espectroscópicos de atividade cromosférica.



Figura 1.3: Distribuição de fluxos cromosféricos na vizinhança solar. É possível identificar uma região de baixa densidade estelar denominada Falha de Vaughan-Preston (linha horizontal preta). Figura retirada de Henry *et al.* 1996

1.3 Idades Cromosféricas

Desde os trabalhos empíricos de Skumanich (1972), a rotação estelar é considerada como uma forte função do tempo se aplicada a estrelas de tipo solar. À medida que uma estrela isolada evolui no tempo, perde massa devido à ejeção de partículas por ventos coronais. A perda de massa leva, consequentemente, a uma diminuição do momento angular associado à estrela. Esse torque atua em sua superfície e reduz sua rotação ao longo de milhões de anos. Como ingrediente essencial na teoria do dínamo, a rotação estelar, ao ser frenada, provoca uma menor eficiência na geração dos campos magnéticos situados na base da zona convectiva e, como resultado final, um menor aquecimento cromosférico. O perfil central das linhas espectrais intensas respondem a alterações na distribuição de temperatura em altas altitudes estelares apresentando uma reduzida emissão de origem cromosférica no caso das linhas H e K do Ca II ou um menor preenchimento nas linhas menos opacas como H α e o tripleto infravermelho do Ca II.

Baseados nas discussões envolvendo o número de dínamo, sabemos que estrelas mais jovens exibem um vigoroso campo magnético e, consequentemente, uma intensa emissão cromosférica nas linhas espectrais intensas. Esse fenômeno está fundamentalmente conectado à evolução do momento angular estelar (Noyes *et al.* 1984, Barnes & Kim 2010). Em síntese, o método de obtenção de idades baseado na atividade cromosférica é ancorado em todos os fenômenos físicos descritos no seções anteriores. Basicamente, o procedimento consiste em selecionar estrelas ou aglomerados de estrelas que possuam idades bastante precisas, comumente denominados de pontos fundamentais e, em seguida, construir uma função que se ajuste adequadamente a eles.

No entanto, a aparente simplicidade pode ser enganosa, pois inúmeros problemas devem ser contornados para se realizar uma calibração de idade utilizando a atividade cromosférica. Uma vez construídas, tem-se um método de obtenção de idades bastante interessante pois sua aplicação é direta, uma vez que se possua medidas de fluxo do conjunto desejado de estrelas. Este método é classificado como empírico pois, em sua essência, possui uma forte dependência de outros métodos de obtenção de idades, já que os pontos fundamentais necessitam de estimativas de idades independentes das medidas da atividade cromosférica.

Idades cromosféricas são frutos da conversão do fluxo cromosférico em idade através de uma calibração prévia. Em especial, as linhas do Ca II H e K receberam uma grande atenção motivada principalmente pela praticidade pois sua observação via telescópios em terra é facilitada. Pelo seu alto contraste entre fotosfera e cromosfera, essas linhas modificam bastante seu perfil de acordo com o grau de atividade magnética presente na estrela.

Diversas calibrações de idade foram construídas desde Skumanich (1972). Soderblom, Duncan & Johnson (1991) apontaram que existe um decaimento determinístico da atividade cromosférica, porém diferentes funções poderiam se ajustar adequadamente aos dados disponíveis. Essa característica torna a formulação das calibrações arbitrárias, portanto estes ajustes propostos devem ser interpretados apenas como uma forma empírica de equacionar o decaimento da atividade cromosférica, não sendo diretamente conectados a uma possível lei fundamental de decaimento do campo que ainda é desconhecida.

A relação entre os fluxos cromosféricos e a idade, apesar de existir uma forte motivação física que justifique sua exploração, é ainda tema de debate na literatura. Pace & Pasquini (2004) e Pace *et al.* (2009) analisando as linhas H e K do Ca II e utilizando diversos aglomerados abertos, povoaram as idades relativas às Hiades (0,6 Gano) até o Sol (4,6 Gano) e verificaram que todas as calibrações propostas anteriormente não eram capazes de conectar de forma devida as estrelas mais velhas (>2 Gano) e as mais jovens. Segundo os autores, no intervalo de idades que corresponde à FVP, existe um rápido decaimento da atividade cromosférica em uma escala de tempo relativamente curta. Esse comportamento poderia ser interpretado

como uma descontinuidade que separa dois tipos de dínamos distintos fisicamente. Após esta etapa, um nível aproximadamente constante de atividade pôde ser percebido. Alternativamente, esta queda abrupta dos fluxos cromosféricos pode ser, na realidade, uma resposta não linear da emissão das linhas H e K do Ca II ao aquecimento magnético (Vieytes & Mauas, 2004).

Devemos enfatizar que existe uma grande possibilidade do fluxo cromosférico calculado pelos indicadores espectroscópicos não estar puramente relacionado ao campo magnético estelar. Uma série de efeitos podem alterar o perfil da linha espectral e tornar a estrela aparentemente mais jovem ou mais velha. Rocha-Pinto & Maciel (1998) perceberam que a metalicidade poderia afetar indevidamente os índices R'_{HK} [¶] e efetuaram correções deste efeito visando uma futura aplicação em estudos da evolução da Galáxia. Curiosamente, o forte viés da metalicidade foi esquecido nas calibrações mais recentes e poucos esforços, desde então, foram feitos no sentido de equacionar esse comportamento.

É possível perceber que as conclusões acerca da evolução da atividade magnética estelar estão majoritariamente baseadas na emissão cromosférica inferida a partir das linhas espectrais H & K do Ca II. Deste modo, nada garante que, sob outro ângulo, nenhuma outra informação adicional relevante não possa ser acessada. Neste sentido, sabemos que existem diferentes indicadores cromosféricos como H α , Mg II h e k e o tripleto do Ca II que contribuem tanto ou mais que H & K para o balanço de energia das cromosferas estelares e, por esta razão, tornam-se extremamente interessantes para a investigação da atividade cromosférica.

Lyra & Porto de Mello (2005), de forma alternativa, investigaram a dependência do perfil central da linha H α com a atividade cromosférica chegando a resultados em acordo com Pace & Pasquini (2004). Portanto, em \approx 1-2 bilhões de anos, um forte decaimento é observado em diferentes indicadores e, após essa idade, ocorre um dramático espalhamento na relação idadeatividade. Porém, no referido trabalho, foi identificado a possibilidade de uma relação idadeatividade dependente de múltiplos parâmetros. Ferreira (2010), ao estender a amostra de Lyra & Porto de Mello (2005), confirmou o padrão de espalhamento e avançou no estudo da influência de outros parâmetros comumente descartados. A autora encontrou que massa e metalicidade são, respectivamente, anticorrelaciondas e correlacionadas com o fluxo cromosférico da linha $H\alpha$. Em outras palavras, isto significa que, para uma dada idade e metalicidade, as estrelas menos massivas possuem uma eficiência convectiva maior, e isso se reflete no nível de atividade magnética, elevando-o. No caso da influência da metalicidade, não se espera uma dependência do perfil da linha H α com este parâmetro (Ferreira 2010) e, portanto, a correlação observada deve-se a alterações estruturais motivados por variações de opacidade no interior estelar que alteram a extensão da zona convectiva. Desta forma, para uma mesma idade e massa, as estrelas mais ricas em metais, observadas em H α , seriam mais ativas e vice-versa.

 $^{{}^{\}P}O$ índice $R'_{\rm HK}$ é definido como o fluxo calculado nas linhas H & K do Ca II normalizados pelo fluxo bolométrico ($\sigma {\rm T_{ef}}^4)$

1.4 O Tripleto Infravermelho do Ca II

Considerando as densidades e temperaturas presentes na cromosfera solar, o cálcio aparece predominantemente ionizado. As linhas espectrais relativas a este estágio de ionização estão entre as mais intensas do espectro solar visível pelo fato deste elemento ser bastante abundante. As linhas do tripleto infravermelho do Ca II em 8498, 8542 e 8662 Å são formadas em transições subordinadas entre os níveis excitados do Ca II $4^2P_{1/2,3/2}$ e os meta-estáveis $3^2D_{3/2,5/2}^{\parallel}$. Essa característica faz com que estes níveis eletrônicos sejam bastante povoados, o que se traduz em uma maior opacidade e torna estas linhas espectrais intensas. Vemos pela figura 1.4 que existe uma íntima conexão do tripleto com as linhas H & K, pois compartilham o mesmo estado superior excitado $(4^2P_{1/2,3/2})$ que pode decair para nível fundamental $4^2S_{1/2}$ formando as linhas H (3968 Å) e K (3933 Å). As perdas radiativas cromosféricas das linhas do tripleto, se somadas, podem chegar a valores duas vezes superiores às das linhas H & K do Ca II (Dempsey *et al.* 1993). Na tabela abaixo, estão resumidas informações destas 5 linhas espectrais.

Comprimento de Onda (Å)	Nível Inicial	Nível Final
8498	$4^{2}P_{3/2}$	$3^{2}D_{3/2}$
8542	$4^{2}P_{3/2}$	$3^{2}D_{5/2}$
8662	$4^{2}P_{1/2}$	$3^{2}D_{3/2}$
3968	$4^{2}P_{1/2}$	$4^{2}S_{1/2}$
3933	$4^{2}P_{3/2}$	$4^{2}S_{1/2}$

Com auxílio das figuras 1.1 e 1.5, podemos entender de forma simplificada como informações acerca da distribuição de temperatura nas atmosferas estelares pode ser acessada através da sensibilidade de linhas intensas como o tripleto. Verificamos que uma grande quantidade de camadas de diferentes altitudes são responsáveis pela formação tanto das linhas do Ca II quanto dos demais indicadores cromosféricos como H α e Mg II h e k. Sobre a aproximação ETL, na fotosfera, onde existe um maior densidade eletrônica, verificamos pelas asas do tripleto que a função fonte decresce suavemente com o aumento da altitude. Ao compararmos estrelas de diferentes idades, porém com semelhantes parâmetros físicos, como massa, verificamos que o perfil central da estrela mais jovem (HD 20630, 0,6 Gano ; Ribas *et al.* 2010) é elevado em relação ao Sol, estrela mais evoluída e velha. A razão desta diferença se deve ao fato de que, em grandes altitudes, a deposição de energia de origem não-térmica nas estrelas jovens é maior e, por conseguinte, ocorre um maior aquecimento na cromosfera, elevando a função fonte em comparação com o Sol. Essa diferença entre os perfis centrais é uma medida do preenchimento cromosférico.

^{||}De forma simplificada, não existe transição de dipolo radiativo entre os níveis $3^2D_{3/2}$ e $3^2D_{5/2}$ com nível fundamental $4^2S_{1/2}$.



Figura 1.4: Níveis de energia do Ca II, figura retirada de Linsky (1979). Tanto o tripleto quanto H & K, por compartilharem o mesmo estado excitado $4^2P_{1/2,3/2}$ devem possuir sensibilidade à atividade cromosférica semelhante.



Figura 1.5: Perfil do tripleto infravermelho do Ca II. Comparação entre uma estrela ativa cromosfericamente (HD 20630, \approx 0,6 Gano) e outra inativa (Sol, 4,6 Gano). A diferença observada no perfil central do tripleto se deve ao preenchimento de origem cromosférica.

Em uma análise mais refinada, no entanto, a aproximação ETL falha ao tentarmos descrever as camadas cromosféricas pois a excitação e desexcitação colisional perdem dominância frente aos efeitos radiativos. Com o resultado, ocorre uma fuga facilitada de fótons para fora da atmosfera da estrela e essas perdas se refletem em uma quebra do equilíbrio termodinâmico local, e a função fonte passa a decair fortemente com a altitude, o que modifica o preenchimento central da linha.

Andretta *et al.* (2005) argumentam que desvios nas asas do perfil do tripleto, referentes a efeitos não-ETL, são maximizados em estrelas de baixa metalicidade ($[Fe/H] \leq -1$) e/ou baixa gravidade superficial. Para aquelas semelhantes ao Sol estes desvios não ultrapassam 5%. Já o perfil central é mais sensível e pode ser afetado de forma mais drástica nas estrelas pobres em metais, atingindo desvios de ETL em $\approx 20\%$.

Por estas características, o tripleto é estudado como indicador de atividade cromosférica (Linsky et al. 1979, Foing et al. 1989, Chmielewski 2000) revelando-se como uma interessante alternativa para estudo das cromosferas estelares, pois suas perdas radiativas são correlacionadas com as de H & K (Busà et al. 2007). O seu contraste menos pronunciado em comparação aos indicadores espectroscópicos classicamente utilizados torna o tripleto menos sensível a bruscas modulações provocadas por explosões, por exemplo, além do contínuo na região $\lambda\lambda$ 8400-8800 ser menos afetado por linhas telúricas, o que facilita enormemente os procedimentos de normalização dos espectros. Uma outra facilidade desta região espectral é a menor densidade de linhas fotosféricas em comparação com o visível ou ultravioleta. No capítulo 4, beneficiar-nos-emos desta característica ao utilizarmos modelos teóricos de atmosferas para cálculo dos fluxos absolutos em relação ao contínuo. Uma desvantagem é o baixo contraste entre a contribuição cromosférica e a fotosférica, sendo necessária uma análise mais cuidadosa do que aquelas empregadas nos indicadores onde o contraste é mais óbvio. Neste caso, erros demasiados na redução de dados e no cálculo do fluxo observado, por exemplo, podem inviabilizar a obtenção dos fluxos cromosféricos. Em consequência deste baixo preenchimento, principalmente no que diz respeito à análise das estrelas inativas, uma considerável razão sinal-ruído e resolução também são aconselháveis.

Uma grande motivação para o estudo do tripleto do Ca II é o satélite espacial GAIA (Perryman *et al.* 2001), sucessor do Hipparcos, que deverá ser lançado nos próximos anos e fornecerá de forma inédita um mapa em 6 dimensões (posições e componentes de velocidade) da Galáxia para bilhões de estrelas. Além dos dados astrométricos, esse satélite construirá uma base de dados fotométrica e espectroscópica (na região do tripleto do Ca II) para bilhões de estrelas. Os alvos serão reacessados em torno de 100 vezes através de uma pequena janela espectral no infravermelho próximo que compreende as três linhas do tripleto. A moderada resolução (R = $\lambda/\Delta\lambda = 11500$) possibilitará, em princípio, a utilização destes espectros com intuito de derivar idades cromosféricas para milhões de estrelas na Galáxia.

Até o presente momento, não existe na literatura estudos sobre a relação deste indicador com os parâmetros estruturais estelares ou quanto a sua aplicação como cronômetro estelar. Neste trabalho, propomo-nos a investigar essas questões em detalhe.

Dividimos este trabalho em 6 capítulos. O capítulo 2 descreve a amostra adotada e os procedimentos de redução espectral. No capítulo 3, derivaremos via diagramas HR teóricos os parâmetros evolutivos essenciais para análise da evolução da atividade cromosférica. No capítulo 4 calcularemos os fluxos absolutos totais (erg cm⁻²s⁻¹) e subtrairemos a componente fotosférica residual, obtendo como resultado os fluxos cromosféricos que serão analisados em detalhes no capítulo 5, onde derivaremos calibrações que envolvem correções simultâneas dos parâmetros que influenciam indevidademente a evolução do fluxo cromosférico com a idade estelar. No capítulo 6, resumimos os resultados obtidos e algumas perspectivas futuras para o refinamento dos resultados apresentados neste trabalho.

Capítulo 2

Observações e Reduções

2.1 Observações e Descrição da Amostra

Para construção de uma amostra de estrelas destinada ao estudo da evolução da atividade magnética em estrelas de tipos espectrais F, G e K, observamos 150 estrelas na região espectral do infravermelho próximo ($\approx 8300-8800$ Å) com alto sinal-ruído, abrangendo uma extenso domínio de níveis de atividade cromosférica.

A amostra referente ao tripleto do Ca II é dividida em duas bases de dados interseccionadas, a primeira com estrelas observadas no telescópio 1,60m do Observatório Pico dos Dias (OPD, Brazópolis), operado pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA/CNPq), denominada a partir desse momento, como Base LNA. A segunda base de dados é produto de missões observacionais realizadas ao longo de 4 anos (entre 1999 e 2002) com o espectrógrafo FEROS (*Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph*) acoplado ao telescópio 1,52m do ESO (*European Southern Observatory*) em La Silla. Os espectros da Base FEROS foram gentilmente cedidos pelo Dr. Martin Küster (Observatório de Tautenburg e ESO) e pelo Dr. Licio da Silva (Observatório Nacional). O FEROS é um espectrógrafo echelle alimentado por fibra óptica a qual distribui o espectro em 39 ordens de forma a ter cobertura espectral entre 3560 a 9200 Å alcançando um alto poder resolutor (R = 48000). Estes são processados automaticamente e calibrados em comprimento de onda, corrigidos de bias e *flat-field* (seção 2.2).

A Base FEROS abriga 99 estrelas. Devido à lacuna nas ordens echelle situada exatamente na linha espectral mais intensa do tripleto, λ 8542, tornou-se necessária a construção de uma base de dados alternativa que reunisse tanto a λ 8542 quanto as demais λ 8498 e λ 8662.

A amostra de estrelas da base LNA integra as três linhas espectrais do tripleto e foi construída ao longo de 5 missões observacionais. Na primeira missão, realizada em outubro de 2006, optamos por uma maior cobertura espectral com intuito de aproveitar a presença de outras linhas espectrais interessantes para trabalhos futuros. O CCD 98 foi escolhido com rede de difração de 1800 l/mm com primeira ordem direita, sob uma fenda de 250 μ m, traduzindo-se em uma dispersão linear de 0,07 Å/pixel. Para o infravermelho próximo, a eficiência quântica dos CCDs utilizados não é otimizada (\approx 30% em 8700 Å). Além disso, a maior magnitude aparente dos objetos-alvo nesta região torna os tempos de exposição sensivelmente maiores. Em consequência destas limitações, a construção da base de dados se torna complicada e requer um esforço observacional adicional. Portanto, nas missões subsequentes, modificamos o comprimento de onda central e a rede de difração para os valores de $\lambda_c = 8218$ Å e 600 l/mm, respectivamente, resultando em uma escala linear de dispersão de 0,25 Å/pixel.

Para nossa infelicidade, estas duas missões apresentaram um forte padrão de franjamento, compromentendo toda nossa base dados LNA obtida até então. Efeitos indesejáveis como este são provocados por limitações instrumentais inerentes aos CCDs do tipo *backside illuminated*. A utilização deste equipamento em nosso trabalho foi motivada, em especial, pelo fato de sua eficiência quântica nos comprimentos de onda vermelhos ser substancialmente superior à obtida pelos CCDs *frontsize illuminated*. Entretanto, a desvantagem desta configuração instrumental torna-se evidente conforme tendemos para comprimentos de onda da mesma ordem de grandeza da espessura do substrato responsável pela captação dos fótons incidentes (aproximadamente 10 microns). Nesta região espectral, a luz que incide sobre o CCD não é completamente absorvida, ocasionando múltiplas reflexões em seu interior que interferêm com a luz incidente no equipamento. O resultado deste efeito é o perfil de interferência que manifesta-se de forma mais evidente através de decréscimos abruptos do fluxo observado na região do contínuo estelar, o que pode provocar severas limitações na etapa de normalização (ver seção 2.2.4). Realizamos inúmeros testes a fim de minimizar os efeitos do franjamento mas não obtivemos sucesso. Em virtude desse problema, decidimos descartar os espectros afetados da nossa amostra final.

Como medida remediadora, nas missões subsequentes, adotamos a troca para o CCD de menores dimensões, o CCD 105 (Marconi de 2048 × 2048 pixel), e modificamos a centralização do comprimento de onda para a linha λ 8542 com rede de difração de 600 l/mm. Como resultado, alcançamos um poder resolutor moderado* ($\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 18000 \pm 900$). Mostramos na tabela abaixo, as configurações instrumentais adotadas nas observações das estrelas pertencentes à base de dados LNA.

Além do franjamento, removemos da base de dados do tripleto espectros que apresentassem defeitos de qualquer natureza e, após uma análise bastante minuciosa, restringimos a amostra às estrelas com uma escala homogênea de temperaturas efetivas calculadas com base no perfil H α em Ferreira (2010)[†].

O conjunto de dados resultante que permite um estudo confiável do fluxo cromosférico

^{*}O cálculo do poder resolutor envolveu a determinação das larguras a meia altura de diversas linhas presentes no espectro de calibração Tório-Argônio (Th-Ar).

[†]Descreveremos o procedimento do cálculo da temperatura efetiva no capítulo 3

Missão	Ano	λ_c (Å)	Rede (l/mm)	CCD	Dispersão (Å/pixel)	Franjamento?
1	2006	8580	1800	98	0,07	SIM
2	2006	8218	600	98	0,25	SIM
3	2007	8542	600	105	0,24	NÃO
4	2007	8542	600	105	0,24	NÃO
5	2007	8542	600	105	0,24	NÃO

Tabela 2.1: Configuração instrumental adotada ao longo das 5 missões de observação realizadas no OPD/LNA. Selecionamos, para nossa análise somente os espectros que não apresentavam franjamento.

compreende 112 estrelas, dentre elas, 95 situadas na sequência principal e 23 no ramo das subgigantes. Possíveis membros dos grupos cinemáticos (Ursa Maior, ζ Reticuli e HR 1614) estão inseridos na nossa base de dados, além de integrantes de aglomerados abertos (Plêiades e Híades) e estrelas de campo.

Como será explicado em detalhes no próximo capítulo, a obtenção de idades estelares isocronais precisas é algo extremamente complicado, visto que este parâmetro, em comparação com os estruturais, é afetado de maneira muito mais drástica pelos erros de temperatura efetiva, metalicidade e luminosidade (ver capítulo 3).

Deste modo, a presença de estrelas com idades isocronais precisas ($\sigma_{idade} \leq 1 \text{ Gano}^{\ddagger}$) tornase extremamente interessante podendo, em uma calibração que envolva a idade, atuar como pontos fundamentais (capítulo 1). Tais estrelas podem ser encontradas em aglomerados abertos (AA) e alguns grupos cinemáticos e, por possuirem as idades mais confiáveis, ditam a forma funcional de um ajuste de curva aos dados observados. Em especial, o Sol é incluído, por vezes, nessa categoria pois é a única estrela em que julgamos conhecer sua idade com considerável precisão, através da datação radiológica de meteoritos.

Uma abordagem complementar à anterior é concentrar os esforços observacionais em estrelas binárias com, preferencialmente, uma das integrantes do par associado localizada num *locus* no diagrama HR que privilegie a determinação precisa de idades isocronais (Soderblom, Duncan & Johnson 1991). Por nascerem de uma mesma nuvem primordial, possuem idades e composição química superficial semelhantes. Essa característica torna esses objetos desejáveis no sentido de testar a precisão do método cromosférico. Como as companheiras são coevas, as determinações de idades devem ser essencialmente as mesmas podendo haver pequenas discrepâncias atribuídas à incertezas nas calibrações ou variabilidade estelar, por exemplo. Donahue (1993), Mamajek & Hillenbrand (2008), Soderblom (2010) argumentam com bastante propriedade sobre a importância desses objetos.

Dada nossa limitação em magnitude visual (V<11), a amostra contém estrelas pertencentes aos aglomerados relativamente jovens do ponto de vista da evolução estrutural das estrelas de baixa massa, além de bastante próximos: Plêiades ($\approx 0,1$ Gano) e Híades ($\approx 0,625$ Gano).

 $^{{}^{\}ddagger}$ Gano = 10⁹ anos

Grupos cinemáticos são interpretados de acordo com Eggen (1994) como um estágio intermediário entre as estrelas integrantes dos aglomerados abertos ou associações e as estrelas de campo. Com resultado das sucessivas interações gravitacionais sofridas pelos aglomerados abertos, sua estrutura bem definida é gradativamente dissociada após algumas órbitas galáticas. Rastrear esses grupos torna-se um processo delicado pelo fato de sua estrutura física passar a não ser facilmente identificável e, com isso, somente através de estudos cinemáticos e químicos, aliados à determinação da idade, torna-se possível identificar alguns dos prováveis membros do grupo cinemático em questão.

De acordo com Soderblom & Mayor (1993), o grupo UMa (GUMa) é o caso evidente dentre os casos de grupo cinemáticos. Os autores argumentam que, cinematicamente, existe uma clara distinção entre os membros do GUMa e as demais estrelas de campo. O GUMa possui considerável importância em nossa análise pois povoa os níveis de atividade cromosférica em estrelas com idades entre 0,1 Gano e 0,6 Gano referentes aos AA Plêiades e Híades, respectivamente. Essa posição estratégica no domínio de idades é imprescindível para o estudo da evolução da atividade cromsférica em estrelas jovens (<1 Gano). A idade adotada para este grupo cinemático é 0,3 Gano (Soderblom & Mayor, 1993).

A amostra é composta majoritariamente por estrelas de campo, sendo anãs e subgigantes. As anãs merecem especial atenção pois, de acordo com o cenário descrito nos parágrafos anteriores acerca da evolução cinemática dos aglomerados, na média, possuem idades superiores às estrelas integrantes das associações coesas. Consequentemente, seus níveis de atividade magnética são diminuídos, tornando-as extremamente complicadas de datar cromosfericamente. Alguns autores argumentam que após 2 Gano, a relação idade-atividade torna-se completamente dissociada, levando à inadequabilidade das idades cromosféricas nessas estrelas (Pace & Pasquini 2004, Pace 2010). Por outro lado, Lyra & Porto de Mello apontaram que provavelmente a evolução do fluxo cromosférico é dependente de múltiplos parâmetros além da idade. Portanto, à luz desse debate, a grande presença de anãs de campo abrangendo extenso intervalo em meta-licidades, massas e idades é justificada.

As subgigantes são estrelas em estágio evolutivo mais avançado que as anãs. Durante a sequência principal, à medida que a estrela avança no diagrama HR ocorrem variações nos observáveis estelares (temperatura e luminosidade) que são frutos de alterações da estrutura interna da estrela. Essa variação no plano Temperatura-Luminosidade é lenta e gradual até que o núcleo estelar atinja um nível crítico de abundância de hidrogênio e, a partir desta etapa, o caroço de hélio permanecerá inerte e inicia-se a queima de hidrogênio em uma fina camada logo acima do núcleo estelar. Essa mudança repentina provoca uma expansão no raio estelar e envoltório convectivo que, por conservação do momento angular, reduz a rotação estelar e ao conectarmos a rotação ao nível de atividade magnética (capítulo 1), teremos subgigantes possuidores de fluxo magnético sistematicamente reduzido em comparação com as estrelas anãs,

a priori. Essa característica será imprescindível para nosso estudo no procedimento de subtração do fluxo fotosférico estelar, como descreveremos no capítulo 4.

2.2 Redução dos Espectros

Todas as etapas descritas nessa seção serão aplicadas à base de estrelas observadas no OPD/LNA, enquanto para amostra FEROS, somente os procedimentos descritos a partir da seção referente à correção da velocidade radial (seção 2.2.3) foram necessários, dado que a rotina de redução automática disponível durante o processo de aquisição dos espectros permite obtê-los já linea-rizados e calibrados para comprimento de onda. Cabe ressaltar que a menos que seja enfatizado no momento oportuno, todos os procedimentos de redução realizados nessa seção foram executados com auxílio de rotinas encontradas no pacote IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*).

2.2.1 Extração dos Espectros Observados

Quando observamos um objeto astronômico, medimos os fluxos provenientes do alvo através de sistemas de detecção que, infelizmente, introduzem sua assinatura instrumental. Com efeito, torna-se necessário remover tal influência manifestada de maneira sistemática em nossos espectros observados.

Sabemos que os telescópios não iluminam de maneira homogênea os detectores bem como os CCDs não possuem eficiência quântica constante em todo seu domínio. Portanto, antes de iniciarmos as observações em cada noite, realizamos uma série de exposições de *flat-fields* e *bias* com intuito de, respectivamente, minimizar incertezas adicionais introduzidas pela não homogeneidade pixel-a-pixel da eficiência quântica do CCD e o nível basal de contagem eletrônica.

Calculamos, através da rotina *imcombine*, tanto as médias das observações de cada estrela quanto *flat-field* e *bias*. Estes últimos foram convertidos em uma função suave que representasse o comportamento médio ao longo dos pixels utilizando a rotina *imsurfit*. Em seguida, subtraímos de cada espectro médio (inclusive os *flat-fields* médios) o nível de contagem ditado por essa função resultando espectros corrigidos de flutuações de leitura eletrônica.

Por fim, para eliminar o comportamento relacionado à não homogeneidade de iluminação incidente sobre os pixels e de eficiência quântica, em cada noite de observação, realizamos a divisão de todos os espectros médios relacionados a cada estrela pelo *flat-field* médio. O procedimento pode ser equacionado da seguinte forma:

$$Espectro Estelar = \frac{Espectro Médio - Função(bias Médio)}{flat-field Médio - Função(bias Médio)}$$
(2.1)

De posse dos espectros corrigidos de *bias* e *flat-field*, foi necessário considerar que o fluxo nas regiões fora do perfil da imagem estelar (disco de *seeing*) corresponde a dois fatores: luz espalhada no caminho óptico do espectrógrafo e do fundo de céu. Portanto, deve-se subtrair do perfil de imagem da estrela tal comportamento indesejado. Para isto, com auxílio da tarefa *aps-catter*, ajustamos a essas regiões referentes ao espalhamento polinômios de Legendre variando entre ordens 4 e 7 de acordo com a necessidade de cada estrela. Baseados nestes polinômios, equacionamos a contribuição da luz espalhada, removendo-na de todos os espectros analisados.

O CCD, por ser bidimensional, gera uma matrix de dados também bidimensional e, portanto, os espectros observados devem ser linearizados. Realizamos esta tarefa utilizando a rotina *ap-sum*, obtivemos um espectro bidimensional tendo na abscissa a escala arbitrária de fluxo e na ordenada em escala de pixels. A escala de pixels dificulta a identificação visual direta das linhas espectrais. Portanto, torna-se conveniente fazer a transformação de fluxo (em pixels) para uma escala de comprimento de onda (em angstroms).

2.2.2 A Calibração de Comprimento de Onda

Essa etapa é especialmente delicada pois incertezas consideráveis na calibração de comprimento de onda podem comprometer a integração numérica que faremos para cálculo tanto do fluxo nos centros das linhas do tripleto quanto nas regiões de referência de contínuo (capítulo 4). Em outras palavras, a conversão da escala de pixel para comprimento de onda demasiadamente imprecisa pode tornar o centro das linhas do tripleto fora do intervalo de integração utilizado para cálculo dos fluxos observados, o que descaracterizaria nossos resultados para o estudo da evolução da atividade cromosférica.

Em cada noite de observação, obtivemos diversos imagens de Th-Ar (em escala de pixels). Com auxílio do atlas espectral da lâmpada de calibração do Tório-Argônio[§], identificamos os comprimentos de onda de algumas dezenas de transições moderadamente intensas e isoladas. Em seguida, com auxílio da tarefa *identify* determinamos uma equação de transformação da escala de pixels para comprimento de onda. Ao longo de cada noite de observações mapeamos diversos tipos de ajustes (polinômios de Legendre e *spline* cúbicos) com ordens variando entre 4 e 8. A etapa de escolha do melhor ajuste para o espectro de Th-Ar da noite de observação não é trivial pois devemos assegurar que a calibração que está sendo executada é bem representada ao longo de todo o intervalo espectral e possui incertezas inerentes ao ajuste dentro de limites que julgamos aceitáveis. Algumas transições inicialmente identificadas tiveram de ser removidas por não se adequarem devidamente às calibrações. Após este refinamento da escolha das transições com comprimentos de onda confiáveis, verificamos que em todo domínio espectral do ajuste, os erros quadráticos médios situavam-se em aproximadamente 0,01 Å.

^{\$}http://www.noao.edu/kpno/specatlas/thar_photron/thar_photron.html

Essa função final foi aplicada ao espectro do Th-Ar que, então, tornou-se calibrado em comprimento de onda. A partir desse espectro, aplicamos a mesma função de conversão para todas estrelas restantes utilizando a rotina *dispcor*. Como resultado, todas as estrelas da noite de observação foram calibradas em comprimento de onda.

2.2.3 Correção da Velocidade Radial

A partir da correção de velocidade radial, os espectros da Base FEROS foram incluídos nos procedimentos de redução. As estrelas observadas, naturalmente, não se encontram em um referencial de repouso absoluto. Deste modo, as linhas espectrais provenientes de cada objeto sofreram deslocamentos em comprimento de onda diretamente relacionados à velocidade radial relativa do observador e o objeto. Esse comportamento é chamado de desvio *Doppler*.

Para corrigirmos esse efeito, assim como na calibração pixel-lambda, foi necessária a comparação dos espectros observados com uma referência que possua comprimentos de onda do referencial de repouso (corrigido da velocidade radial topocêntrica) e precisos. Neste caso, utilizamos como referência do espectro do Sol, o Catálogo do Espectro Solar (Moore *et al.* 1966). Em cada noite de observação, selecionamos para uma estrela bem exposta e o maior número possível de linhas espectrais fotosféricas moderamente intensas, distribuídas homogeneamente ao longo da faixa espectral e isoladas com intuito de aumentar a precisão no cálculo da velocidade radial topocêntrica.

Para cada linha espectral utilizada, comparamos o comprimento de onda observado com o de repouso e aplicamos a equação:

$$\frac{V_{radial}}{c} = \frac{\lambda_{observado} - \lambda_{repouso}}{\lambda_{repouso}},$$
(2.2)

nos quais V_{radial} é a velocidade radial, $\lambda_{repouso}$ é comprimento de onda de repouso e $\lambda_{observado}$ é comprimento de onda observado.

Utilizamos um procedimento iterativo que calcula a velocidade radial referente a cada linha espectral, a média e o desvio-padrão do conjunto de linhas adotadas, removendo àquelas determinações situadas fora de um intervalo de 2σ . Após a remoção das determinações inadequadas, uma nova interação é realizada, fornecendo novos valores de média e desvio-padrão, repetindo esse processo até que o número de linhas espectrais permaneça constante. Ao final desse processo iterativo, teremos a média e o desvio padrão para determinação da V_{radial} .

Para as demais estrelas da noite de observação, utilizamos a tarefa *specplot* para sobrepor os espectros e assim, com o intervalo deslocado do espectro em mãos, calculamos a velocidade radial de cada estrela. Em seguida, a partir da rotina *dopcor*, toda base de dados foi corrigida do efeito *Doppler* topocentrico.
2.2.4 Normalização do Contínuo

Antes de normalizarmos toda a base de dados, com auxílio do Atlas de Fluxo Solar (Kurucz *et al.* 1984), procuramos ao longo de todo intervalo espectral as regiões livres de transições de origem fotosférica e telúrica, classificando-as como janelas de pseudo contínuo. A rigor, a determinação do contínuo tem um certo nível de arbitrariedade por não ser possível estabelecer com total certeza se o intervalo escolhido representa, na estrela a ser normalizada, a real distribuição de fluxo do contínuo estelar.

Essa etapa é especialmente delicada principalmente na região do infravermelho, onde se localizam as linhas do tripleto, pois a visualização precisa do contínuo é dificultada pela alta densidade de linhas atmosféricas. Utilizamos a tarefa *scopy* para selecionar apenas o intervalo adequado à normalização. Tanto para os espectros do FEROS quanto do LNA, escolhemos um intervalo 8350-8750 Å.

Nos espectros FEROS, a linha espectral λ 8542 do tripleto localiza-se na lacuna entre duas ordens echelle, e não pôde ser utilizada. Já as estrelas observadas no OPD/LNA, por serem constituídas de espectros de ordem única, as três linhas do tripleto são visíveis sem interrupções e sem colagens de ordens echelle, o que facilitou o procedimento de normalização.

Utilizamos a tarefa *continuum* para ajustar um polinômio às janelas de pseudo-contínuo antes determinadas e verificamos a qualidade do ajuste. Ocasionais erros no posicionamento do contínuo aparente causam variações nas posteriores medidas de fluxos nessas regiões. Desta forma, torna-se importante a aplicação homogênea do método para todos os espectros para que erros sistemáticos possam ser relevados ao utilizarmos uma análise comparativa. É necessária, para uma boa calibração, a escolha de uma função matemática que se ajuste precisamente ao fluxo nas janelas candidatas. Ou seja, dever-se-á escolher uma ordem do polinômio que tenha o menor grau possível e que seja compatível com o número de regiões escolhidas para calibrar o contínuo, obtendo ao final dessa etapa ajuste suave. Pela figura 2.1 podemos perceber que regiões próximas às asas de linhas intensas como 8498 Å e 8662 Å devem ser descartadas, pois, em suas vizinhanças, a contaminação do contínuo estende-se por ≈ 30 Å ao redor da $\lambda 8498$ e ≈ 40 Å ao redor das $\lambda 8542$ e $\lambda 8662$.

Por fim, dividimos o espectro não-normalizado pelo polinômio utilizado para ajuste do pseudo contínuo tendo como produto um espectro com a escala de fluxo devidamente normalizada.

Após o procedimento completo para toda base de dados, comparamos os espectros de estrelas com observações repetidas a fim de testar a consistência da normalização. Após esses testes concluímos que a normalização estava altamente consistente já que identificamos uma grande concordância entre as escalas de fluxo normalizadas. Na figura 2.2 mostramos a região ao redor do centro da linha λ 8662 do tripleto do Ca II, de dois espectros normalizados da estrela HD



Figura 2.1: Acima: Exemplo de espectro em escala arbitrária de fluxo. Abaixo: Após o procedimento de normalização, a inclinação do espectro é removida e temos uma escala unitária de fluxo.

112164. Como esta estrela é bastante inativa, o preenchimento cromosférico é baixo e não apresenta modulações de ciclo significativas (Baliunas *et al.* 1995), portanto, as diferenças de perfil central entre os espectros normalizados podem ser atribuídas aos erros das etapas de redução e normalização. Pode-se ver na figura 2.2 que os dois espectros mostram excelente concordância.



Figura 2.2: É mostrado um teste de normalização utilizando duas observações distintas da mesma estrela (HD 112164, inativa cromosfericamente).

Desta ponto em diante, os espectros estelares estão aptos para os cálculos dos fluxos absolutos que serão descritos nos próximos capítulos.

2.3 A Amostra Auxiliar: H & K do Ca II e H α

Este trabalho visa comparar diferentes indicadores em termos da relação idade-atividade, procurando estudar a dependência dos fluxos cromosféricos fornecidos por cada um deles e, se possível, traçar sua evolução temporal comparada também com a evolução estrutural estelar.

Para que isto ocorra, logicamente, foi necessário recorrer a bases de dados adicionais às do tripleto do Ca II. Lyra & Porto de Mello (2005) estudaram para uma extensa amostra de estrelas a dependência dos fluxos cromosféricos da linha H α com alguns parâmetros estelares, bem como a idade isocronal. Esta grande base de dados foi extendida e reanalisada de forma mais refinada em Ferreira (2010). Utilizando a base de dados H α mais recente de nosso grupo de pesquisa, compilamos as estrelas em comum com a base do tripleto do Ca II, reunindo 112 estrelas com ambos os fluxos cromosféricos.

Paralelamente, buscando a literatura, reunimos os índices $\langle S \rangle$ das linhas H e K do Ca II, convertidos para o sistema de Mount Wilson (MW) para toda amostra de estrelas possuidoras de fluxos H α (250 estrelas). Para 29 delas, não foi encontrado qualquer estudo que publicasse os índices $\langle S \rangle$, portanto, as que se encaixavam nesta categoria foram removidas da análise, resultando em uma amostra final referente às linhas H e K do Ca II de 231 estrelas. Portanto, tanto o tripleto quanto H e K constam nas subamostras da base de estrelas H α , sendo esta já analisada por Ferreira (2010).

O fluxos absolutos H α em comum com o tripleto são ao todo referentes à 112 estrelas e foram gentilmente cedidos pela aluna de Doutorado Letícia Dutra Ferreira, integrante do corpo discente da pós-graduação do Observatório do Valongo. Já para as linhas H & K do Ca II, após compilarmos os índices $\langle S \rangle$ convertidos para o sistema de MW ($\langle S \rangle_{MW}$) da literatura (tabela C.1), foram necessários alguns procedimentos de conversão para fluxos absolutos em erg cm⁻² s⁻¹. Descreveremos esta etapa de conversão dos índices $\langle S \rangle_{MW}$ no capítulo 4 e anexo A.

Cabe ressaltar que essas amostras auxiliares são complementares a de estrelas observadas na região do tripleto do Ca II e, com isso, possibilitam a interessante possibilidade de analisar, para uma amostra com estrelas em comum, a evolução dos 5 indicadores cromosféricos (λ 8498, λ 8542, λ 8662, H & K e H α) via relações dependentes de múltiplos parâmetros que serão utilizadas no capítulo 5.

Capítulo 3

Parâmetros Evolutivos Estelares

3.1 Modelos Estruturais Estelares

As estrelas, constituídas basicamente por plasma ionizado, são responsáveis por uma considerável parte da radiação eletromagnética presente no universo. Embora uma série de observáveis estelares estejam acessíveis ao astrônomo, o acesso às propriedades termodinâmicas presentes no interior das estrelas é extremamente dificultado. Dessa forma, torna-se necessária a construção de modelos teóricos capazes de descrever de maneira consistente as principais características estelares observadas. No entanto, equacionar os processos físicos decorrentes tanto no interior estelar quanto na cromosfera e coroa, por exemplo, é algo extremamente complexo visto que cada elétron, próton, nêutron, átomo, molécula ou célula convectiva possui comportamento inevitavelmente dinâmico. Essa característica pode, em certos casos, ser responsável por desacordo entre teorias e observações. Por isso, dependendo da escala temporal e/ou espacial necessária para analisar fisicamente um fenômeno, deve-se tomar extremo cuidado com as simplificações incutidas em cada modelo teórico*.

Durante o século XIX, a contração gravitacional e queda de cometas e asteroides eram entendidos como os responsáveis pela energia térmica solar. O advento da física nuclear na década de 1930 estabeleceu um novo paradigma mostrando que essa energia, na época obscura, é abastecida por sucessivas reações termonucleares que ocorrem em seu núcleo dominadas, em ordem de importância, pela cadeia próton-próton e pelo ciclo CNO.

Meio século atrás, o conhecimento físico teórico acerca das interações fundamentais que regem a estrutura estelar encontrava-se em estado maduro. Esse estágio possibilitou a busca consistente por um estudo computacional/numérico dos interiores estelares (Schwarzschild, 1958; Henyey *et al* 1959, entre outros).

^{*}Para um tratamento adequado desses processos, então, é conveniente equacionar todas as interações presentes na estrela. Para o Sol existem 10²⁷ graus de liberdade (Canuto, 2000) o que torna a tarefa computacionalmente inviável.

Com o surgimento de uma nova área da astrofísica chamada heliossismologia, nos anos 80, foi possível acessar com espetacular precisão a estrutura interna solar. Após décadas de estudo, vínculos importantíssimos como a velocidade do som no interior estelar em função da distância radial [†] puderam ser confrontados com a teoria e, felizmente, hoje em dia a discrepância entre as observações e predições, neste caso, situa-se na ordem de $\approx 1\%$, sendo isso um importante indicativo da confiabilidade dos modelos estruturais, principalmente quando são estudadas estrelas semelhantes ao Sol. Apesar do bom acordo entre teoria e observação, diversos problemas persistem como: transporte de momento angular para o interior estelar, difusão de elementos químicos, campos magnéticos etc. Grandes missões observacionais espaciais como HIPPARCOS, CoRot, Kepler e GAIA fornecem ou fornecerão significativos avanços tanto nas observações quanto na formulação teórica dos modelos pois, em busca de vínculos suficientemente precisos, os modelos estruturais poderão ser analisados em um nível fino de detalhes. Por ex. a missão astrométrica Gaia fornecerá paralaxes 2 ordens de grandeza mais precisas que a HIPPARCOS, além de monitorar $\approx 10^9$ estrelas.

3.2 Temperaturas Efetivas, Metalicidades e Luminosidades

Toda a essência da teoria de evolução estelar está sintetizada no diagrama HR que pode ser representado por um plano $T_{\rm ef}$ vs. luminosidade, construído para uma dada composição química. Através do diagrama HR, pode-se traçar a evolução de uma estrela de uma determinada massa, raio e composição química via observáveis estelares (temperatura efetiva, luminosidade, [Fe/H]).

Adiante, discutirei como foram calculadas as temperaturas efetivas, luminosidades e metalicidades adotadas na nossa amostra.

3.2.1 Metalicidades

A escolha da abundância relativa do ferro como indicador de metalicidade em estrelas frias se dá pelo fato das suas linhas espectrais serem abundantes e de fácil detecção. Deste modo, um tradicional indicador de abundância (*Ab*) de metais[‡] é definido como : $[Fe/H] = \log (Ab(Fe)/Ab(H)) - \log (Ab(Fe)/Ab(H))_{\odot}$

Ferreira (2010) levantou metalicidades espectroscópicas da literatura e realizou as devidas correções a fim de minimizar discrepâncias relacionadas aos diferentes métodos aplicados em

[†]o perfil da velocidade do som no interior solar é um indicador bastante robusto de diferentes frequências de oscilações que possibilitam, através de avançadas técnicas de inversão (Basu *et al.* 1996), isolar informações valiosas a respeito de diferentes regiões do Sol. Dentre elas, a tacoclina descrita no primeiro capítulo.

[‡]em astrofísica, elementos com $Z \ge 3$.

cada trabalho, criando uma escala de metalicidades corrigidas que foi adotada neste trabalho (tabela B.1, apêndice B). As incertezas típicas em [Fe/H] adotadas são ≈ 0.1 dex.

A partir das metalicidades calculadas, foi possível prosseguir para determinações das temperaturas efetivas.

3.2.2 Temperaturas Efetivas

As asas da linha H α , considerando o domínio de temperaturas entre 5200-8000 K, possuem considerável insensibilidade às variações em gravidade superficial e metalicidade. Tomando proveito desta característica física, torna-se possível interpretar alterações no perfil desta linha diretamente como fruto de variações na temperatura efetiva estelar.

As temperaturas efetivas adotadas em nossa amostra foram calculadas através da média entre duas determinações independentes. A primeira, espectroscópica, dada pelo perfil H α cujos procedimentos serão explicadas mais adiante e a segunda, constituída por calibrações fotométricas (Porto de Mello, 1996), baseadas em índices de cor e metalicidades espectroscópicas compiladas da literatura (sub seção 3.2.1). As calibrações são dadas por um conjunto de 3 equações dependentes tanto da metalicidade quanto dos índices de cor (B – V) e (B_T – V_T) provenientes do catálogo HIPPARCOS (ESA, 1997) e a cor (b – y) retirada de Olsen (1983,1993,1994)[§]:

$$T_{\rm ef}(K) = 7747 - 3016(B - V)\{1 - 0, 15[Fe/H]\}$$
 (3.1)

$$T_{\rm ef}(K) = 7751 - 2406(B_{\rm T} - V_{\rm T})\{1 - 0, 20[{\rm Fe}/{\rm H}]\}$$
 (3.2)

$$T_{\rm ef}(K) = 8481 - 6516(b - y)\{1 - 0, 09[Fe/H]\}$$
(3.3)

Para cada estrela, a partir destas 3 determinações de temperatura efetiva, foi realizada uma média poderada pelos erros inerentes à cada uma das equações de calibração acima e, deste modo, as temperaturas efetivas dadas pela fotometria foram calculadas para toda a amostra. Independentemente das medidas fotométricas, o método espectroscópico consiste em comparar o perfil observado de H α com os perfis teóricos de diferentes temperaturas efetivas e, assim, estabelecer um intervalo de temperatura em que haja bom acordo entre perfis. A abordagem escolhida para este cálculo foi selecionar ao longo das asas vermelha e azul do perfil H α , regiões livres de linhas metálicas (janelas de ajuste) e determinar um modelo teórico que melhor se adeque aos pixels integrantes das regiões de ajuste. Cada um deles fornecerá uma determinada temperatura efetiva e, após reunir um conjunto completo destas, é feita uma média que será a T_{ef} que melhor representa o perfil da linha H α .

[§]mais detalhes podem ser encontrados em Ferreira (2010)

Para estrelas da nossa amostra com temperatura efetivas ≥ 5200 K adotamos incertezas internas típicas na determinação de T_{ef} via H α de ≈ 50 K. As poucas estrelas abaixo desse limite sofrem, dentre outros fatores, a crescente influência de linhas metálicas no perfil H α . Esse comportamento dificultou a fiel determinação das janelas de ajuste, o que tornou necessário o ajuste via comparação visual, refletindo em incertezas internas típicas ligeiramente superiores às anteriores ($\sigma_{T_{ef}} \approx 90$ K).

Após esse procedimento adotamos a temperatura efetiva de nossa amostra como resultado da média aritmética entre a T_{ef} (perfil H α) e T_{ef} (fotométrica)

3.2.3 Luminosidades Estelares

Observações feitas da Terra não possibilitam captar o fluxo em todas as regiões espectrais. A radiação ultravioleta (UV) e também as mais energéticas como os raios-X e gama só podem ser acessadas por observações além da atmosfera terrestre. Felizmente, nas estrelas de tipos espectrais FGK, a distribuição de fluxo concentra-se na região de alta transparência da atmosfera. Com isso, é possível estimar, sem grandes prejuízos, a magnitude bolométrica estelar (M_{bol}) através de correções bolométricas (CB; Flower, 1996) aplicadas à magnitude visual (M_V do sistema UBV de Johnson, HIPPARCOS):

$$M_{bol} = M_V + CB. \tag{3.4}$$

A diferença entre a magnitude bolométrica estelar e solar é dada ¶ pela equação:

$$M_{bol} - M_{bol}^{\odot} = -2,5 \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$$
 (3.6)

que unida à equação do módulo de distância:

$$V - M_V = 5 \log\left(\frac{1}{\pi}\right) - 5, \qquad (3.7)$$

resulta em:

$$\log\left(\frac{\mathrm{L}}{\mathrm{L}_{\odot}}\right) = -0, 4\left(\mathrm{V} - \mathrm{M}_{\mathrm{bol}}^{\odot} + 5 + \mathrm{CB} - 5\log\left(\frac{1}{\pi}\right)\right). \tag{3.8}$$

Adotando a propagação de erros por quadratura, concluímos que os erros em $\log \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ são $\approx 0.4\sigma(M_{bol})$, resultado da soma quadrática das incertezas em magnitude visual ($\sigma(M_V)$) e bolométrica:

$$\Delta m = -2,5 \log\langle \frac{F_2}{F_1} \rangle,\tag{3.5}$$

definindo uma diferença de magnitude $\Delta m = 5$ para uma razão de fluxo $\frac{F_2}{F_1} = 100$.

[¶]Baseado na percepção do olho humano em relação à variação de brilho ser logarítmica, o astrônomo Norman Pogsone, chegou à conhecida expressão:

$$\sigma(M_{bol}) = \sqrt{\sigma(M_V)^2 + \sigma(CB)^2}.$$
(3.9)

As incertezas relacionadas às correções bolométricas são em geral uma ordem de grandeza inferiores àquelas provenientes da magnitude visual (M_V) que, por sua vez, dependem basicamente dos erros em paralaxe, levando a:

$$\sigma\left(\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)\right) \approx 0, 4\sigma(M_{V}).$$
 (3.10)

Por fim, para todas as estrelas da amostra foram calculadas temperaturas efetivas e luminosidades juntamente com suas respectivas incertezas, proporcionando assim, a possibilidade de posicionarmos cada estrela no diagrama HR e obter os parâmetros evolutivos necessários para nossa análise do fluxo cromosférico frente múltiplas variáveis estruturais estelares. No anexo B.1 listamos os valores de temperaturas efetivas, metalicidades e luminosidades utilizadas neste trabalho.

3.3 Trajetórias Evolutivas e Isócronas: O Diagrama HR Teórico

Adotamos o conjunto de trajetórias evolutivas e isócronas de Kim et al. (2002) e Yi et al. (2003) que estão disponíveis abertamente na Web*. Em nossa grade de modelos teóricos, consideramos a dependência da superabundância dos elementos sintetizados pela processo de captura- α^{\parallel} . Estrelas pobres em metais ([Fe/H] $\leq -0, 5$) possuem abundância desses elementos superior às mais ricas (Edvardsson et al. 1993; McWillian, 1997). Dessa forma, dividimos o conjunto de diagramas HR em duas categorias distintas. A primeira, constituída de estrelas pobres em metais cuja [α /Fe] foi determinada em 0,3 dex, e a segunda, consistindo das mais ricas da amostra, com [α /Fe] = 0. Construímos uma grade de $\approx 10^3$ trajetórias evolutivas e isócronas que estabelecessem um domínio de metalicidades, abundância de elementos da captura-alfa, massas e idades compatíveis com a nossa amostra. Estabelecemos os devidos intervalos de massa (0,6 M_{\odot} - 2,0 M_{\odot} , passo de 0,05 M_{\odot}), metalicidade (-0,85 a 0,5 dex, com passos de 0,05 dex) e idade (1-14 Gano, com passo de 1 Gano) que julgamos adequados para este tipo de estudo. Para um teste de consistência aplicado aos modelos, notamos que existia uma pequena diferença em luminosidade e temperatura dada pela distância entre a trajetória evolutiva solar no estágio de aproximadamente 4,5 Gano e a posição dada pelos parâmetros observados do Sol. Então, realizamos correções aditivas em todas trajetórias de $\Delta \log T_{ef} = 0,00186$ e $\Delta \log \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) =$ 0,0106. Devido à considerável densidade de trajetórias e isócronas, foi necessário construir

^{*} http://www.astro.yale.edu/demarque/yyiso.html

 $^{\|}$ comumente denominados de elementos do processo- α . Dentre eles: O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ti entre outros.

uma rotina automatizada Python que graficasse todas as estrelas da amostra de acordo com a $T_{\rm ef}$, luminosidade e metalicidade. Os seguintes passos foram adotados:

- 1. A partir de uma tabela fornecendo T_{ef} , $\log \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ e [Fe/H] juntamente com seus respectivos erros, é localizado o diagrama HR que melhor se ajuste à metalicidade de cada estrela. Ao fim do passo, todas as estrelas da amostra estão graficadas juntamente com as barras de erro (figura 3.1).
- É adotado um critério evolutivo para classificação de estrelas anãs e subgigantes. Reações termonucleares são responsáveis pela diminuição gradativa da abundância de hidrogênio (Ab(H)) no núcleo estelar. Dessa forma, assim que a abundância de hélio (Ab(He)) dada por

$$Ab(He) = Y_c \tag{3.11}$$

se estabiliza em um valor dado por Y_c , a estrela passa a não possuir geração de energia termonuclear suficiente para preservar a mesma estrutura, logo, em uma curta escala de tempo, contrai-se gerando condições propícias para queima do hidrogênio em um fina camada acima do núcleo estelar. Essa etapa caracteriza o desligamento da sequência principal em direção ao ramo das subgigantes. Baseados neste comportamento físico, adotamos em cada trajetória evolutiva, a verificação da abundância de hélio (Ab(He)) no núcleo estelar a cada instante t e comparamos com os instantes imediatamente anteriores t_{n-1} e t_{n-2} . O estágio em que

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \mathbf{Y}_{\mathrm{c}}|_{\mathbf{t}_{\mathrm{n}}} \approx 0 \tag{3.12}$$

é classificado como idade de desligamento da sequência principal (ou idade terminal, t_c)**. Estrelas posicionadas no diagrama HR acima do ponto referente à idade terminal foram classificadas como subgigantes enquanto as demais foram avaliadas como pertencentes à sequência principal. Na tabela 3.1, são mostrados alguns exemplos evidenciando a dependência de t_c com massa e [Fe/H]. Se a estrela em questão estivesse posicionada entre as trajetórias, sua t_c seria calculada através de interpolações lineares.

3. Os raios são calculados automaticamente a partir das temperaturas e luminosidades utilizando a lei de Stephan-Boltzmann:

$$\left(\frac{\mathrm{R}}{\mathrm{R}_{\odot}}\right) = \left(\frac{\mathrm{T}_{\mathrm{ef}}}{\mathrm{T}_{\mathrm{ef}_{\odot}}}\right)^{-2} \left(\frac{\mathrm{L}}{\mathrm{L}_{\odot}}\right)^{1/2}$$
(3.13)

^{**}O critério de convergência dado por 3.12 é traduzido numericamente em: $(Ab(He)|^{t_n} - Ab(He)|^{t_{n-1}}) \leq Y_c = 10^{\alpha}$ e $(Ab(He)|^{t_{n-1}} - Ab(He)|^{t_{n-2}}) \leq Y_c = 10^{\alpha}$. Testamos diversos valores para os expoentes escolhendo, por fim, $\alpha = -4$ por fornecer idades terminais compatíveis com diversos autores (Schaller *et al.* 1992)

Idade terminal (t_c)	$ab(He) _{t_c}$	Massa (M_{\odot})	[Fe/H]	[α/Fe]
10,7	0,993	0,9	-0,7	0,3
14,8	0,981	0,9	0,0	0,0
15,5	0,950	0,9	0,5	0,0
8,7	0,993	0,95	-0,7	0,3
12,0	0,981	0,95	0,0	0,0
12,2	0,950	0,95	0,5	0,0
7,1	0,993	1,0	-0,7	0,3
9,7	0,981	1,0	0,0	0,0
9,9	0,950	1,0	0,5	0,0
5,8	0,993	1,05	-0,7	0,3
7,8	0,981	1,05	0,0	0,0
9,1	0,950	1,05	0,5	0,0
4,9	0,993	1,1	-0,7	0,3
6,5	0,981	1,1	0,0	0,0
8,8	0,950	1,1	0,5	0,0

Tabela 3.1: Tabela com exemplos da influência de massa e metalicidade na idade terminal das estrelas (t_c) . Na segunda coluna, é mostrada a abundância de hélio no núcleo estelar para o ponto de desligamento da sequência principal. Como pode ser visto, quanto maior a massa ou menor a metalicidade, menor a idade terminal da estrela.

4. As trajetórias evolutivas e isócronas são graficadas juntamente com as estrelas da amostra, possibilitando a derivação de massas, gravidades e idades.

As trajetórias evolutivas e isócronas são curvas de comportamento bastante complexo que se situam no plano dado pela temperatura efetiva (abscissa) e luminosidade estelar (ordenada), considerando uma dada composição química representada pela metalicidade ([Fe/H]).

A obtenção de massas e idades através do diagrama HR, em primeira análise, parece simples e direta, mas está inerente às determinações uma série de detalhes que podem dificultar a análise. Essas dificuldades surgem pelo fato de que, implicitamente, ocorre um mapeamento do espaço de parâmetros observáveis, cuja estatística é adotada como gaussiana, para outro espaço constituído pelos parâmetros representados nos diagramas teóricos como: massas, idades, composição química etc. Neste espaço, a projeção no plano $T_{ef} - \frac{L}{L_{\odot}}$ é altamente não-linear e, além disso, em certos *loci*, ocorrem consideráveis alterações nas velocidades evolutivas que podem introduzir, em última análise, tendenciosidade nessas transformações. Por esses fatores, não é garantido que ao partirmos da distribuição gaussiana de erros no observáveis permaneceremos, ao fim das derivações, com a mesma estatística representando distribuição de probabilidade para massas e idades, por exemplo. Considerar esses efeitos requer um tratamento estatístico bastante avançado (Takeda *et al.* 2007; Lachaume, 1999; Pont & Eyer, 2004) que não será adotado neste trabalho.

Derivamos as massas e idades mais prováveis visualmente através do posicionamento da estrela no diagrama HR e derivamos as incertezas através dos elipsóides de erro (figura 3.1).



Figura 3.1: Exemplo de diagrama HR com algumas estrelas em posições representativas. Restringimos as trajetórias evolutivas (linha sólida preta) até idades de 14 Gano. Trajetórias de menor massa possuem o comprimento deste segmento reduzido em comparação com as mais massivas, essa característica provoca um adensamento das isócronas (linha sólida azul, de 1 a 13 Gano). As estrelas anãs por se situarem em uma posição onde existe um adensamento das isócronas e verticalização das trajetórias evolutivas, suas idades isocronais e massas possuem maior sensibilidade aos erros observacionais tanto em luminosidade quanto em temperatura efetiva se comparamos com as subgigantes que se situam na parte superior do diagrama.

A seguir, detalharei os processos envolvidos nesta etapa que serão de vital importância para a análise regressiva descrita no capítulos 4 e 5.

Dada uma distribuição de erros gaussiana, os valores centrais de $T_{ef} e \log \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ determinam as massas e idades mais prováveis. Os cálculos dessas grandezas baseiam-se na obtenção das trajetórias evolutivas e isócronas de menor distância euclidiana em relação à posição central da estrela. As incertezas são estimadas construindo uma barra de erro bidimensional representando um elipsóide dado por $\sigma(T_{ef})$ e $\sigma(\log \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right))$ mostrados na figura 3.1. Em alguns casos específicos, o *locus* no diagrama HR dificulta as aferições precisas, resultando em incertezas superiores àquelas habitualmente calculadas. Abaixo, descreverei alguns casos representativos sobre a posição do elipsóide de erros:

 Inferior ao segmento ZAMS (figura 3.3). Para as estrelas pertencentes à esta categoria não foi possível estabelecer uma massa/idade mais provável pois nenhuma trajetória evolutiva e isócrona evidenciaram-se como adequadas.

- Intercepta o segmento ZAMS (figura 3.2). Determinamos um segmento de reta pertencente à ZAMS cujos extremos fossem representados pela intersecção com elipsóide. A massa mais provável é dada pelo ponto médio desse segmento, sendo os extremos relacionados aos limites inferior e superior de erro em ± 1σ. As idades isocronais dessas estrelas, por se adequarem à esta categoria, não puderam ser derivadas.
- Intercepta o ponto de cruzamento de trajetórias evolutivas e/ou isócronas (figura 3.4). Para estrelas situadas nesta categoria, devido à disposição assimétrica das trajetórias/isócronas, em muitos casos não é possível obter soluções únicas para a massas e idades mais prováveis, tendo como resultado as maiores incertezas da amostra. Partindo do elipsóide, determinamos limites inferiores e superiores de erro, estimando o valor mais provável de massa/idade como a média entre esses valores limites antes calculados. No caso da derivação de massas, por exemplo, as incertezas podem chegar a valores 100% maiores do que os habituais. No caso da determinação das idades isocronais, as incertezas observacionais posicionam a estrela em dois regimes distintos de velocidade evolutiva. Abaixo, a SP com evolução lenta e gradual em contraste com o ramo das subgigantes. Este, situado logo acima, evolui de forma mais rápida. O referido viés é representado por uma menor probabilidade de a estrela estar mais evoluída do que as barras de erro, à primeira vista, indicam.

As gravidades superficiais foram calculadas por intermédio da expressão da gravidade superficial aplicada ao Sol e, em seguida, comparada com cada estrela:

$$\frac{g}{g_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-2}.$$
(3.14)

Manipulando as expressões 3.14 e 3.13, isolamos o termo relacionado à gravidade resultando:

$$\frac{g}{g_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{T_{ef}}{T_{ef_{\odot}}}\right)^4 \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{-1}.$$
(3.15)

Aplicamos logaritmo em 3.15:

$$\log(g) = \log(g_{\odot}) + \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + 4\log\left(\frac{T_{ef}}{T_{ef_{\odot}}}\right) - \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right).$$
(3.16)

No anexo B.2, mostramos a tabela B.2 que contém os parâmetros evolutivos calculados através do diagrama HR. Com intuito de investigar a dependência da atividade cromosférica com a evolução estrutural, estimamos uma função que representasse a evolução temporal do raio estelar (R(t)) e, a partir dela, calculamos o raio inicial da estrela $R(t_{ZAMS})$. Essa função pôde ser estimada uma vez que as variáveis massa, temperatura efetiva e luminosidade da estrela são conhecidas. Em cada caso, estabelecemos as trajetórias evolutivas que abrangessem o



Figura 3.2: São mostrados alguns exemplos de estrelas que interceptam a ZAMS. O método isocronal não é adequado para esta posição no diagrama HR pois nenhuma idade mais provável pôde ser identificada. Para cálculo da massa estelar, determinamos um segmento de reta dado pela interseção entre o elipsóide de erros e a ZAMS, estimamos a massa mais provável pelo ponto médio desse segmento, sendo os extremos relacionados aos limites inferior e superior de erro em $\pm 1\sigma$.

elipsóide de probabilidade e, assim, retrocedemo-as até a idade t_{ZAMS} e calculamos os respectivos $R(t_{ZAMS})$. Partindo destes valores discretos dados pelas trajetórias, interpolamos soluções de raios intermediários situados na ZAMS, a fim de obter o $R(t_{ZAMS})$ específico da estrela.

A grandeza $\frac{R(t_{atual})}{R(t_{ZAMS})}$ é uma medida da variação do raio estelar a partir do início da sequência principal. Dessa forma:

$$\mathcal{I} \propto M(t)R^2(t),$$
 (3.17)

onde \mathcal{I} é a aproximação de ordem zero para o momento de inércia. Calculamos sua derivada temporal pela regra do produto:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathcal{I} \propto \mathrm{R}^{2}(t)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathrm{M}(t) + 2\mathrm{M}(t)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\mathrm{R}(t).$$
(3.18)

O primeiro termo do lado direito pode ser tratado como desprezível ($\frac{d}{dt}M(t) \approx 0$),então, chegamos à expressão dada por:



Figura 3.3: São mostrados alguns exemplos de estrelas abaixo da ZAMS. Massas, gravidades e idades isocronais não puderam ser estimadas para este grupo de estrelas.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\mathcal{I} \propto \mathrm{M}(\mathrm{t})\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}}\mathrm{R}(\mathrm{t}) \tag{3.19}$$

que descreve uma variação da aproximação de ordem zero para o momento de inércia como função direta da derivada temporal do raio estelar. Comparando dois estágios diferentes dados por $\mathcal{I}(t_{ZAMS})$ e $\mathcal{I}(t_{atual})$, podemos concluir que $\frac{R(t_{atual})}{R(t_{ZAMS})}$ pode ser interpretado também como uma evolução do momento de inércia \mathcal{I} .

Baseando nossa descrição na figura 3.1, percebe-se claramente, partindo da ZAMS, um sentido preferencial dado pelas menores temperaturas efetivas ^{††}. Durante a evolução de uma determinada estrela de tipo solar na sequência principal ocorre continuamente a fusão termonuclear de hidrogênio presente no interior estelar. Consequentemente, a distribuição de peso molecular médio torna-se crescente, alterando a luminosidade central da estrela que, por sua vez, provoca uma expansão das camadas mais exteriores induzindo um decréscimo na temperatura efetiva.

^{††}Note a inversão no eixo das abscissas, as menores temperaturas efetivas encontram-se no lado direito do gráfico.



Figura 3.4: Exemplo de diagrama HR apresentando algumas estrelas com elipsóide de erros próximos ou posicionados sobre o ponto de cruzamento de trajetórias evolutivas e/ou isócronas. Estrelas nesta posição, possuem incertezas superiores ao valores tipicamente determinados nos parâmetros fundamentais. É possível notar que esta região de cruzamento é uma função da massa estelar e metalicidade.

Com efeito, a evolução dessas estrelas será preferencialmente para temperaturas menores e maiores luminosidades.

Em estrelas com $M \leq 1,2 M_{\odot}$, existe uma fraca sensibilidade do raio à massa e às variações no peso molecular médio no interior estelar. Estrelas acima de $\approx 1,2 M_{\odot}$ evoluem seu raio de forma mais drástica, sendo esta característica causada pela crescente influência do ciclo CNO que altera consideravelmente a distribuição de hidrogênio no núcleo estelar e modifica a morfologia das trajetórias evolutivas no diagrama HR. Veja na figura 3.4 que as trajetórias de maior massa ($\geq 1,2 M_{\odot}$), evoluem gradativamente de forma mais perpendicular em relação ao segmento *ZAMS*.

A metalicidade assume papel determinante na morfologia das trajetórias evolutivas e isócronas pois é um indicativo do grau de opacidade (κ) no interior estelar. Menores opacidades deslocam um determinada trajetória evolutiva para o canto superior esquerdo do diagrama HR. Já trajetórias evolutivas mais ricas em metais, ou seja maior κ , dispõem-se de forma diametralmente oposta, visto que apresentam menores luminosidades intrínsecas e temperaturas efetivas. Neste contexto, os elementos α em nossos diagramas tornam-se importantes pois dada uma composição química Z fixa referente à uma trajetória rica em metais, um aumento da razão entre a abundância de elementos α e Fe, significa em última instância, menor abundância de ferro que, por sua vez, é o maior doador de elétrons que controlam as opacidades no interior estelar. Essa deficiência em elétrons reflete-se em um comportamento extremamente complexo das isócronas e trajetórias evolutivas, mas pode ser entendido, basicamente, como um deslocamento sistemático para menores luminosidades e temperaturas efetivas.

Com esses conceitos em mente, discutiremos o grau de influência dos erros inerentes aos parâmetros observáveis nas determinações de massas, idades, raios e gravidades superficiais.

Determinamos a distribuição de probabilidade em massa e idade através do método de Monte-Carlo com 10⁴ simulações baseadas em erros gaussianos nos parâmetros observáveis. Em cada simulação, são computadas as massas, idades, gravidades e raios mais prováveis juntamente com o cálculo da abundância relativa de He no núcleo estelar, tendo ao fim do processo as distribuições de valores possíveis para todos os parâmetros evolutivos e idades isocronais. Paralelamente, calculamos a probabilidade da estrela pertencer ao ramo das subgigantes baseada na quantidade relativa de simulações que situaram-se, para cada massa calculada, acima do ponto de desligamento da sequência principal. Utilizando esse método, comparamos estrelas pertencentes a diferentes regiões do diagrama HR e investigamos as influências dos erros em [Fe/H], luminosidade e temperatura efetiva nas distribuições de massas e idades. Na figura 3.5, mostramos um exemplo de distribuição de idade e massa para o Sol com erros típicos em temperatura efetiva e luminosidade.

Então, escolhemos três estrelas anãs representadas pelo Sol, HD 148577 (M \approx 1,0 M $_{\odot}$) que está em um estágio evolutivo mais avançado além da subgigante HD 198802 (M \approx 1,26 M $_{\odot}$).

A tabela 3.2 mostra como os erros em metalicidade, temperatura efetiva e luminosidade afetam as estimativas de massas e idades das estrelas selecionadas. Fica evidente que as subgigantes, independentemente da massa, possuem incertezas nas derivações de massas e idades possíveis menos sensíveis aos erros presentes nos parâmetros observáveis. Note que a temperatura efetiva, mesmo quando sua incerteza é dobrada, continua não alterando a largura da distribuição deixando-a praticamente inalterada. As incertezas em luminosidade, quando dobradas, atuam de forma mais determinante na largura das distribuições de idade e massa, mas mesmo assim, tal influência não chega a uma porcentagem representativa.

Em estrelas anãs de massa $\approx 1 \, M_{\odot}$, quaisquer fontes adicionais de erro podem alterar drásticamente a distribuição de idades e massas possíveis tornando-as visivelmente mais alargadas. Para as distribuições de probabilidade de massa, as incertezas observacionais podem elevar os erros de 2-3% para $\approx 10\%$ da massa solar. O comportamento das idades isocronais é indubitavelmente o mais sensível às incertezas observacionais. Em certos casos, é impossível determinar uma idade mais provável para estrela, tornando o método isocronal inviável. Com auxílo das figuras 3.6 e 3.7, analisaremos brevemente o caso solar. Vemos que $\sigma(T_{ef}) \approx 100$



Figura 3.5: Mostramos na figura a função densidade de probabilidade (fdp) normalizada para massas e idades. *Acima*: Distribuição de idades possíveis. *Abaixo*: Distribuição de massas possíveis. Adotamos incertezas típicas em temperatura efetiva e luminosidade.

Estrela	anã/subgigante	P(Subgigante)	Idade [Idade _{inf} ,Idade _{sup}]	$M [M_{inf}, M_{sup}]$
Sol	anã	1,3 %	4,57 [2,40, 6,46]	1,00 [0,97, 1,03]
HD 148577	anã	20 %	8,96 [7,8, 10,28]	1,01 [0,99, 1,02]
HD 198802	subgigante	100 %	4,54 [3,99, 5,15]	1,27 [1,22, 1,32]
$2 imes \sigma \left(\log \left(L/L_{\odot} ight) ight)$				
Sol	anã	1,6 %	4,63 [2,20, 6,87]	1,00 [0,97, 1,03]
HD 148577	anã	27,3 %	8,85 [7,64, 9,98]	1,00 [0,97, 1,04]
HD 198802	subgigante	100 %	4,60 [3,42, 5,74]	1,26 [1,18, 1,37]
$2 imes \sigma \left(T_{ef} ight)$				
Sol	anã	5,8 %	4,62 [0,00, 8,82]	1,00 [0,94, 1,07]
HD 148577	anã	20 %	8,94 [6,76, 11,20]	1,01 [0,97, 1,05]
HD 198802	subgigante	99,8 %	4,67 [4,06, 5,12]	1,26 [1,23, 1,31]
[Fe/H] +0,05 dex				
Sol	anã	2,3 %	3,57 [0,49, 5,52]	1,03 [1,0, 1,07]
HD 148577	anã	14 %	8,85 [7,18, 9,85]	1,03 [1,01, 1,05]
HD 198802	subgigante	100 %	4,5 [4,02, 5,12]	1,28 [1,24, 1,34]
[Fe/H]: +0,1 dex				
Sol	anã	8,7 %	2,0 [0,05, 4,31]	1,06 [1,02, 1,09]
HD 148577	anã	9,6 %	7,42 [6,51, 9,16]	1,05 [1,03, 1,08]
HD 198802	subgigante	99,8 %	4,52 [4,1, 4,92]	1,31 [1,27, 1,35]

Tabela 3.2: Influência dos erros observacionais na distribuição de idades isocronais. A terceira coluna diz respeito à probabilidade da estrelas ser subgigante, onde P(subgigante) + P(anã) = 1. O limites inferior e superior das determinações de massas e idades são baseados nas larguras a meia altura das respectivas distribuições de valores possíveis.

K distorcem completamente a distribuição de probabilidade tornando plausível qualquer idade entre 0 e 8,8 bilhões de anos. Agora, mantendo os erros em temperatura efetiva com valores típicos, dobramos os erros em luminosidade e recalculamos a distribuição de idades possíveis e, como resultado, apesar do grande alargamento sofrido (FWHM entre $\approx 2,0$ e 7,0 Gano), é possível recuperar uma idade bem definida em torno de 4,6 Gano. Com a missão espacial HIP-PARCOS, as incertezas derivadas das paralaxes tornaram-se visivelmente menos impactantes que as das temperaturas efetivas.

Podemos antever que incertezas relacionadas à determinação da abundância de metais podem também influenciar diretamente os cálculos de massa e idade via diagrama HR. Para uma estrela especificamente, à medida que aumentamos as incertezas aditivas na metalicidade, as idades isocronais atribuídas a ela tornam-se gradativamente menores. De forma oposta, estrelas com metalicidades subestimadas possuem idades sistematicamente superestimadas.

Através da tabela 3.2, identificamos esse comportamento e fica claro que, novamente, as subgigantes são menos sensíveis à incertezas dessa natureza.

Podemos concluir, após essas comparações, que apesar do método isocronal ser interessante no que diz respeito à sua elegância e aparente simplicidade, existem inúmeras dificuldades que



Figura 3.6: Investigamos o impacto do aumento das incertezas observacionais em uma estrela na posição no diagrama HR semelhante ao Sol. *Acima*: Vemos que a distribuição de massas possíveis quase não é alterada quando duplicamos as incertezas típicas na luminosidade estelar. *Abaixo*: É possível notar que a temperatura efetiva é a maior fonte de erros na determinação de idades isocronais para estrelas de baixa massa.

normalmente não são discutidas. Tais limitações tornam-se extremamente severas para estrelas de baixa massa relativamente jovens (idades aproximadamente menores que a solar).

Com todos os parâmetros evolutivos de interesse calculados, no próximo capítulo avançaremos para uma análise detalhada onde os fluxos absolutos totais em função das temperatura efetivas, metalicidades e gravidades superficiais foram obtidos.



Figura 3.7: Investigamos o impacto das incertezas observacionais em uma estrela na posição no diagrama HR semelhante ao Sol. *Acima*: Vemos que os erros de luminosidade não são tão influentes na distribuição de valores possíveis de idade quanto os referentes à temperatura efetiva (*Abaixo*) que podem tornar o método isocronal inviável.

Capítulo 4

Fluxos Absolutos Totais

Por intermédio de modelos atmosféricos, calcularemos os fluxos absolutos totais em erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, compreendendo tanto a contribuição da fotosfera estelar, quanto das perdas radiativas relacionadas ao preenchimento cromosférico em cada linha do tripleto do Ca II. Nossa análise possibilitará obter, após a subtração da energia referente puramente da fotosfera estelar, as perdas radiativas provenientes das cromosferas estelares devido às linhas do tripleto.

4.1 Calibração Teórica em Fluxos Absolutos

4.1.1 Fluxos Observados

Um ingrediente fundamental em nossa análise é cálculo do fluxo proveniente da estrela observada, cuja escala relativa ao contínuo encontra-se normalizada em todos espectros. Dessa forma, não temos acesso de forma puramente observacional às perdas radiativas decorrentes das cromosferas estelares. Além disso, adotando uma grande distância D entre a fonte e o observador, podemos considerar que os feixes de fótons provenientes da estrela são paralelos entre si e, por consequência desta simplificação, podemos tratar a relação entre os fluxos observados f e intrínsecos \mathcal{F} de uma estrela de raio r pela relação:

$$f(\lambda) = \left(\frac{D}{r}\right)^2 \mathcal{F}(\lambda). \tag{4.1}$$

Uma forma normalmente utilizada para superar as visíveis dificuldades observacionais relacionadas à derivação direta do diâmetro angular (ϕ) é utilizar as relações de Barnes & Evans (1976) e Barnes, Evans & Parsons (1976) que estabeleceram funções de conversão entre ϕ , índices cor V-R e magnitude visual M_V. Esse procedimento é devidamente descrito em Linsky (1979). Outra maneira conveniente é realizar algumas manipulações simples na equação 4.1. Primeiramente, definimos uma banda $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ de interesse onde poderiam se situar ou o centro de uma linha espectral, por exemplo, ou até mesmo uma janela de contínuo e, a partir desses intervalos, aplicamos a seguinte integração:

$$fluxo(\Delta\lambda) = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} fluxo(\lambda)d\lambda$$
(4.2)

Em seguida, ainda baseando-nos na equação 4.1, aplicamos o raciocínio empregado na eq. 4.2 para bandas de integração, tanto ao longo de uma determinada linha espectral (f_L) , quanto para o contínuo (f_C) :

$$f_L(\Delta\lambda_L) = \alpha^2 \mathcal{F}_L(\Delta\lambda_L) \tag{4.3}$$

e

$$f_C(\Delta\lambda_C) = \alpha^2 \mathcal{F}_C(\Delta\lambda_C), \qquad (4.4)$$

onde $\alpha = D/r$. Eliminamos a dependência de α dividindo a equação 4.3 pela 4.4 e obtemos a razão entre os fluxos aparentes f e os intrínsecos \mathcal{F} :

$$\frac{f_L(\Delta\lambda_L)}{f_C(\Delta\lambda_C)} = \frac{\mathcal{F}_L(\Delta\lambda_L)}{\mathcal{F}_C(\Delta\lambda_C)}$$
(4.5)

Por fim, isolamos o termo $\mathcal{F}_L(\Delta \lambda_L)$:

$$\mathcal{F}_L(\Delta\lambda_L) = \frac{f_L(\Delta\lambda_L)}{f_C(\Delta\lambda_C)} \mathcal{F}_C(\Delta\lambda_C)$$
(4.6)

Esta equação (4.6) é extremamente importante para nosso estudo, pois relaciona diretamente o fluxo absoluto no centro da linha espectral a um fator empírico de escala dado pela razão de fluxos observados $(\frac{f_L(\Delta\lambda_L)}{f_C(\Delta\lambda_C)})$ que são multiplicados pelo fluxo absoluto no contínuo estelar ($\mathcal{F}_C(\Delta\lambda_C)$). Desta forma, evitamos a modelagem teórica de efeitos complexos não ETL presentes nos centros das linhas intensas, restando inferir apenas o fluxo absoluto no contínuo estelar.

O fator de escala dado pelos fluxos observados será calculado através das integrações necessárias para cada região ou banda de interesse. Este procedimento deve ser feito com extremo cuidado, pois a componente cromosférica será obtida a partir desses cálculos e, por isso, dedicaremos ainda neste capítulo a seção 4.1.4 para uma melhor descrição dos procedimentos necessários.

Os fluxos absolutos na banda relativa ao contínuo estelar foram calculados via modernos modelos teóricos de atmosferas NMARCS (seção 4.1.2) que descrevem tal grandeza como uma função dos parâmetros atmosféricos como temperatura efetiva, metalicidade e gravidade superficial como se segue: $\mathcal{F}_C(\Delta\lambda_C, T_{ef}, [Fe/H], \log (g))$.

4.1.2 Modelos NMARCS

Utilizamos nesta parte do trabalho espectros teóricos NMARCS (Gustafsson *et al.* 2008), gentilmente calculados pelo Dr. Ignasi Ribas (IEEC-CSIC, Espanha). Os referidos espectros possuem um poder resolutor constante ($R = \lambda/\Delta\lambda = 20000$) ao longo de toda sua cobertura espectral (900 Å a 20000 Å) compatível com nossos espectros de menor poder resolutor observados (8340 Å a 8750 Å, $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 18000$). A seguir, descreveremos algumas simplificações necessárias para a construção destes modelos teóricos.

- O equilíbrio termodinâmico local. Os elétrons, átomos, íons, moléculas obedecem a leis de equilíbrio térmico, tendo suas populações descritas pelas equações de Saha e Boltzman para vários níveis de excitação e ionização. Essa hipótese se aplica com maior sucesso na distribuição de fluxo do contínuo, pois o fluxo emergente se dá a maiores profundidades ópticas e onde há maior densidade eletrônica que favorece o equilíbrio colisional. Essa afirmação pode ser reforçada pela figura 4.1, onde vemos que as maiores discrepâncias (5%) na região do visível e infravermelho próximo são para os centros de linhas intensas (no caso o tripleto) formadas nas regiões mais altas da atmosfera solar. Enquanto a distribuição de fluxos no contínuo possui discrepâncias visivelmente menores chegando a 1% ou menos. Nota-se ainda que as maiores discrepâncias se situam nos menores comprimentos de onda, onde claramente, existe uma má caracterização da função de distribuição de opacidades.
- Campos magnéticos desprezados. Outro processo físico responsável por essas discrepâncias nas linhas intensas são os campos magnéticos que são desprezados nos modelos NMARCS. Nas atmosferas, devido à decrescente predominância da pressão do gás frente à magnética, a medida que se desloca para maiores altitudes, uma série de fenômenos de origem não radiativa (magnética) introduzem grande anisotropia no campo de radiação e alteram o balanço de energia através de fenômenos dissipativos (reconexões magnéticas, por exemplo) propagando ondas magnetohidrodinâmicas tanto para maiores quanto para menores altitudes e, por fim, aquecem o gás presente acima da fotosfera.
- A aproximação plano-paralela. A aproximação para uma atmosfera homogênea plano-paralela está sujeita a algumas restrições pois torna-se menos adequada à medida que se estuda estrelas com gravidades superficiais menores, onde a razão entre a extensão da atmosfera estelar e seu raio torna-se gradativamente maior. Essa restrição não nos pre-ocupa visto que, mesmo considerando a estrela de menor gravidade superficial de nossa amostra, teremos discrepâncias entre a distribuição de temperatura dada pela aproximação plano-paralela e a geometria esférica da ordem de 0,01% (Edvardsson 2008) e, como sabemos, a distribuição de temperatura possui importância direta nos fluxos emergentes

calculados pelos modelos ETL. Dessa forma, julgamos que essa aproximação terá efeitos desprezíveis frente aos demais que serão calculados nas próximas seções.

 Equilíbrio hidrostático. As escalas de tempo referentes às variações estruturais ao longo da sequência principal são muito superiores ao tempo hidrostático (≈ 1 hora) caracterizando essa simplificação como bastante adequada para nossos objetivos.



Figura 4.1: Comparação entre a distribuição de fluxo solar predita pelos modelos NMARCS e as observações solares por missões espaciais (Thuillier *et al.* 2004). As discrepâncias são maiores ao redor das linhas intensas, onde a aproximação ETL falha. Edvardsson (2008) afirma que a forte flutuação presente ao redor de 8600 Å deve-se, em grande parte, à problemas obsevacionais ocasionados pela junção de diferentes bases de dados obtidas considerando espectrógrafos distintos. Além dos problemas observacionais, as linhas do tripleto (designadas por "Ca II" para $\lambda \approx 8600$ Å) contribuem sensivelmente à discrepância observada.

Conscientes dessas limitações, não utilizaremos diretamente tais modelos para cálculo dos fluxos absolutos no centro das linhas espectrais intensas, como o tripleto infravermelho do Ca II. Utilizaremos então, a distribuição de fluxo teórico fornecida para o contínuo estelar, onde as aproximações empregadas na construção do modelo NMARCS não são preocupantes. Restando, naturalmente, identificar quais regiões dos nossos espectros são adequadas para esse cálculo (regiões de referência).

Vemos pela equação 4.6 a importância da boa caracterização do contínuo estelar. Como resultado, torna-se necessária a busca por regiões de referência. Analisando essa equação (4.6), concluímos que cada uma delas fornecerá uma medida independente do fluxo total no centro de cada linha espectral. Então, para N dessas regiões de contínuo, teremos os desvios em relação à média do fluxo reduzidos por um fator $1/\sqrt{N}$, se os erros dos fluxos das regiões de referência

forem independentes. Essa é uma das características que tornam o tripleto infravermelho do Ca II interessante, pois nesse intervalo espectral a densidade de linhas fotosféricas é bastante reduzida em comparação com comprimentos de onda menores, o que facilita a identificação de um bom número das regiões de referência.

Com auxílio do catálogo do espectro solar de Utrecht (Moore *et al.* 1966), identificamos ao todo 15 regiões listadas na tabela 4.1. Nela, pode-se notar que as regiões abrangem toda a cobertura espectral utilizada para este trabalho. Como exemplo, é mostrado na figura 4.2 uma das regiões de referência utilizadas (entre 8428,00 e 8429,50 Å, denominada de R_1). Com essas regiões identificadas, resta calcular $\mathcal{F}_C(\Delta \lambda_C)$ para uma grade de temperaturas efetivas, gravidades superficiais e metalicidades desejadas.

Região	λ_i (Å)	λ_f (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)
R_1	8428,00	8429,50	1,50
R_2	8432,50	8434,00	1,50
R_3	8474,50	8476,00	1,50
R_4	8484,00	8487,00	3,00
R_5	8507,50	8509,00	1,50
R_6	8577,50	8581,00	3,50
R_7	8577,50	8578,50	1,00
R_8	8579,50	8581,00	1,50
R_9	8594,00	8595,50	1,50
R_{10}	8617,00	8618,50	1,50
R_{11}	8619,70	8621,00	1,30
R_{12}	8684,00	8685,70	1,70
R_{13}	8695,00	8698,00	3,00
R_{14}	8714,00	8717,00	3,00
R_{15}	8719,50	8723,00	3,50

Tabela 4.1: Lista das quinze regiões de referência selecionadas para cálculos dos fluxos absolutos totais.

O Dr. Ignasi Ribas calculou os fluxos absolutos (\overline{F}_C em erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹) através de integrações numéricas nos espectros teóricos para cada uma das regiões de referência fornecidas e diferentes combinações de parâmetros atmosféricos, compreendendo:

- Temperaturas Efetivas entre 4500 K a 6500 K ($\Delta_{T_{\rm ef}}$ = 250 K)
- Metalicidades de -1,0 a 0,5 ($\Delta_{[Fe/H]} = 0,25 \text{ dex}$)
- Gravidades Superficiais de 3,0 a 5,0 ($\Delta_{\log (g)} = 0,5 \text{ dex}$)

Esses valores de fluxo fornecidos precisaram ser convertidos para as mesmas unidades dadas pela equação 4.6 visto que



Figura 4.2: A figura mostra um modelo de uma estrela fria ($T_{ef} = 5000 \text{ K}$, [Fe/H] = 0,0 e log (g) = 4,4). Destacamos em vermelho os limites dados pela região de referência R_1 . Após a determinação de todas as regiões de referência do contínuo estelar, realizamos os cálculos dos fluxos absolutos no contínuo através de regressões múltiplas polinomiais.

$$\bar{F}_{C}(\mathrm{T}_{\mathrm{ef}}, [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}], \log (\mathrm{g})) = \frac{\int_{\lambda_{i}}^{\lambda_{f}} \mathcal{F}_{C}(\mathrm{T}_{\mathrm{ef}}, [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}], \log (\mathrm{g})d\lambda}{\Delta \lambda = \lambda_{f} - \lambda_{i}}$$
(4.7)

é expresso em unidades de erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ por Å necessitando, dessa forma, uma adaptação baseada no teorema do valor médio para se obter os fluxos absolutos nas unidades desejadas:

$$\mathcal{F}_C(\Delta\lambda, \mathrm{T}_{\mathrm{ef}}, \log\left(\mathrm{g}\right), [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}]) = \bar{F}_C(\mathrm{T}_{\mathrm{ef}}, \log\left(\mathrm{g}\right), [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}])\Delta\lambda \tag{4.8}$$

O termo do lado esquerdo da equação é a grandeza física que procurávamos (representada também no lado direito da eq. 4.6) e representa teoricamente o fluxo no contínuo estelar. No entanto, como pode ser visto na figura 4.3, esses modelos não foram calculados exclusivamente para cada estrela, notabilizando a necessidade de representarmos através de uma interpolação dos valores de $\mathcal{F}_C(\Delta\lambda)$ destinados a todos conjuntos específicos de parâmetros atmosféricos que descrevem as estrela de nossa amostra.

4.1.3 A Análise Regressiva

Regressões envolvendo múltiplos parâmetros, como veremos, são de vital importância para nosso trabalho. Nesta seção, investigaremos o relacionamento entre a variável dependente representada pelo fluxo absoluto teórico calculado no contínuo estelar e parâmetros essenciais na descrição macroscópica das atmosferas estelares dados pela temperatura efetiva, metalicidade e gravidade superficial. No próximo capítulo, as regressões múltiplas serão novamente empregadas com intuito de estudar os limites da aplicablidade dos indicadores cromosféricos derivados das linhas do Ca II (H & K, no ultravioleta e o tripleto no infravermelho). Por ora, iniciaremos nossa análise utilizando o método OLS (*Ordinary Least Squares*) que representa um passo inicial em grau de complexidade dos métodos regressivos. Caso algumas das premissas que serão discutidas nos próximos parágrafos para utilização adequada deste método não sejam satisfeitas, dependendo de cada caso, adotaremos medidas corretivas que serão descritas ao longo da discussão.

O resultado final de uma regressão múltipla é uma equação constituída por um modelo aditivo no qual representa a melhor predição da variável dependente (neste caso, o fluxo absoluto no contínuo) a partir de diversas variáveis consideradas independentes entre si. O raciocínio inicial empregado nessa análise parte de uma representação matricial do problema dada por:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{X}\boldsymbol{\beta} + \boldsymbol{\epsilon},\tag{4.9}$$

onde

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ \vdots \\ Y_m \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} 1 & a_{1,1} & \cdots & a_{1,n} \\ 1 & a_{2,1} & \cdots & a_{2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & a_{m,1} & \cdots & a_{m,n} \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\beta} = \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \beta_1 \\ \vdots \\ \beta_{n-1} \end{pmatrix} \quad \mathbf{e} \quad \boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \vdots \\ \epsilon_m \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Os termos $a_{m,n}$ em X são dados pelos valores observados, no nosso caso, o conjunto de variáveis preditoras (T_{ef}, log (g) e [Fe/H]) podendo conter também combinações entre estas como veremos adiante. Y é um vetor de dimensão *m* representando a variável dependente $\bar{F}_C(T_{ef}, [Fe/H], \log (g))$ baseada nos modelos NMARCS. β é vetor de coeficientes padronizados da regressão e ϵ é o resíduo (Y – X β) inerente a esta representação matemática da variável dependente.

O conceito chave é estabelecer uma função da qual cada termo represente uma coluna da matriz X e a partir dela, estimar os coeficientes β . Cada método regressivo estabelece um algoritmo diferente para obtenção desse vetor; no caso do OLS, cada termo contido no vetor Y pode ser expresso através da equação 4.9 em *m* conjuntos de equações da forma:



Figura 4.3: Grade de modelos NMARCS para os diferentes parâmetros atmosféricos. Todas as estrelas presentes em nossa amostra são representadas pelos círculos pretos e situam-se dentro do domínio de parâmetros fornecidos pelos modelos teórico (vértices da grade). No entanto, valores específicos não são fornecidos e estes devem ser calculados via análise regressiva.

$$Y_{i} = \beta_{0} + \sum_{j=2}^{j=n} \beta_{j-1} X_{ij} + \epsilon_{i} \quad (i = 1, \cdots, m)$$
(4.11)

Definimos a melhor estimativa de β como aquela que minimize a soma quadrática dos erros (*SQE*) dada, fundamentalmente, por:

$$\sum \boldsymbol{\epsilon}_i^2 = \boldsymbol{\epsilon}^T \boldsymbol{\epsilon}. \tag{4.12}$$

Pela equação 4.9 temos:

$$\boldsymbol{\epsilon}^{T}\boldsymbol{\epsilon} = (\mathbf{Y} - \mathbf{X}\boldsymbol{\beta})^{T}(\mathbf{Y} - \mathbf{X}\boldsymbol{\beta}).$$
(4.13)

Para que haja minimização, derivamos a eq. 4.13 e a igualamos a zero, tendo como resultado:

$$(\mathbf{X}^T \mathbf{X})\hat{\boldsymbol{\beta}} = \mathbf{X}^T \mathbf{Y} \tag{4.14}$$

onde o vetor $\hat{\beta}$ é uma estimativa de mínimos quadrados para o valor real de β . Implicitamente na equação 4.14, para que seja possível isolar o vetor de coeficientes $\hat{\beta}$, supomos que a matriz $(\mathbf{X}^T \mathbf{X})$ seja invertível (não-singular) levando ao resultado:

$$\hat{\boldsymbol{\beta}} = (\mathbf{X}^T \mathbf{X})^{-1} \mathbf{X}^T \mathbf{Y}$$
(4.15)

Essa representação matricial é extremamente direta e envolve operações matriciais que são facilmente representadas computacionalmente. Então, a partir de uma função proposta inicialmente para o ajuste e com coeficientes calculados pela eq. 4.15 poderemos predizer os valores intermediários que satisfaçam os parâmetros específicos de cada estrela.

Algumas considerações devem ser feitas a respeito deste método. Os erros são dados como independentes seguindo uma distribuição gaussiana n-dimensional com valor esperado nulo $(E(\epsilon) = 0)$ e, por consequência, a matriz de variância-covariância será diagonal e dada por $I\sigma^2$, onde σ é fixo (ou seja, os erros são homoscedásticos) e I é a matriz identidade. Se as pressuposições forem atendidas, os estimadores de mínimos quadrados são também de máxima verossimilhança, ou seja, não são viesados e representam de forma confiável seus respectivos valores reais além de possuírem variância mínima se comparada com qualquer estimador não tendencioso que possa ser derivado (Teorema de Gauss-Markov).

Essa característica é importante pois validará os cálculos referentes aos erros e significância estatística dos coeficientes $\hat{\beta}$ que serão baseados na distribuição gaussiana. Novamente, caso essas premissas não sejam satisfeitas é necessário buscar alternativas como transformações nas variáveis e/ou adotar métodos regressivos mais complexos.

Exploramos a adequabilidade de diferentes modelos regressivos completos (superparametrizados), partindo dos mais simplificados, como múltiplo linear até múltiplo cúbico. Nos próximos parágrafos detalharemos como cada um deles se ajustou aos fluxos teóricos absolutos calculados nas regiões de referência do contínuo. Ressaltamos que não existem garantias de que um dado modelo seja o mais adequado para todas elas. Em outras palavras, os fluxos provenientes de cada região podem não responder igualmente às mesmas combinações de variáveis preditoras. Esse comportamento motivará a construção de métodos de busca por modelos otimizados para cada caso.

Exemplificamos nossa abordagem inicial pelo modelo regressivo mais simples envolvendo apenas três variáveis, o múltiplo linear completo*.

$$\bar{F}_C(\mathrm{T}_{\mathrm{ef}}, [\mathrm{Fe/H}], \log{(\mathrm{g})}) = \beta_0 + \beta_1 \mathrm{T}_{\mathrm{ef}} + \beta_2 \log{(\mathrm{g})} + \beta_3 [\mathrm{Fe/H}]$$
(4.16)

Com intuito de calcular o vetor de coeficientes β , referenciamo-nos à representação matricial dada pela equação 4.10:

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \bar{F}_{C_1} \\ \bar{F}_{C_2} \\ \vdots \\ \bar{F}_{C_m} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} 1 & \mathrm{T}_{\mathrm{ef}_1} & \log\left(\mathrm{g}\right)_1 & [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}]_1 \\ 1 & \mathrm{T}_{\mathrm{ef}_2} & \log\left(\mathrm{g}\right)_2 & [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}]_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \mathrm{T}_{\mathrm{ef}_m} & \log\left(\mathrm{g}\right)_m & [\mathrm{Fe}/\mathrm{H}]_m \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\beta} = \begin{pmatrix} \beta_0 \\ \beta_1 \\ \beta_2 \\ \beta_3 \end{pmatrix}$$
(4.17)

Calculamos os coeficientes pela eq. 4.15 e realizamos uma inspeção na distribuição dos resíduos em cada região de referência através dos histogramas mostrados bem como a relação entre os valores dados pelos modelos teóricos e os resíduos na figura 4.4. Podemos detectar sem muito esforço que as premissas do método de mínimos quadrados são violadas visto que não há aparente normalidade dos resíduos e os mesmos mostram-se heteroscedásticos (σ não é constante). Efetuamos diversas transformações nas variáveis e nenhuma delas pareceu-nos fornecer resultados mais adequados as nossas premissas.

Aplicamos o mesmo raciocínio para um modelo quadrático completo que, assim como o múltiplo linear, é construído pelas aproximações polinomiais de Taylor de uma função cuja forma é desconhecida. Truncamos a expansão até termos de segunda ordem, fornecendo:

$$\bar{F}_C(x,y,z) = \beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 y + \beta_3 z + \beta_4 x y + \beta_5 x z + \beta_6 y z + \beta_7 x^2 + \beta_8 y^2 + \beta_9 z^2, \quad (4.18)$$

onde $x = T_{ef}$, $y = \log(g)$ e z = [Fe/H]. O modelo quadrático representa um significativo incremento na complexidade da análise proporcionando uma maior flexibilidade do ajuste, mas infelizmente pela figura 4.5, vemos persistir um forte comportamento sistemático (oscilatório) dos resíduos. Na aproximação linear, a mesma tendência oscilatória dos resíduos ocorre em amplitude superior. Normalmente, introduzem-se termos de interação (cruzados) como medida corretiva.

^{*}A partir deste momento, por questões de praticidade, será considerado β como o estimador de mínimos quadrados para os coeficientes do modelo regressivo no lugar de $\hat{\beta}$



Figura 4.4: Aproximação linear - Histogramas de resíduos (Acima) e Fluxo vs. resíduos (Abaixo)



Figura 4.5: Aproximação quadrática - Histogramas de resíduos (Acima) e Fluxo vs. resíduos (Abaixo).

Esses resultados são importantes pois retratam que tanto os modelos quadráticos quanto os menos robustos (lineares) não são plenamente satisfatórios pois violam as condições de aplicabilidade do método regressivo OLS, portanto seus resultados não são completamente confiáveis. Novamente testamos algumas transformações nas variáveis, mas nenhuma mostrou-se como um avanço na descrição fidedigna do fluxo absoluto teórico. Para avaliar os ajustes utilizaremos o Critério Bayesiano de Informação (*BIC*) onde

$$BIC = m\ln(SQE/m) + n\ln(m), \qquad (4.19)$$

sendo m, a dimensão do vetor \mathbf{Y} , e n, o número de parâmetros do modelo regressivo. O BIC tenta contrabalançar a estimativa do poder de ajuste do modelo representado pelo primeiro termo à direita, com a penalização aditiva simbolizada pela quantidade de variáveis nele envolvidas. Cabe ressaltar que o valor BIC isoladamente não possui grande utilidade, sendo recomendado utilizá-lo em análises comparativas com modelos competidores. Dessa forma, considerando ajustes igualmente precisos, aquele mais complexo (maior número de parâmetros) possuirá maior BIC, devendo ser preterido em relação ao mais simples que envolve menos variáveis.

Ressaltamos que em nenhum momento da construção do método OLS existe a preocupação em minimizar a autocorrelação dos resíduos. A remoção desse comportamento pode ser alcançada através de algoritmos avançados que utilizam sucessivas transformações de váriáveis, mas a análise ganharia uma complexidade desnecessária para nosso tipo de estudo.[†]

Ao realizarmos a transição do modelo múltiplo linear para o quadrático, apesar dos problemas já apontados, observa-se uma significativa melhora, o que indica que um novo aumento da flexibilidade do polinômio talvez seja desejável. Portanto, o nosso passo adiante no grau de complexidade foi buscar o modelo cúbico completo ilustrado abaixo:

$$\bar{F}_C(x, y, z) = \beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 y + \beta_3 z + \beta_4 xy + \beta_5 xz + \beta_6 yz + \beta_7 x^2 + \beta_8 y^2 + \beta_9 z^2 + \beta_{10} x^2 y + \beta_{11} x^2 z + \beta_{12} y^2 x + \beta_{13} y^2 z + \beta_{14} z^2 x + \beta_{15} z^2 y + \beta_{16} xyz + \beta_{17} x^3 + \beta_{18} y^3 + \beta_{19} z^3.$$
(4.20)

De acordo com os resultados fornecidos na figura 4.6, concluímos que os ajustes para cada região de referência mostraram-se visivelmente mais adequados às pressuposições atribuídas ao método regressivo adotado, fornecendo-nos um primeiro indicativo da função adequada para descrevermos os fluxos absolutos teóricos.

Comparando cada modelo descrito até este momento, percebemos uma grande tendência de queda dos erros associados ao ajuste, o que já era esperado, visto que houve um significativo

[†]Em todo caso, para uma leitura elucidativa sobre essas transformações o leitor pode consultar o livro *Applied Regression Analysis*, N. Draper & H. Smith.


Figura 4.6: Aproximação cúbica - Histogramas de resíduos (Acima) e Fluxo vs. resíduos (Abaixo).

aumento no grau de flexibilidade dos polinômios. Verificamos que a aproximação linear fornece valores sistematicamente superiores à quadrática que, por sua vez, aproxima-se dos valores de fluxo absoluto estimados pelo modelo cúbico. Refinando a busca por modelos regressivos mais adequados, nos inspiramos em métodos de seleção de variáveis avançados chamados de Regressões *Stepwise* (em tradução livre, Regressões do Passo Certo). É uma estratégia escolhida para estudos exploratórios, quando estamos interessados em descrever apenas relacionamentos entre variáveis e não em explicá-las. Neste tipo de regressão, a seleção das variáveis integrantes do modelo final reduzido é feita estatisticamente, baseada em algum critério de seleção (C) definido sem uma justificativa física (teórica) consistente como guia.

A essência desse procedimento é simples, podendo ser sintetizada em 5 etapas:

- 1. Identificamos um modelo M para região de referência R_i (i=1, 2 ... 15) e calculamos os parâmetros que constituem nosso critério de seleção de variáveis (C) que é fundamentado nos valores de σ_{reg} e BIC calculados para o modelo regressivo em questão.
- Realizamos iterações testando a remoção de cada variável (uma por vez) e recalculando C.
- 3. Para cada possível remoção, construímos um modelo reduzido (MR) distinto cujo ajuste é comparado com o de M pela relação:

$$\Delta \mathcal{C} = \left(\sigma_{reg}^{MR} - \sigma_{reg}^{M} \le 0\right) e \left(BIC^{MR} - BIC^{M} \le 0\right)$$
(4.21)

Se essa condição for satisfeita, testamos a probabilidade do coeficiente referente à dada variável ser nulo através da estatística F dada por

$$F^* = \frac{SQE(MR) - SQE(M)}{SQE(M)} \frac{g.l(M)}{g.l(MR) - g.l(M)},$$
(4.22)

onde g.l = m - n - 1 é denominado por graus de liberdade. A partir do valor F^* , verificamos a probabilidade de remoção da variável. Caso essa hipótese não possa ser rejeitada, ocorre a remoção definitiva e reclassificamos MR = M, do contrário, a mesma é preservada.

- Realizarmos o passo 2 e 3 até que não haja mais possibilidade da condição de seleção ser satisfeita, ou seja, atingimos o modelo mais adequado para a região de referência R_i segundo C.
- 5. Voltamos ao passo inicial avaliando uma nova região de referência (i = i + 1)

Antes de aplicarmos o algoritmo *Stepwise*, nos preocupamos em, durante a seleção das variáveis, não afetar os termos remanescentes com algum viés indesejado. Neste caso, mostraremos que o processo de remoção de variáveis é delicado e evidencia a necessidade de sabermos qual modelo reduzido é razoável adotar e qual não.

Considere um modelo fictício dado por

$$y = \beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 x^2 + \epsilon, \qquad (4.23)$$

em que o coeficiente β_1 é o único termo estatisticamente insignificante. Removendo-o, o modelo torna-se reduzido da forma

$$y = \beta_0 + \beta_2 x^2 + \epsilon. \tag{4.24}$$

No entanto, caso haja uma mudança de escala $x \rightarrow x + a$ que representa uma translação do eixo x, o modelo tornar-se-á

$$y = \beta_0 + \beta_2 a^2 + 2\beta_2 a x + \beta_2 x^2 + \epsilon, \tag{4.25}$$

reaparecendo o termo linear previamente descartado. Os coeficientes referentes às variáveis de maior hierarquia (maior ordem) não são afetados por mudanças na escala de ponto zero, enquanto os de menor ordem, após a deslocamento da origem tornam-se uma combinação dos termos de menor e maior ordem. Por consequencia, a seleção de variáveis descrita pelo algoritmo *Stepwise* deve ser controlada para que variáveis de menor hierarquia não sejam removidas precocemente garantindo um modelo invariante à translação dos eixos. Em outras palavras, na eq. 4.23, as remoções de variáveis devem seguir o sentido da direita para a esquerda e só é recomendado remover o termo linear, caso o quadrático seja igualmente insignificante, do contrário, nenhuma das variáveis deve ser removida, mesmo no caso de apenas o termo linear não ser importante estatisticamente para o ajuste.

Transferindo essa recomendação para um caso real dado pelos modelos cúbicos (equação 4.20), se não adotarmos a restrição adicional, teremos termos lineares de $\log (g)$ constantemente removidos sem que as variáveis de maior hierarquia $(\log (g)^2 e \log (g)^3)$ sejam removidas previamente. Dessa forma, inserimos em cada iteração a verificação da hierarquia das variáveis e garantimos a invariância translacional dos modelos reduzidos.

Os termos cruzados, apesar de comportarem-se de forma indiferentes à mudança de escala, apresentam sensibilidade à rotação dos eixos, podendo assim, como no caso anterior, reintroduzir indevidamente termos que outrora foram descartados por análise da significância estatística baseada no critério de seleção (C). Julgamos que não há necessidade de restringir a remoção desses termos, visto que nenhum dos eixos sofrerá algum tipo de rotação.

Fornecemos, na tabela 4.2, os termos removidos do modelo cúbico completo em cada região de referência pelo algoritmo *Stepwise* juntamente com os erros das regressões e *BIC*.

Região	$\sigma_{reduzido} ({ m erg}{ m cm}^{-2}{ m s}^{-1})$	$BIC_{reduzido}$	Variável Removida
R_1	5490,00	5513,9	$\log \left(\mathrm{g} ight)^3$
R_2	4610,00	5403,9	$\log{(\mathrm{g})^3}$
R_3	5170,00	6376,58	$\log{(\mathrm{g})^3}$
R_4	6090,00	6479,59	$\log \left(\mathrm{g} \right)^{3}, \mathrm{[Fe/H]^{2} \log \left(\mathrm{g} \right)}$
R_5	4810,00	6330,48	$\log \left(\mathrm{g} \right)^{3}, \mathrm{[Fe/H]^{2} \log \left(\mathrm{g} \right)}$
R_6	5930,00	6457,73	$[{\rm Fe}/{\rm H}]^3$, $[{\rm Fe}/{\rm H}]^2 \log{({\rm g})}$
R_7	6470,00	6517,38	nenhuma
R_8	5900,00	6463,94	nenhuma
R_9	5380,00	6405,61	nenhuma
R_{10}	7280,00	6591,72	$\log{(g)}^3$, $[Fe/H]^2 \log{(g)}$, $T_{ef}^2[Fe/H]$
R_{11}	6820,00	6550,76	$\log \left(\mathrm{g} \right)^{3}$
R_{12}	10100,00	6795,35	$\log{(\mathrm{g})}^3, \mathrm{T_{ef}}^2\mathrm{[Fe/H]}$
R_{13}	7170,00	6582,11	$\log \left(\mathrm{g} ight)^3$
R_{14}	7310,00	6594,25	$\log{(\mathrm{g})^3}$
R_{15}	7050,00	6571,62	$\log \left(\mathrm{g} \right)^3$

Tabela 4.2: Tabela com erros de ajuste e BIC dos modelos reduzidos. Na quarta coluna estão listadas as variáveis removidas segunda o critério de seleção C.

Mostramos o modelo completo e reduzido de uma das regiões de referência (R_4) nas tabelas 4.3 e 4.4. Vemos que, majoritariamente, os termos envolvendo a gravidade superficial são estatisticamente menos significantes para o ajuste refletindo em uma maior probabilidade de rejeição fornecida pelas regressões múltiplas *Stepwise*. O modelo completo, neste caso, sofreu remoções das variáveis $\log (g)^3$ e [Fe/H]² $\log (g)$. Note que na tabela 4.4, o termo T_{ef} [Fe/H] não é muito relevante estatisticamente e haveria a possibilidade de sua remoção do modelo, porém esta atitude violaria a regra da hierarquia das variáveis descrita anteriormente e, portanto, preservamos este termo na regressão. Na aproximação linear, se aplicarmos o algoritmo de seleção de variáveis, curiosamente, teríamos algumas regiões de referência completamente carentes da influência direta da gravidade superficial. Em contraste, a temperatura efetiva apresenta termos com significativa importância estatística tornando-a a principal variável em todos os modelos testados.

Uma forma alternativa e rápida para avaliarmos a importância relativa das variáveis em um dado modelo é através da normalização dos coeficientes representada pela transformação em cada variável \mathbf{k}_n do modelo

$$\mathbf{Z}_{\mathbf{j}} = \left(\frac{\mathbf{k}_n - \mathbf{k}}{\sigma_{\mathbf{k}_n}}\right) \tag{4.26}$$

Após realizarmos as regressões baseadas nas variáveis transformadas, os valores dos coeficientes informam quantos desvios-padrão da variável dependente (Fluxo Absoluto Total) se alteram a cada 1 σ da variável independente (T_{ef}, log (g) ou [Fe/H]) analisada. Por essa análise, nós verificamos que a temperatura efetiva é responsável por grande parte da variância do fluxo absoluto ($\approx 90\%$) e por isso, transfere para todos os termos que a inclua uma grande significância estatística. As demais variáveis somadas respondem por menos de 10%.

Calculando os fluxos absolutos totais para cada região de referência vemos que, na média, temos valores de $\approx 4 \times 10^6$ erg cm⁻²s⁻¹ enquanto (como veremos no próximo capítulo) as perdas radiativas de origem cromosférica do tripleto são da ordem de $\approx 4 \times 10^5$ erg cm⁻²s⁻¹ para uma estrela inativa como o Sol. Baseados nestas estimativas, desejamos que os resíduos do ajuste de cada modelo obtido através das regressões múltiplas *Stepwise* não representem significativas fontes adicionais de erro na análise.

Modelo Completo Cúbico: Região 4							
	Coeficiente valor erro valor-t Prob(Reje						
	Coef.Linear	6,4e+06	3,6e+05	17,74	0,00		
	T_{ef}	-5,1e+03	1,7e+02	-30,08	0,00		
	$\log(g)$	4,3e+05	1,0e+05	4,19	0,00		
	[Fe/H]	-2,2e+05	7,1e+04	-3,07	0,00		
	$T_{ef} \log (g)$	-5,7e+01	1,8e+01	-3,17	0,00		
	$T_{\rm ef}[{\rm Fe}/{\rm H}]$	8,5e+00	2,2e+01	0,39	0,69		
	$\log{(g)}[Fe/H]$	-7,5e+04	1,6e+04	-4,79	0,00		
	${ m T_{ef}}^2$	1,1e+00	2,9e-02	39,17	0,00		
Região R	$\log (g)^2$	-8,5e+04	2,1e+04	-4,13	0,00		
Regiao R ₄	$[Fe/H]^2$	-2,2e+05	1,7e+04	-13,27	0,00		
	${T_{ef}}^2 \log{(g)}$	-9,2e-03	1,3e-03	-6,95	0,00		
	T_{ef}^{2} [Fe/H]	1,3e-02	1,9e-03	6,83	0,00		
	$\log (g)^2 T_{ef}$	1,9e+01	1,3e+00	14,76	0,00		
	$\log (g)^2 [Fe/H]$	-3,4e+03	1,6e+03	-2,08	0,04		
	$[Fe/H]^2T_{ef}$	5,4e+01	2,5e+00	21,82	0,00		
	$[Fe/H]^2 \log{(g)}$	7,8e+02	2,2e+03	0,35	0,73		
	$T_{ef} \log{(g)} [Fe/H]$	2,0e+01	1,5e+00	13,10	0,00		
	${ m T_{ef}}^3$	-5,3e-05	1,7e-06	-30,23	0,00		
	$\log (g)^3$	7,0e+02	1,6e+03	0,43	0,67		
	$[Fe/H]^3$	1,2e+04	4,0e+03	2,98	0,00		

Tabela 4.3: Tabela com os coeficientes do modelo completo cúbico. O valor-t é definido como a razão entre o valor do coeficiente e seu respectivo erro. A probabilidade de rejeição é calculada através da distribuição cumulativa complementar baseada na estatística t de Student. Vemos que os termos $\log (g)^3$, $T_{ef} \log (g) [Fe/H]$ e T_{ef} [Fe/H] são insignificantes estatisticamente para o ajuste (baseados no método OLS).

Esperamos que erros nos parâmetros observacionais sejam diretamente relacionados à importância das suas respectivas variáveis no modelo regressivo. Em outras palavras, como a variância do fluxo absoluto é explicada em grande parte pela temperatura efetiva, as incertezas observacionais atreladas a esta variável são capazes de modificar os valores de fluxo absoluto de forma mais acentuada em comparação com as demais variáveis como gravidade superficial e metalicidade.

Modelo Reduzido Cúbico: Região 4							
	Coeficiente valor erro valor-t Prob(Reje						
	Coef.Linear	6,4e+06	3,4e+05	18,62	0,00		
	T_{ef}	-5,1e+03	1,7e+02	-30,17	0,00		
	$\log (g)$	4,0e+05	6,9e+04	5,79	0,00		
	[Fe/H]	-2,2e+05	7,0e+04	-3,06	0,00		
	$T_{ef} \log{(g)}$	-5,7e+01	1,8e+01	-3,18	0,00		
	$T_{\rm ef}[{\rm Fe}/{\rm H}]$	8,5e+00	2,2e+01	0,40	0,69		
	$\log{(g)}[Fe/H]$	-7,5e+04	1,6e+04	-4,84	0,00		
Pagião P	${ m T_{ef}}^2$	1,1e+00	2,9e-02	39,28	0,00		
Regiao R ₄	$\log (\mathrm{g})^2$	-7,7e+04	7,0e+03	-10,95	0,00		
	$[Fe/H]^2$	-2,2e+05	1,4e+04	-15,61	0,00		
	${T_{ef}}^2 \log{(g)}$	-9,2e-03	1,3e-03	-6,97	0,00		
	${\rm T_{ef}}^2 [{\rm Fe}/{\rm H}]$	1,9e+01	1,3e+00	14,80	0,00		
	$\log{(g)^2 T_{ef}}$	1,9e+01	1,3e+00	14,76	0,00		
	$\log (g)^2 [Fe/H]$	-3,4e+03	1,6e+03	-2,08	0,04		
	$[Fe/H]^2T_{ef}$	5,4e+01	2,5e+00	21,88	0,00		
	$T_{ef} \log (g) [Fe/H]$	2,0e+01	1,5e+00	13,14	0,00		
	${ m T_{ef}}^3$	-5,3e-05	1,7e-06	-30,32	0,00		
	$[Fe/H]^3$	1,2e+04	3,9e+03	2,99	0,00		

Tabela 4.4: Tabela com os coeficientes do modelo reduzido. O termo $T_{ef}[Fe/H]$ possui 70% de probabilidade de ser insignificante estatísticamente para o ajuste (baseados no método OLS) e isso traria a possibilidade de rejeitá-lo de acordo com o critério de seleção C. No entanto, esta não foi removida porque violaria a hierarquia das variáveis.

Na figura 4.7 mostramos o impacto dos erros observacionais na distribuição de fluxos absolutos totais, $\bar{F}_C(T_{ef}\pm\sigma_{T_{ef}}, \log (g)\pm\sigma_{\log (g)}, [Fe/H]\pm\sigma_{[Fe/H]})$. Geramos 10⁴ simulações de Monte Carlo para \bar{F}_C baseadas nas incertezas observacionais dos parâmetros atmosféricos ($\sigma_{T_{ef}} = 50$ K, $\sigma_{\log (g)} = 0.2$ dex, $\sigma_{[Fe/H]} = 0.1$ dex). Por fim, calculamos o desvio-padrão ($\sigma_{parâmetros}$) da distribuição de fluxos totais mostrada na figura 4.7 e encontramos valores típicos de 1,3 × 10⁵ erg cm⁻² s⁻¹.

Ao propagarmos somente os erros referentes à temperatura efetiva nos fluxos absolutos, teremos desvios da ordem de $1,2 \times 10^5$ erg cm⁻² s⁻¹, o que corresponde a aproximadamente 95% de $\sigma_{\text{parâmetros}}$, evidenciando a grande importância da determinação acurada deste parâmetro em nossas análises.

Pela figura 4.8, vemos uma clara tendência de queda nas incertezas à medida que aumentamos a quantidade de parâmetros dos modelos regressivos. Os erros da aproximação cúbica encontram-se em torno de 1% das estimativas de fluxo cromosférico enquanto os modelos quadráticos apresentam erros significativamente inferiores aos lineares que apresentam valores típicos de $\approx 5\%$ e 30%, respectivamente. De acordo com Kass & Raftery (1995), na comparação



Figura 4.7: Influência dos erros observacionais nos valores preditos pelo modelo teórico de fluxo absoluto. Geramos a distribuição de fluxos absolutos totais de 10^4 simulações de Monte Carlo, baseadas nas incertezas de T_{ef}, log (g) e [Fe/H]. O desvio típico encontrado é de $\approx 1.3 \times 10^4$ erg cm⁻² s⁻¹

entre dois modelos M_1 e M_2 , se a diferença dada por

$$\Delta BIC(M_1, M_2) = BIC(M_1) - BIC(M_2) \gtrsim 6, \tag{4.27}$$

existe uma forte tendência a se favorecer o M_2 por ser mais adequado. Caso essa diferença seja inferior a 2, os dois modelos são semelhantes. Podemos observar na figura 4.8 que $\Delta BIC(M_{Quad}, M_{Cub}) \approx 500$. Logo, segundo o critério BIC, os modelos cúbicos são melhores que os quadráticos, porém entre os completos e reduzidos a diferença varia entre 5 e 15 (tabela 4.5). Sendo assim, temos um indício adicional de que os modelos reduzidos cúbicos são mais adequados para cada região de referência.

Complementamos nosso estudo sobre a adequabilidade dos modelos regressivos investigando o índice (critério) C_p de cada um dos modelos reduzidos calculados via *Stepwise*. Esse índice é interessante pois podemos avaliar rapidamente o grau de viés de um dado modelo em comparação com outro de referência, neste caso escolhido como cúbico completo. Comparamos os índices C_p em cada caso pela equação:

$$C_{p} = \frac{SQE(MR)}{SQE(M)/g.l(M)} - (m - 2n)$$
(4.28)

Com os valores C_p calculados e representados na figura 4.9, pudemos extrair mais informações comparativas dos modelos. O segmento verde representa a bissetriz dada por $C_p = n$. Modelos



Figura 4.8: Comparação entre modelos completos e reduzidos pelo metodo *Stepwise*. A diferença entre BIC(M_{Quad}) e BIC(M_{Cub}) é de ≈ 500 enquanto os erros de regressão diferem em torno de 10⁴ erg cm⁻²cm⁻¹.

Região	$\Delta BIC(M_{completo}, M_{reduzido})$
R_1	5,7
R_2	5,4
R_3	5,7
R_4	11,2
R_5	11,2
R_6	11,1
R_7	0,0
R_8	0,0
R_9	0,0
R_{10}	15,9
R_{11}	4,7
R_{12}	10,8
R_{13}	5,1
R_{14}	5,5
R_{15}	5,2

Tabela 4.5: Comparação entre os BICs dos modelos completos e reduzidos cúbicos. As regiões 7 a 9 não sofreram remoção de variável, razão pela qual a diferença entre os valores BIC é nula. Vemos que nas regiões de referência onde houve remoção de variáveis, o BIC diminuiu entre 4,7-15,9, o que nos diz que existe um forte indicativo de que os modelos reduzidos são mais adequados que os completos.

próximos ou abaixo dessa linha apresentam pouco viés, sendo classificados como os de melhor desempenho no ajuste. Em especial, os modelos cúbicos reduzidos (cruz vermelha) reúnem o mesmo poder de ajuste dos completos (quadrado azul) além de apresentar a vantagem de conter um menor número de termos.

À luz de todos os testes apresentados e fundamentados pelas pressuposições do método regressivo OLS, temos fortes argumentos para descartar os modelos completos e reduzidos fornecidos pelas aproximações lineares e quadráticas. Julgamos que nenhuma delas é capaz de fornecer resultados mais robustos que a aproximação cúbica. Deste modo, baseamos nossos cálculos definitivos do fluxo absoluto teórico no contínuo estelar ($\bar{F}_C(T_{ef}, \log (g), [Fe/H])$) nos valores preditos pelos modelos cúbicos reduzidos adaptados à cada região de referência específica.

Uma vantagem já discutida neste capítulo é a grande quantidade de regiões de referência. Nesta etapa, o bom número delas será de grande utilidade pois poderemos, sem grandes prejuízos, descartar aquelas que apresentarem algum comportamento sistemático indesejável e, ainda assim, permanecer providos de um número razoável de regiões de referência remanescentes. Sendo assim, em cada uma delas, comparamos valores de \bar{F}_C frente a seu respectivo valor médio $\langle \bar{F}_C \rangle$. Observamos que os fluxos absolutos totais calculados nas regiões de referência R_1, R_2, R_3 e R_4 eram sistematicamente inferiores à medida de fluxo médio. Já os fluxos absolutos totais provenientes das regiões $R_8, R_9, R_{12}, R_{13}, R_{14}$ e R_{15} apresentavam estimativas de fluxo totais abaixo dos valores médios $\langle \bar{F}_C \rangle$. A partir da figura 4.10 podemos detectar estes



Figura 4.9: A linha contínua verde representa $C_p =$ número de parâmetros do modelo. Vemos que os modelos reduzidos (cruz vermelha) além de apresentarem menos termos compartilham do mesmo poder de ajuste dos modelos completos (quadrado azul). Realizamos esta mesma análise para as aproximações lineares e quadráticas e encontramos valores C_p muito superiores a seus respectivos números de parâmetros (C_p (Linear) $\approx 10^5$ e C_p (Quadrático) $\approx 10^3$.)

comportamentos descritos acima. É possível perceber também que os fluxos das regiões R_5 , R_6 , R_7 , R_{10} e R_{11} expõem somente flutuações em torno da bissetriz dada por $\langle \bar{F}_C \rangle$. Portanto, a partir desta análise, descartamos àquelas que demonstravam algum comportamento sistemático indesejável, restando um conjunto de 5 janelas de contínuo que possibilitavam estimativas independentes do fluxo absoluto total em cada linha do tripleto do Ca II (equação 4.6). Mostramos na tabela 4.6 as regiões de referência selecionadas.

Regiões Utilizadas	Comprimento de Onda (Å)
R_5	8507,50 a 8509,00
R_6	8577,50 a 8581,00
R_7	8577,50 a 8578,50
R_{10}	8617,00 a 861850
R_{11}	8619,70 a 8621,00

Tabela 4.6: Tabela com as regiões de referência utilizadas no cálculo dos fluxos absolutos totais finais. Selecionamos aquelas que não apresentavam comportamento sistemático em relação à média de fluxo absoluto total.

4.1.4 Fluxos Absolutos Totais

Voltando à equação 4.6, restou determinar o termo $\frac{f_L(\Delta\lambda_L)}{f_C(\Delta\lambda_C)}$ por integrações numéricas nos espectros observados. Pela tabela 4.1 são fornecidos os $\Delta\lambda_C$ para cada região de referência deixando as larguras das bandas de integração $\Delta\lambda_L$ ao redor do centro das linhas do tripleto como parâmetros a serem determinados.

Como vimos no primeiro capítulo, o centro de linhas espectrais intensas compreende informações físicas das camadas mais externas das atmosferas estelares. Em torno desta região de grande opacidade, o fluxo emergente torna-se fruto do emaranhamento entre duas componentes fisicamente distintas, a fotosférica, produto das camadas mais internas da atmosfera, e a de origem predominantemente cromosférica, que consideraremos como resultante do aquecimento magnético já descrito anteriormente. É exatamente o centro de linhas intensas que torna a cromosfera mais visível, visto que nesse ponto do perfil a contribuição fotosférica fica minimizada.

Sendo assim, procuramos por assinaturas da componente cromosférica ao redor do centro das linhas do tripleto. Na figura 4.11 mostramos dois espectros de razão construídos a partir de uma estrela ativa cromosfericamente e outra inativa. As estrelas foram escolhidas por possuirem parâmetros atmosféricos muito semelhantes. Desse modo, o perfil das linhas do tripleto deve ser muito semelhante nas duas estrelas, a menos do nível de atividade cromosférica. Nos dois espectros de razão mostrados, podemos identificar dois regimes distintos conectados por uma transição suave. O primeiro, e mais evidente, demonstra um contraste acentuado na razão de fluxo, sugerindo que em menores profundidades ópticas (maiores altitudes) exista um mecanismo físico adicional (cromosférico) ao segundo regime traduzido pelo comportamento aproximadamente constante (fotosférico). Observamos que o espectro de razão construído da base LNA, apresenta uma transição menos suave que o da base FEROS. Interpretamos isto como resultado da configuração instrumental distinta entre as bases de dados. No caso da base LNA, temos resolução e amostragem inferior aos dos espectros FEROS. Veremos mais à frente que essa característica dificultará a determinação precisa da largura do intervalo de integração dos espectros LNA.

Face aos problemas atrelados à arbitrariedade que incide sobre a determinação do intervalo exato onde a componente cromosférica se situa predominantemente sem grande influência dos processos de origem térmica (fotosférica), escolhemos um amplo conjunto de estrelas ativas e inativas (7 pares para base FEROS e 4 para base LNA) e calculamos seus respectivos fluxos absolutos totais. Como não possuíamos qualquer valor inicial razoável da largura do intervalo de integração, cobrimos todas as possibilidades de valores $\Delta \lambda_L$. Escolhemos um extenso domínio indo desde larguras que evidentemente apresentam alto contraste na razão de fluxo (0,8 Å) até o limite superior (4,0 Å) claramente dominado pela componente fotosférica. Nas sucessivas integrações numéricas, adotamos passos de 0,05 Å, a fim de garantir um comportamento









Figura 4.10: Para cada região de referência, estimamos o comportamento sistemático comparando cada estimativa de fluxo absoluto total com seu valor médio. As melhores regiões de referência em nossa análise apresentam comportamento aproximadamente randômico em torno da média como em (d), (e), (f), (g) e (h). O comportamento sistemático como em (a), (b) e (c) foi determinante na exclusão destas regiões de referência.



Figura 4.11: Dois espectros (λ 8662 e λ 8542) de razão entre estrelas ativas e inativas. construídos a partir de uma estrela ativa cromosfericamente e outra inativa. O de cima corresponde aos dados FEROS, o de baixo aos dados LNA.

contínuo, o que facilita a obtenção de informações acerca da evolução do fluxo absoluto total com a largura do intervalo de integração. A partir desses cálculos, para cada par de estrelas, efetuamos a razão de fluxo absoluto total (\mathcal{R}) e gradiente de primeira ($\nabla \mathcal{R}$) e segunda ordem ($\nabla^2 \mathcal{R}$) desta razão representados matematicamente pelo conjunto de equações

$$\langle \mathcal{F}_L(\Delta \lambda_L^j) \rangle = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^{i=5} \frac{f_L(\Delta \lambda_L^j)}{f_C(\Delta \lambda_C^i)} \mathcal{F}_C(\Delta \lambda_C^i), \qquad (4.29)$$

$$\mathcal{R}_{j} = \frac{\langle \mathcal{F}_{L}(\Delta \lambda_{L}^{j}) \rangle^{Ativa}}{\langle \mathcal{F}_{L}(\Delta \lambda_{L}^{j}) \rangle^{Inativa}}$$
(4.30)

O fluxo médio é dado pelas 5 regiões de referência (R_i) escolhidas para uma determinada banda de integração $(\Delta \lambda_L^j)$ ao redor do centro de cada linha do tripleto. Os resultados são mostrados na figura 4.12. Duas conclusões importantes podem ser retiradas destas figuras:

- No sentido horizontal do gráfico, observa-se a clara diminuição na razão de fluxo absoluto a medida que alargamos o intervalo de integração ao redor das linha do tripleto. Interpretamos esse comportamento como uma diluição suave da componente cromosférica frente à fotosférica. Esse resultado é interessante pois, através do estudo das variações dessa taxa, poderemos criar um critério de determinação da largura de integração baseados tanto nos conceitos físicos, representados nas duas componentes que estão presentes, quanto matemático, identificando regiões onde teremos a componente cromosférica maximizada em comparação com a fotosférica. Idealmente, esse emaranhamento poderia ser desfeito caso conhecêssemos precisamente a distribuição de fluxo advindo das camadas fotosféricas, conhecimento este que está longe de ser bem estabelecido. Como consequência desta grande limitação teórica, seremos levados à adoção de métodos empíricos de correção do fluxo térmico possuidores de um inevitável grau de arbitrariedade e, em princípio, dependente das características dos espectros utilizados.
- O efeito comparativo do contraste cromosférico sintetizado na razão de fluxo aplicado aos diferentes pares de estrelas é gradativamente removido à medida que estudamos as derivadas de *R*, inserindo todos os pares aproximadamente em uma mesma escala. Essa característica facilita a identificação de diferentes regimes que possam atuar no fluxo absoluto. Com auxílio da figura 4.12 percebe-se que aproximadamente após 2,0 Å, todos os pares adquirem a mesma taxa de diluição da componente cromosférica. Esse resultado está em pleno acordo com a estimativa visual dos espectros de razão em Linsky *et al.* (1979).

Realizamos o mesmo procedimento para os espectros da base LNA. Aparentemente os efeitos instrumentais (presumivelmente a amostragem pior) tornam a evolução da razão de fluxo







Figura 4.12: Em (a) e (b) são mostrados a evolução da razão de fluxo em função da largura do intervalo de integração ao redor do centro da linha λ 8498. Em (c) e (d) temos o gradiente da razão de fluxo em função da largura do intervalo de integração ao redor das linhas do tripleto. Para (e) e (f), a derivada de segunda aplicada aos espectros FEROS aponta uma transição que conecta dois regimes em torno de $\Delta\lambda = 2,0$ Å o cromosférico à esquerda e o fotosférico à direita. Desta forma, nos espectros FEROS, arbitramos que a componente cromosférica estaria completamente contida em até de 2,0 Å. Na base LNA, a partir de (d), identificamos um intervalo ótimo ligeiramente superior em 2,2 Å.

frente ao aumento da largura da banda de integração mais suave dificultando a aplicação deste método. Mas, mesmo assim, foi possível identificar a necessidade de um maior intervalo de integração dos espectros LNA, arbitrados em 2,2 Å. A partir desses valores, pudemos calcular pela equação 4.6 os fluxos absolutos totais definitivos em cada linha do tripleto.

Ressaltamos que, até o presente momento, nossos objetivos foram apenas maximizar a componente cromosférica sem introduzir demasiadamente fluxo de origem puramente fotosférica, tendo como produto final a grandeza $\langle \mathcal{F}_L(\Delta \lambda_L) \rangle$ (Cromosfera + Fotosfera).

Para obter o máximo proveito da nossa amostra, é necessário realizar uma conversão entre as bases de dados para uma mesma escala de fluxos absolutos totais. Para isso, selecionamos somente as estrelas presentes em ambas bases de dados e, para as diferentes combinações de larguras do intervalo de integração, recalculamos o $\langle \mathcal{F}_L(\Delta \lambda_L) \rangle$ de cada estrela selecionada e, em seguida, efetuamos uma regressão linear tendo as estimativas referentes à base FEROS como variável dependente,

$$\langle \mathcal{F}_{L}^{\text{FEROS}}(\Delta \lambda) \rangle = a \langle \mathcal{F}_{L}^{\text{LNA}}(\Delta \lambda_{L}) \rangle + b.$$
 (4.31)

Dessa forma, pudemos mapear a discrepância (D) na calibração utilizada para as linhas λ 8498 e λ 8662[‡] que é definida por

$$D = \sigma_{\rm LNA-FEROS} / \langle \mathcal{F}_{\mathcal{L}}(\Delta \lambda_{\rm L}) \rangle^{\rm tip}, \qquad (4.32)$$

onde $\sigma_{LNA-FEROS}$ é o erro referente à equação de calibração 4.31 e $\langle \mathcal{F}_{\mathcal{L}}(\Delta \lambda_L) \rangle^{\text{tip}}$, o valor típico de fluxos absolutos totais calculamos para a amostra selecionada. Através do mapa de cor presente na figura 4.13, avaliamos as discrepância para todas as combinações de $\Delta \lambda_L$. No sentido crescente de D, temos a cor azul situada aproximadamente na região onde as bandas de integração possuem a mesma largura (D \approx 1-2%) enquanto as regiões vermelha e cinza apresentam discrepâncias superiores (D \approx 2,5-3%).

Nossa escolha anterior das larguras de integração ($\Delta \lambda_L^{FEROS} = 2,0$ Å e $\Delta \lambda_L^{LNA} = 2,2$ Å) leva a valores $\sigma_{LNA-FEROS} \approx 5,5 \times 10^4$ erg.cm⁻²s⁻¹ que representa $D \approx 1\%$. Mostramos na figura 4.14, os ajustes utilizados na conversão final e, na tabela 4.7, os valores de cada coeficiente empregados nas regressões dos fluxos absolutos totais das linhas λ 8498 e λ 8662.

	coeficiente angular (a)	coeficiente linear (b)	$\sigma_{LNA-FEROS}$	R^2
$\lambda 8498$	0,886	-16351	5,7E4	0,996
$\lambda 8662$	0,863	-10030	5,2E4	0,995

Tabela 4.7: Conversão dos fluxos absolutos totais da base LNA para FEROS.

[‡]Para a linha λ 8542 não foi necessário realizar a a calibração visto que ela não está presente nos espectros da base FEROS (capítulo 4)



Figura 4.13: Erros envolvidos na conversão entre as bases de dados. A região azul, situada ao redor da relação 1:1 entre as bases de dados, apresenta os menores discrepâncias na etapa de conversão. Na parte superior para λ 8498 e a inferior para λ 8662.



Figura 4.14: São mostrados os ajustes utilizados na conversão dos fluxos absolutos totais da base LNA para a FEROS. Na parte superior para λ 8498 e a inferior para λ 8662. O segmento azul é a bissetriz da relação entre os fluxos absolutos totais, o vermelho é a reta referente à calibração entre as bases de dados e os intervalos inferior e superior de confiança (95%) são representados pelo segmento preto.

Alguns espectros em nossa amostra apresentavam múltiplas observações. Apesar de algumas estrelas serem observadas ao longo de 6 anos, não foi possível quantificar a influência da modulação dos ciclos de atividade magnética. Então, qualquer variabilidade detectada será interpretada como resultado das incertezas propagadas pelos procedimentos de redução bem como pequenas diferenças instrumentais entre cada uma das missões de observação. Tais diferenças são supostas aleatórias e acometem a precisão da escala de fluxo absoluto calculados nos espectros observados deslocando-a para valores maiores ou menores, podendo ser estimadas através da repetibilidade. Calculamos os fluxos absolutos totais dessas estrelas com observações repetidas e encontramos, tipicamente, valores entre $\approx 1-2 \times 10^4$ erg cm⁻² s⁻¹. Estes valores aliados às incertezas derivadas nas regressões (σ_{reg} e $\sigma_{parâmetros}$) fornecem erros totais (σ_{Total}) § de \approx 1,3-1,4 $\times 10^5$ erg cm⁻² s⁻¹.

	Erros (erg cm ^{-2} s ^{-1})						
	repetibilidade (σ_{rep}) $\sigma_{parâmetros}$ σ_{reg} $\sigma_{LNA-FEROS}$ σ_{Total}						
8498-8662	2E4	1,3E5	3E3	5,5E4	1,42E5		
8498-8662	2E4	1,3E5	3E3	0	1,32E5		
8542	1E4	1,3E5	3E3	0	1,3E5		

Tabela 4.8: Tabela com erros envolvidos na análise. As segunda e terceira colunas referem-se respectivamente aos erros derivados a partir da repetibilidade das observações e injeção dos erros de parâmetros atmosféricos nos modelos regressivos. A quarta coluna trata dos erros médios dos ajustes adotados nas regiões de referência. A quinta coluna mostra os erros aditivos na conversão entre as bases de dados. Na sexta coluna são mostrados os erros totais derivados por quadratura que são $\approx 1,3-1,4$ erg cm⁻² s⁻¹.

Adicionalmente aos fluxos absolutos totais do tripleto infravermelho do Ca II, calculamos as perdas radiativas das linhas H & K conforme a maneira exposta no anexo A.

[§]Propagamos os erros fornecidos na tabela 4.8 por quadratura.

4.1.5 A Correção Fotosférica

Sabemos que o intervalo escolhido abrange completamente a contribuição cromosférica no fluxo total, mas também inclui alguma contaminação fotosférica que deve ser devidamente removida. A principal dificuldade em medir-se o fluxo cromosférico em linhas fotosféricas intensas reside no fato de que a grandeza desejada é a pequena diferença entre duas grandezas grandes que são o fluxo absoluto total e o fluxo absoluto puramente fotosférico. Como foi enfatizado em discussões anteriores, o desconhecimento da distribuição do fluxo absoluto fotosférico impõe a adoção de métodos de correção que carregam uma parcela de arbitrariedade. Nos próximos parágrafos discutiremos brevemente algumas técnicas empregadas nesta tarefa.

A partir dos trabalhos de Rutten (1984) e Noyes *et al.* (1984) foi possível obter um índice normalizado de atividade cromosférica independente do tipo espectral estelar (em primeira ordem), o R'_{HK} ($\mathcal{F}_{HK}/\sigma_B T_{ef}^4$). A vantagem desse procedimento se dá pela grande base de dados disponível principalmente devido às observações sistemáticas realizadas ao longo de 3 décadas pelo projeto MW. A abordagem consiste em supor que o fluxo total observado nas linhas H & K do Ca II (\mathcal{F}_{HK}) pode ser decomposto em duas funções independentes

$$\mathcal{F}_{\rm HK} = \text{Função}(\text{Cromosfera}) \times \sigma_{\rm B} T_{\rm ef}^4 \tag{4.33}$$

que, ao normalizarmos pela contribuição radiativa, resulta em um índice corrigido deste efeito. Não são necessárias subgigantes e/ou estrelas inativas para subtração do fluxo fotosférico, porém, devido ao fato de ser um índice normalizado, dificulta a interpretação física e a comparação com valores preditos pelos modelos de atmosferas.

Utilizando o tripleto infravermelho do Ca II, Chmielewski (2000), sem efetuar a correção fotosférica, detectou um considerável correlação do grau de depressão de cada linha espectral (D) com R'_{HK} . Busà *et al.* (2004) utilizou síntese não-ETL dos perfis das linhas do tripleto e calculou dois índices distintos para o tripleto, o R_{IRT} ,

$$R_{IRT} = D(NLTE) - D(OBS)$$
(4.34)

e a largura equivalente residual (ΔW_{IRT}) calculada no centro de cada linha do tripleto, dada pela diferença entre os perfis téoricos (EQW(NLTE)) e os observados (EQW(OBS))

$$\Delta W_{\rm IRT} = EQW(\rm NLTE) - EQW(OBS)$$
(4.35)

Destes índices, o último apresenta uma maior correlação com R'_{HK} . A desvantagem desta análise é que os valores encontrados em ambos índices não representam as reais perdas radiativas cromosféricas.

Anteriormente, Linsky *et al.* (1979) utilizando dois métodos distintos de subtração do fluxo fotosférico obteve considerável correlação das perdas radiativas entre as linhas H & K e o tri-

pleto do Ca II. O primeiro objetivou estimar a contribuição cromosférica através de comparações com perfis da λ 8542 calculado em equilíbrio radiativo. O segundo método, inspirado em Wilson (1968), foi construído baseando-se na comparação entre as estrelas mais e menos ativas. A partir destas, foi construído uma função representadora das perdas radiativas cromosféricas mínimas em função do índice de cor (V-I).

A grande dificuldade deste método é determinar precisamente quais estrelas são adequadas para se estabelecer um nível mínimo de atividade magnética. Com isso, é imprescindível povoar a amostra com um número significativo de estrelas evoluídas para as quais esperamos perdas radiativas cromosféricas sistematicamente inferiores devido ao histórico de perda de momento angular. Cabe ressaltar que esse processo é facilitado em amostras como a nossa pela boa caracterização dos parâmetros fundamentais como temperaturas efetivas e luminosidade intrínseca. Por outro lado, é evidente que este método é arbitrário e fortemente dependente da amostra que está sendo utilizada. Ele estabelece um valor de perda radiativa cromosférica nula para estrelas que apresentam um nível mínimo de atividade para um certo valor de temperatura efetiva, sendo que em princípio, esse valor não é zero visto que não deve existir atividade cromosférica nula.

Pasquini & Palavicinni (1991) (daqui por diante, PP91) baseando-se em Linsky *et al.* (1979) e Wilson (1968) adotaram para os fluxos absolutos totais em H α correções de cor B – V (figura 5 de PP91). Adicionalmente, aplicaram uma interessante mudança de escala nos fluxos cromosféricos H α a partir da comparação direta com os derivados das linhas H & K do Ca II. Para que isto fosse possível, arbitraram a existência de uma relação linear direta dada por $\mathcal{F}'_{H\alpha} \propto \mathcal{F}'_{HK}$ e, em seguida, extrapolaram o valor da variável dependente para $\mathcal{F}'_{H\alpha}(\mathcal{F}'_{HK} = 0)$. A partir deste valor, realizaram uma nova correção $\mathcal{F}''_{H\alpha} = \mathcal{F}'_{H\alpha} - \mathcal{F}'_{H\alpha}(\mathcal{F}'_{HK} = 0)$, estabelecendo uma nova escala de ponto zero para os fluxos cromosféricos H α que representa a abstração de estrela com cromosfera completamente inativa.

Algumas considerações podem ser feitas acerca do procedimento realizado por PP91. A relação direta entre os indicadores cromosféricos é discutível, principalmente quando eles são formados sobre condições físicas distintas como H α e H & K. No próximo capítulo, apresentaremos as relações entre os fluxos cromosféricos e, adiantando a discussão, concluímos que existe um grande espalhamento quando comparamos estes indicadores. Além disso, não é garantido que à medida que reduzimos os valores de fluxo cromosférico H & K, tenhamos a resposta semelhante em H α , como veremos no próximo capítulo, ou seja, não é possível determinar se esses dois fluxos cromosféricos vão a zero juntos em estrela muito inativas. Talvez, esse procedimento seja melhor adequado se compararmos as linhas do Ca II no ultravioleta e no infravermelho.

Inspirados por esses trabalhos empíricos, esperamos que exista uma forte correlação entre o fluxo absoluto total derivado das linhas do tripleto (\mathcal{F}) e parâmetros intimamente relacionados

à estrutura estelar. Dessa forma, na figura 4.15, investigamos a influência dos processos puramente térmicos. Felizmente, sem muito esforço visual, é possível detectar duas componentes principais, uma positivamente correlacionada com a temperatura efetiva, enquanto a outra pode ser descrita como um espalhamento em torno da primeira componente. A interpretação deste resultado é direta: a temperatura efetiva é fortemente conectada a processos radiativos, bem como à deposição de energia acústica basal na cromosfera. Supondo que haja uma superposição linear dos dois comportamentos distintos encontrados, a segunda componente que é minimamente correlacionada com a temperatura efetiva é interpretada como o fluxo de origem não-térmica, ou seja, o fluxo cromosférico. Como estamos interessados puramente na remoção completa da componente fotosférica, arbitramos um envoltório de mínima atividade magnética dado pelas subgigantes mais inativas da amostra. É interessante observar que do mesmo modo encontrado em Lyra & Porto de Mello (2005) e Ferreira (2010), para H α , o envoltório é sistematicamente povoado por subgigantes, conforme a expectativa da evolução estelar e rotacional desta classe de estrelas. Nelas, acreditamos que a eficiência do dínamo traduzida em aquecimento cromosférico seja comparativamente muito inferior às demais estrelas. A partir desse envoltório, pudemos subtrair a componente térmica pelas relações

$$\mathcal{F}(\text{total}) = \mathcal{F}(\text{fotosférico}) + \mathcal{F}(\text{cromosférico})$$
(4.36)

que isolando o fluxo cromosférico, temos

$$\mathcal{F}(\text{cromosférico}) = \mathcal{F}(\text{total}) - \mathcal{F}(\text{fotosférico})$$
(4.37)

Enfatizamos que, similarmente aos índices adimensionais como R'_{HK} , nossos procedimentos estão calcados na hipótese de que, em primeira ordem, a influência da fotosfera nos fluxos absolutos totais seja manifestada matematicamente de forma separável e dependente de um único parâmetro, a temperatura efetiva. Dada a falta de argumentos teóricos sólidos sobre uma série de processos envolvendo desde a geração do campo magnético até sua dissipação em energia não-térmica nas altas atmosferas, não há evidências concretas para acreditarmos na melhor adequabilidade de uma determinada abordagem sobre as demais (Rutten & Schrijver, 1987). Contudo, espera-se somente que cada um dos métodos de subtração da componente fotosférica ofereçam resultados fisicamente coerentes.

Com esse pensamento, adotamos testes com objetivo de obter a máxima correlação entre os fluxos cromosféricos obtidos de acordo com a correção descrita acima e a idade. Partimos de funções para ajustes ($T_{ef} \times \mathcal{F}(total)$) de primeira até a quarta ordem. Na figura 4.15 mostramos algumas possibilidades testadas. Cada uma das possíveis funções foi aplicada em diversos conjuntos de subgigantes inativas. Como resultado final, escolhemos uma parábola (linha contínua preta) e aplicamos a correção fotosférica para cada estrela da amostra

$$\mathcal{F}(\text{cromosférico}) = \mathcal{F}(\text{total}) - (a + b \cdot T_{\text{ef}} + c \cdot T_{\text{ef}}^{2})$$
(4.38)

Indicador Cromosférico	a	b	С
8498	-136,70	38,48E-3	-0,94E-6
8542	-92,71	26,01E-3	-0,41E-6
8662	-205,50	66,4E-3	-0,41E-6
H & K	-8,91	-4,74E-03	1,52E-06

Mostramos na tabela 4.9, os coeficientes da equação 4.38 para cada linha do Ca II. Os fluxos absolutos totais e os cromosféricos adotados das linhas do Ca II estão listados no anexo C.

Tabela 4.9: Coeficientes do polinômio de segundo grau envolvido na subtração de fluxo fotosférico das linhas do Ca II.

Calcados nos ajustes a partir das estrelas mais inativas da amostra, o grau de arbitrariedade na escolha da forma funcional do fluxo fotosférico provoca impactos mínimos nos fluxos cromosféricos. Entre os ajustes mais adequados, a correlação não paramétrica (coeficiente ρ de *Spearman*) com idade varia em torno de 3%, não comprometendo nossas conclusões finais. A estrela de maior massa da nossa amostra, a HD 36553 (M \approx 1,6 M_{\odot}), posiciona-se abaixo do envoltório de fluxo mínimo escolhido. Esta estrela além de sua massa ser consideravelmente superior à das demais, provavelmente é binária (Eggleton & Tokovinin, 2008). Se ajustássemos um envoltório contabilizando esta estrela, como pode ser visto na figura 4.15, superestimaríamos os fluxos cromosféricos das estrelas de maior massa, o que não é razoável fisicamente. Adicionalmente, como só possuímos uma observação desta estrela e ela não se encontra na base de dados de medidas de fluxos cromosféricos das linhas H & K para comparação, preferimos desconsiderá-la de nossa análise. Mostramos na tabela C.1 do anexo C, os fluxos absolutos totais e cromosféricos para toda amostra utilizada neste trabalho. Neste capítulo, apesar da grande quantidade de métodos utilizados que culminaram na obtenção dos fluxos absolutos cromosféricos, simplificadamente podemos dividir nossa análise em 3 passos:

1) Cálculo do fluxo absoluto total. Através da relação 4.6, dividimos esta etapa em duas partes.

A primeira delas diz respeito à parte observacional, derivada dos espectros observados, enquanto a segunda advém das regressões múltiplas realizadas nos espectros teóricos:

- Para as integrações numéricas realizadas nos espectros observados, adotamos larguras da banda de integração do fluxo absoluto total no centro das linhas do tripleto, para base FEROS, em $\Delta \lambda = 2,0$ Å, e para a base LNA de $\Delta \lambda = 2,2$ Å.
- Calculamos os fluxos absolutos totais no contínuo estelar através de modelos regressivos cúbicos adaptados a cada região de referência.

- 2) Com múltiplas estimativas do fluxo absoluto total fornecidas por cada região de referência, calculamos o fluxo médio total que compreende as contribuições cromosféricas e fotosféricas.
- 3) A partir do fluxo total, removemos a contribuição fotosférica a partir de um envoltório de atividade magnética mínima ditado por um conjunto de subgigantes menos ativas da amostra.

Na prática, devemos ter sempre em mente que todos os indicadores cromosféricos são métodos secundários bastante indiretos de aferição da atividade magnética estelar. Em muitos casos, dado a notável influência de parâmetros atmosféricos sobre o perfil da linha espectral, devemos tomar extremo cuidado nas conclusões tanto acerca da aplicabilidade destes indicadores quanto sua relação com o dínamo estelar. No próximo capítulo, abordaremos novamente este assunto, mostrando que parâmetros como metalicidade, massa ou índice de cor possuem influência direta nos indicadores podendo, introduzir vieses indesejáveis manifestados principalmente nas estrelas com baixo contraste cromosférico (inativas).





Figura 4.15: Envoltório de atividade magnética mínima dado pelas estrelas mais inativas de nossa amostra. São mostrados diferentes tipos de ajustes empregados em grupos distintos de estrelas inativas. Adotamos o polinômio representado pela linha tracejada e a partir da subtração desta função dependente da temperatura efetiva, obtivemos fluxos cromosféricos para a amostra disponível.

Capítulo 5

A Evolução da Atividade Cromosférica com as Idades Estelares: As Linhas do Ca II

Neste capítulo, como resultados finais da nossa análise, exploraremos a evolução temporal dos fluxos cromosféricos derivados das linhas espectrais do Ca II no infravermelho e ultravioleta. Por fim, discutiremos a influência de diversos parâmetros estelares fundamentais na evolução da atividade cromosférica, derivaremos relações dos fluxos cromosféricos das linhas do Ca II com a idade, e compararemos nossas novas calibrações com as já existentes na literatura.

5.1 As Relações Fluxo-Fluxo

As linhas ressonantes H & K do Ca II, fornecem valiosas informações sobre as condições físicas do plasma presente em grandes altitudes da atmosfera estelar. Como são colisionalmente controladas, estão intimamente conectadas com a temperatura eletrônica e, em resposta à quantidade considerável de energia introduzida na cromosfera pela dissipação de energia magnética, ocorre a reversão do perfil central. Essa característica não é compartilhada com H α , pois a mesma é marginalmente controlada por processos de fotoionização em estrelas não muito ativas como o Sol, apresentando uma crescente influência de efeitos colisionais somente à medida que consideramos estrelas extremamente ativas como as de tipo dMe, por exemplo.

Investigamos a relação destes indicadores com aqueles derivados das linhas $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662 Å. Chamaremos daqui por diante a expressão

$$\log(\mathcal{F}'_1) = a \log(\mathcal{F}'_2) + b \tag{5.1}$$

CAPÍTULO 5. A EVOLUÇÃO DA ATIVIDADE CROMOSFÉRICA COM AS IDADES ESTELARES: AS LINHAS DO CA II

de relações fluxo-fluxo em que, a partir delas, compararemos as perdas radiativas cromosféricas relativas. Apresentamos na tabela 5.1, os valores dos coeficientes envolvendo as relações entre os indicadores cromosféricos. Enfatizamos que as estrelas mais inativas envolvidas na subtração da componente fotosférica foram arbitradas como possuidoras de aquecimento magnético de origem cromosférica nulo e, por isso, descartamo-nas da análise feita neste capítulo. Pela figura 5.1, vemos que o tripleto e dubleto UV do Ca II são fortemente correlacionados ($R^2 \approx$ 0,6-0,8) além de apresentarem espalhamento em torno de 0,1-0,2 dex, valor este que, seguramente, compreende erros devido à variabilidade estelar além das incertezas propagadas nos dois indicadores. Em destaque, a linha mais opaca do tripleto, λ 8542, possui a maior correlação com H & K ($R^2 \approx 0.76$ e $\sigma \approx 0.18$). As subgigantes não foram envolvidas no ajuste, mas é possível perceber na figura 5.1 que a maioria delas permanece seguindo aproximadamente a mesma lei de potência das anãs. Esse resultado já era esperado visto que tanto o tripleto quanto H & K compartilham os mesmos níveis excitados $4^{2}P_{1/2}$ e $4^{2}P_{3/2}$. Entre as linhas $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662, identificamos, naturalmente, uma alta correlação variando em torno de ≈ 0.85 -0.9. Verificamos através do coeficiente angular da equação 5.1 que as perdas radiativas envolvidas individualmente nas linhas do tripleto são ligeiramente inferiores às observadas em H & K. No entanto, se consideramos a soma dos fluxos cromosféricos de cada linha do tripleto, atingiremos valores aproximadamente 2 vezes superiores ao dubleto do UV (Vernazza et al., 1981 e Dempsey, 1993) e comparáveis às perdas radiativas cromosféricas das linhas h & k do Mg II evidenciando a importância do tripleto no balanço de energia das cromosferas estelares. Observamos que os fluxos cromosféricos em H α apresentam uma correlação diminuída em relação às linhas do Ca II ($R^2 \approx 0,2$). No entanto, é possível identificar dois regimes distintos, o primeiro apresenta correlação nula e estende-se até $\approx 10^{5,6-5,7}$ erg cm⁻¹ s⁻¹ em H α . A partir desse nível, percebemos a volta de uma correlação significativa. Curiosamente, este intervalo de fluxo corresponde à idades cromosféricas entre 1-2 Gano. Pelas relações fluxo-fluxo aqui apresentadas, não pudemos confirmar a hipótese da relação direta entre H α as linhas do Ca II mencionadas no capítulo anterior. Possivelmente, existe a influência adicional da metalicidade. Verificamos essa hipótese detectando um visível correlação deste parâmetro com o desvio fornecido pelo ajuste $(\mathcal{F}'_{aiuste} - \mathcal{F}'_{observado})$, porém não está claro se esse resultado é um efeito dos dois regimes ou da metalicidade. Essa tendência indica que um fração não explicada dos modelos adotados possui dependência de um parâmetro que não foi contabilizado, logo existe a possibilidade desta variável desprezada ser significante estatisticamente. Mostramos na figura 5.2 que existe uma considerável correlação dos resíduos envolvidos na relação fluxo-fluxo construída a partir dos indicadores cromosféricos H α e H & K do Ca II com a [Fe/H] (ρ = 0,41). Analisamos essa hipótese com todos os indicadores estudados e só foi possível detectar importância da metalicidade quando o indicador cromosférico H α estava envolvido na relação. Dada a grande discrepância observada nas relações fluxo-fluxo com H α , é improvável que apenas a dependência da metalicidade explique esse comportamento inesperado. Existe a possibilidade, em H α , dos erros derivados na calibração de fluxo absoluto total e/ou subtração da componente fotosférica passem a ser dominantes em $\mathcal{F}'_{H\alpha} \approx 10^{5.6}$ erg cm⁻¹ s⁻¹, o que poderia explicar a clara insensibilidade deste indicador nesta faixa de atividade cromosférica. Uma outra hipótese poderia ser pelo fato das linhas do Ca II serem mais sensíveis à distribuição de temperatura na baixa cromosfera enquanto o centro da linha H α necessita maiores temperaturas e consequentemente maiores altitudes para se formar. Essa característica pode ser determinante quando estudamos estrelas inativas pois sua emissão cromosférica torna-se cada vez mais próxima às perdas radiativas basais provenientes de baixas altitudes na atmosfera estelar. Vemos que as linhas do Ca II são fortemente correlacionadas entre si ao longo de um extenso domínio de atividade cromosférica chegando até a faixa onde os erros observacionais passam a ser relevantes (parte inferior de cada diagrama). Os fluxos cromosféricos do tripleto, em especial a λ 8498 e λ 8662, parecem sustentar um claro decaimento até as cromosferas menos ativas de nossa amostra, sendo este, um indicativo da forte sensibilidade destes indicadores às estrelas menos magnetizadas.

\mathcal{F}_1	\mathcal{F}_2	a	σ_a	b	σ_b	σ_{ajuste}	R^2
$H\alpha$	H & K	0,16	0,03	4,80	0,17	0,17	0,17
$\mathbf{H}\alpha$	λ 8498	0,12	0,08	5,03	0,44	0,17	0,03
$\mathbf{H}\alpha$	λ 8542	0,14	0,10	4,90	0,57	0,19	0,05
$\mathbf{H}\alpha$	λ 8662	0,15	0,08	4,85	0,45	0,17	0,05
H & K	λ 8498	1,06	0,1	-0,19	0,56	0,22	0,58
H & K	λ 8542	1,14	0,09	-0,76	0,51	0,17	0,76
H & K	λ 8662	1,13	0,10	-0,66	0,56	0,21	0,61
λ 8662	λ 8498	0,91	0,03	0,58	0,20	0,08	0,88
λ 8662	λ 8542	0,82	0,05	1,01	0,26	0,08	0,86
λ 8542	λ 8498	0,89	0,06	0,68	0,33	0,12	0,82

Tabela 5.1: Tabela com os coeficientes das relações fluxo-fluxo. As linhas do Ca II são fortemente correlacionadas ao contrário de H α .










Figura 5.1: São mostradas as relações fluxo-fluxo entre os indicadores cromosféricos. As anãs são representadas pelos cículos pretos enquanto as subgigantes triângulos vermelhos. As linhas do Ca II são fortemente correlacionadas entre si. A correlação entre os indicadores envolvendo H α depende do nível de atividade cromosférica.



Figura 5.2: Investigamos a influência da metalicidade nas relações fluxo-fluxo entre H α e H & K. A tendência dos resíduos com a metalicidade pode ser observada.

5.2 A Relação Idade-Atividade

Em 1958, Parker propôs a existência dos ventos solares, atribuindo a este fenômeno a capacidade de retardar ao longo de centenas de milhões de anos a rotação solar. Adicionalmente, cogitou a possibilidade deste mecanismo ser aplicado de forma semelhante em estrelas estruturalmente semelhantes ao Sol.

Corroborando o mecanismo inicialmente proposto por Eugene Parker, Kraft (1970) detectou um forte tendência de queda na distribuição de velocidades rotacionais em estrelas de massa \leq 1,25 M/M_{\odot}. Acima deste valor limite, encontramos estrelas de alta rotação (vsin *i* = 40-150 km.s⁻¹) enquanto abaixo dele, estão estrelas de rotação cada vez menores ($vsin i = 25 \text{ km.s}^{-1}$). Como vimos no primeiro capítulo, o campo magnético medido nas estrelas de tipo solar é sustentado por um dínamo magnetohidrodiâmico (Parker, 1970). Como consequência deste efeito, existirão regiões da atmosfera estelar intensamente magnetizadas e outras nem tanto. Nestas regiões, a pressão do gás torna-se superior à magnética, possibilitando o surgimento de linhas de campo abertas (infladas) em que, a partir delas, o plasma é ejetado da estrela sendo obrigado a corrotacionar com as linhas de campo até grandes distâncias (Schatzman 1959, 1962). A corrotação do vento estelar está presente até uma distância da estrela denominada raio de Alfvén (r_A) onde a velocidade do som não é capaz mais de governar a dinâmica do vento, tornando-se inferior à velocidade de Alfvén ditada pela intensidade do campo magnético a esta distância. Com efeito, podemos formular matematicamente a perda de momento angular (\mathcal{L}) em função da quantidade de perda de massa que atravessa uma superfície caracterizada pelo raio de Alfvén (Weber & Davis, 1967)

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{L}}{\mathrm{dt}} \propto \frac{\mathrm{dM}}{\mathrm{dt}} \Omega r_{\mathrm{A}}^2 \tag{5.2}$$

onde $\frac{dM}{dt}$ é a taxa de perda de massa e Ω é a velocidade angular da estrela. A aparente simplicidade da expressão acima pode esconder a grande dificuldade em se calcular termos como r_A e M. Já o termo à esquerda da equação pode ser entendido como o torque total exercido sobre as camadas estelares mais externas. No Sol, o raio de Alfvén situa-se aproximadamente à distância de 30 R_{\odot} , podendo ser calculado caso conheçamos a evolução do campo magnético no passado (B(t)) que por sua vez é fortemente dependente da taxa de rotação Ω . Kraft (1970) apontou que estrelas pertencentes aos aglomerados abertos jovens (idades de algumas centenas de milhões de anos) apresentavam taxas de rotação sensivelmente superiores àquelas mais evoluídas, com alguns bilhões de anos. Esse resultado foi determinante no estudo da evolução rotacional de estrelas semelhantes ao Sol pois a razão desta diferença entre estrelas jovens e velhas só poderia ser explicada caso a perda de massa por fenômenos magnéticos superficiais fosse incluída. De acordo com Belcher & McGregor (1976), a escala de tempo de frenagem por ventos magnetizados é cerca de 10^3 vezes mais eficiente que nos casos não-magnéticos (10^8 anos para o caso magnético), tornando esse mecanismo determinante na taxa de perda de momento angular em estrelas de tipo tardio. Skumanich (1972) baseado em estrelas de aglomerados abertos como Plêiades ($\approx 10^8$ anos) e Híades ($\approx 0.6 \times 10^8$ anos) juntamente com o Sol (4.6×10^9 anos), encontrou uma relação direta entre a velocidade rotacional (Ω) e a idade estelar (t),

$$\Omega \propto t^{-1/2}.$$
(5.3)

A partir desta relação, com algumas poucas simplificações, podemos conectar a rotação estelar com a evolução temporal do momento angular já que

$$\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{dt}} \propto -\mathrm{t}^{-3/2} \propto -\Omega^3.$$
 (5.4)

Se admitirmos a estrela como um corpo rígido com momento de inércia (\mathcal{I}) constante ao longo da sequência principal, teremos

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{L}}{\mathrm{dt}} \propto \mathcal{I} \frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{dt}} \propto -\Omega^3.$$
(5.5)

Nesta abordagem, a taxa de frenagem é considerada como inversamente proporcional à rotação estelar. Portanto, estrelas mais jovens sofrem mais intensamente decréscimo rotacional em comparação com as mais evoluídas como o Sol, por exemplo. Ao adentrar na sequência principal, espera-se que a haja uma alta dispersão nas taxas rotacionais que suaviza-se ao longo das centenas de milhões de anos convergindo para a relação de Skumanich (MacGregor & Brenner, 1991). No entanto, sabemos através da girocronologia (Barnes, 2003) que essas relações são uma aproximação em primeira ordem para a evolução rotacional aplicadas às estrelas de índices de cor (B-V) semelhantes ao Sol. De forma fundamental o número de Rossby (equação 1.8), sintetizando a dependência da massa estelar (Durney & Latour, 1978) que pode ser relacionada com a eficiência convectiva, parece ser a variável chave que intermedia a evolução do momento angular com a cromosférica (Barnes & Kim 2010).

Dessa forma, iniciamos nossa investigação acerca da evolução temporal dos fluxos cromosféricos pela figura 5.3 na qual graficamos a relação idade-atividade das linhas do Ca II para o Sol, os algomerados abertos e os grupos cinemáticos. Na etapa de derivação das idades isocronais (capítulo 3), não foi possível determinar este parâmetro de forma confiável para as estrelas jovens pertencentes aos aglomerados Híades e Plêiades e o grupo Ursa Maior. A razão desta limitação se deve ao fato do método isocronal não ser otimizado para estrelas próximas à *ZAMS*. Portanto, a partir desta etapa atribuiremos à elas, idades canônicas derivadas de outros trabalhos. Para as Plêiades, Híades e o grupo Ursa Maior adotaremos idades respectivamente de 0,1 Gano (Schilbach *et al.* 1995), 0,3 Gano (Soderblom & Mayor, 1993) e 0,625 Gano (Perryman *et al.* 1998). Para o Sol, utilizaremos a idade isocronal derivada neste trabalho (4,59 Gano) que está de acordo com as determinações baseadas em meteoritos indiferenciáveis (4,57 Gano, Baker *et al* 2005).



O grupo cinemático HR 1614, desde o trabalho pioneiro de Eggen (1978) sugerindo a existência física do grupo, é alvo de diversos estudos tanto fotométricos quanto espectroscópicos. Infelizmente, a idade do grupo bem como a definição dos seus reais membros é ainda tema de debate. Dentre os trabalhos mais recentes, Feltzing & Holmberg (2000) (FH00) utilizando dados fotométricos, arbitram uma idade isocronal de 2 Gano para o HR1614, sem determinar claramente as incertezas inerentes à esta determinação. Hufnagel & Smith (1994) utilizaram fluxos cromosféricos das linhas espectrais do Mg II h e k e concluiram que o grupo provavelmente possui idade cromosférica ≥ 3 Gano em acordo com Eggen (1992) que, por sua vez, obteve idades entre 5 e 6 Gano. No entanto, FH00 argumentam que essa diferença de idade em comparação com Hufnagel & Smith (1994) deve-se a efeitos de metalicidade que afetam os



Figura 5.3: A relação idade-atividade para os diferentes indicadores cromosféricos do Ca II. O espalhamento após 2 bilhões de anos torna difícil a identificação de uma evolução temporal do fluxo cromosférico. As barras verticais correspondem a dispersão de fluxo para a idade considerada. As horizontais referem-se às incertezas típicas retiradas da literatura. Os pontos em que não há barra de erro vertical foram construídos com uma medida somente de fluxo absoluto cromosférico.

indicadores cromosféricos. O resultado desse efeito é tornar as estrelas mais ricas em metais mais velhas cromosfericamente, e seguindo esse raciocínio, utilizaram a equação de correção de Rocha-Pinto & Maciel (1998) para as linhas H & K do Ca II e afirmaram que a idade derivada por Hufnagel & Smith (1994) condiz com a determinação isocronal de 2 Gano. Provavelmente tal correção não deveria ser aplicada às linhas h e k do Mg II pois as mesmas não possuem identificável sensibilidade à metalicidade (Cardini, 2005) ao contrário das linhas H & K. Mesmo considerando que exista alguma dependência da metalicidade nessas linhas espectrais, não é garantido que as idades cromosféricas derivadas com diferentes indicadores obedeçam rigorosamente à mesma equação de correção de efeitos como os da metalicidade. Desta forma, a discrepância nas determinações de idades entre os trabalhos permanecem. Utilizando uma análise espectroscópica mais detalhada que FH00, De Silva et al. (2007) não estabelece claramente a idade do grupo mencionando que existe um limite inferior dado a partir de 2 Gano. Verificamos que todas as estrelas assinaladas como possíveis membros deste grupo possuem idades isocronais acima de 3,8 Gano e média em torno de 5,8 \pm 1,3 Gano. Dadas as discrepâncias no diz respeito a idade deste grupo, por motivos de auto-consistência, preferiremos as determinações feitas neste trabalho.

A inclusão de grupos cinemáticos além da idade solar é extremamente interessante pois possibilitaria analisar o decaimento do fluxo cromosférico até idades bastante avançadas. O grupo ζ Reticuli é muito pouco estudado, porém existem indícios de sua existência física (Peloso *et al.* 2000). Todavia, a identificação dos prováveis membros é extremamente dificultada e, em consequência disso, a sua idade não é muito bem vinculada. Ferreira (2007), identificou possíveis membros para este grupo e através do posicionamento de alguns deles no diagrama HR, estimou a idade em \approx 6 Gano, 2 bilhões de anos acima da estimativa anterior feita por Peloso *et al.* (2000). Nossas idades isocronais, na média, estão em acordo com Ferreira (2007), oscilando entre 3 e 8 Gano. Esse intervalo é considerável e portanto, conservadoramente, permaneceremos com as estimativas feitas em nosso trabalho. Nas próximas seções, comprovaremos que estas escolhas não prejudicarão nossas calibrações além de possibilitar a análise de idade independente de alguns possíveis membros destes grupos cinemáticos.

Com base na figura 5.3, verificamos que entre $\approx 0,6$ e 2 Gano, ocorre uma queda abrupta nos fluxos cromosféricos de todos os indicadores e, após esta, ocorre uma fraca correlação com a idade que varia entre $\rho = 0,2$ e 0,4. Esses resultados foram apresentados também por Pace & Pasquini (2004) e Pace *et al.* (2009) para as linhas H & K do Ca II e Lyra & Porto de Mello (2005) e Ferreira (2010), utilizando o indicador H α . Para o tripleto infravermelho, esse resultado é inédito pois não há na literatura investigações sobre seus limites de aplicabilidade.

Infelizmente no caso específico do tripleto, uma boa quantidade das estrelas de grupos e aglomerados foram perdidas devido a um forte franjamento nos espectros observados (capítulo 4). Portanto, pela figura 5.3, nossas conclusões acerca da evolução do fluxo cromosférico em

102

estrelas jovens (≤ 1 Gano) tornam-se prejudicadas, mas de todo modo estão de acordo com o publicado para as linhas H & K e H α .

Como vimos no capítulo 4, as idades isocronais são extremamente sensíveis a pequenas variações nos observáveis de estrelas de baixa massa situadas na sequência principal. Cientes desta característica, analisamos o resultado da queda progressiva nas incertezas das idades (figura 5.4) na qual adicionamos não apenas as estrelas de aglomerados abertos e grupo cinemático, mas aquelas pertencentes ao campo estelar com estimativas de idades isocronais. Os quadrantes situados à esquerda incluem todas as estrelas de nossa amostra com idades definidas para os indicadores cromosféricos do tripleto seguido por H & K que se encontra na parte inferior esquerda enquanto à direita, selecionamos somente aquelas com as menores incertezas em idade (≤ 1 bilhão de anos) para os mesmos indicadores cromosféricos.

Comparando o lado esquerdo da figura 5.4 com o direito, verificamos que o alto espalhamento persiste mesmo para as estrelas com menores erros em idade e, com isso, desconfiamos que, provavelmente, a idade não seja parâmetro suficiente para descrever adequadamente o fluxo cromosférico. Portanto, antes de afirmarmos que idades derivadas por este método são inadequadas para estrelas após 2 Gano, é necessário excluir a possibilidade de que parâmetros estruturais tais como a massa e metalicidade façam parte de uma evolução dependente de múltiplas variáveis. Na próxima seção estudaremos em detalhe essa questão.

Em especial, analisando separadamente as subgigantes de nossa amostra, é possível identificar dois grupos distintos que foram observados também no comportamento dos fluxos cromosféricos de H α (Ferreira, 2010). O primeiro apresenta altos valores de fluxos cromosféricos e o segundo grupo segue a evolução da atividade magnética que intuitivamente se espera, dominada pela contribuição da dissipação de ondas acústicas e completamente não correlacionado com a idade, povoando a parte à esquerda do diagrama $\mathcal{F}' \times Idade$.

Antes de prosseguirmos, ressaltamos que os resultados fornecidos até este momento não podem ser interpretados como informações diretas sobre a evolução do dínamo das estrelas frias. Uma série de fatores atua na interface entre os observáveis que, no nosso caso, são o fluxo fornecidos pelos núcleos das linhas intensas e a geração/amplificação do campo magnético. Dentre eles, destacamos a resposta do plasma à injeção de energia não-térmica, assim como o transporte de momento angular para o interior estelar, a rotação diferencial interna, o padrão convectivo, a eficiência na amplificação do campo magnético na base da zona convectiva e a possível influência de zonas adicionais à tacoclina. Essas variáveis, impulsionadas por alterações imperceptíveis da composição química, por exemplo, podem provocar mudanças inesperadas na evolução do campo magnético da estrela ao longo de bilhões de anos.

Diante da aparente insensibilidade dos indicadores cromosféricos após aproximadamente 2 Gano, somos motivados a rever a abordagem inicial representada por $\mathcal{F}'(Idade)$ estendendo-a aos demais parâmetros como massa, raio, metalicidade, gravidade superficial etc. Sendo assim,





Figura 5.4: Mostramos a relação idade-atividade dos indicadores cromosféricos do Ca II para as anãs (círculos escuros) e subgigantes (triângulos vermelhos). O lado esquerdo diz respeito à toda amostra de estrelas com idades isocronais determinadas. O lado direito mostra somente aquelas com idades mais precisas da amostra ($\sigma_{idade} \leq 1$ Gano).

procuramos evidenciar os limites da aplicabilidade do método cromosférico utilizando uma relação dependente de múltiplos parâmetros.

Nesta etapa, através da análise gráfica, indicaremos possíveis caminhos no estudo da atividade cromosférica que, em seguida, serão investigados em maior detalhe na próxima seção.

Partindo da hipótese inicial de que um grupo reduzido de variáveis esteja, simultaneamente, contribuindo nas idades cromosféricas, investigamos graficamente a relação de dependência dada por

$$\mathcal{F}' = \mathcal{F}'(M/M_{\odot}, [Fe/H], t).$$
(5.6)

Essa relação foi motivada por Lyra & Porto de Mello (2005), que encontraram que os fluxos cromosféricos de H α seriam dependentes da massa e metalicidade. Como o perfil desta linha espectral não deve depender da metalicidade, o comportamento observado poderia ser entendido como um efeito estrutural que estaria relacionado à extensão da camada convectiva tornando, para uma mesma massa, as estrelas mais ricas (camadas convectivas mais profundas) mais ativas e vice-versa. Além do mais, essas são variáveis constitutivas, que não variam ao longo da faixa evolutiva estudada neste trabalho.

Nessa relação, gradativamente, isolamos a dependência da massa ($M \approx M_{\odot}$) e metalicidade ([Fe/H] \approx [Fe/H]_{\odot}) sob a expectativa de potencializarmos uma possível evolução temporal do fluxo para estrelas semelhantes ao Sol tornando-se

$$\mathcal{F}' = \mathcal{F}'(M \approx M_{\odot}, [Fe/H] \approx [Fe/H]_{\odot}, t) \approx \mathcal{F}'(t)$$
 (5.7)

Na prática, isto significa que restringimos nossa amostra às estrelas com idades isocronais mais precisas e, a partir delas, consideramos àquelas posicionadas ao longo da trajetória evolutiva solar. Para isso, consideramos intervalos estreitos em metalicidade (-0,15 \leq [Fe/H] \leq 0,15) e massa (0,9 \leq M/M_{\odot} \leq 1,1). Mostramos os resultados desta restrição na figura 5.5.



Figura 5.5: Selecionamos as as estrelas com idades isocronais precisas e consideramos àquelas de metalicidade e massa semelhante ao Sol ([Fe/H] \approx [Fe/H]_{\odot} e M \approx M_{\odot}). Isto significa que graficamos as estrelas de -0,15 \leq [Fe/H] \leq 0,15 e 0,9 \leq M/M_{\odot} \leq 1,1. A evolução do fluxo cromosférico visivelmente não é linear, então ajustamos uma lei de potência representada pela linha tracejada do tipo $t \propto \mathcal{F}^{\prime 2}$.

Para o tripleto, vemos que, a partir desse raciocínio, é possível recuperar uma clara evolução temporal da atividade cromosférica até ≈ 8 Gano, apresentando correlações muito fortes ($\rho \approx 0,90-0,98$). Em outras palavras, mostramos que a evolução dos fluxo cromosférico torna-se mais clara ao longo da trajetória evolutiva solar (M $\approx M_{\odot}$ e [Fe/H] \approx [Fe/H]_{\odot}). Verificamos que, removendo a dependência dessas variáveis, temos uma evolução de estrelas semelhantes ao Sol que visivelmente não é linear e pode ser parametrizada por uma lei de potência do tipo $t \propto \mathcal{F}'^2$, recuperando a relação inspirada nos trabalhos de Skumanich (1972). As linhas H & K apresentam comportamento semelhante, porém com espalhamento ligeiramente superior.

Na figura 5.6, restringimos apenas a massa estelar ($0.9 \le M/M_{\odot} \le 1.1$) e os erros em idade ($\sigma_{idade} \le 1$ Gano) explorando todo o domínio de metalicidades de nossa amostra. Detectamos

que as mais pobres em metais desviam de uma relação média e povoam a parte direita do gráfico (maiores fluxos cromosféricos). Em uma análise desconsiderando os efeitos da metalicidade, caso quiséssemos calcular idades cromosféricas para estas estrelas, obteríamos diferenças substanciais em relação às isocronais. Tomamos como exemplos representativos as estrelas HD 190248 (rica em metais, [Fe/H] ≈ 0.4 dex e idade isocronal ≈ 5 Gano) e HD 52298 (pobre em metais, [Fe/H] ≈ -0.3 dex e idade isocronal ≈ 3.8 Gano) que estão com as identificações evidenciadas na figura 5.6 e estimamos visualmente idades cromosféricas de 8-9 Gano e <0.1 Gano, respectivamente. Para HD 190248, a diferença entre os métodos de obtenção de idades chegaria a 4 bilhões de anos. Muito provavelmente, a metalicidade sozinha possui uma considerável influência nas discrepâncias entre idades cromosféricas e isocronais aclamadas na literatura (Soderblom, 2010). Caso essas aparentes divergências possam ser equacionadas, talvez seja possível estender o limite de aplicabilidade do método cromosférico para além de 1-2 Gano, como sugere a figura 5.6.



Figura 5.6: Mostramos um exemplo de estrelas com posições representativas no plano Idade-Atividade. Restringimos a amostra às estrelas de massa semelhante ao Sol $(0,9 \le M/M_{\odot} \le 1,1)$ e baixos erros em idade ($\sigma_{idade} \le 1$ Gano), explorando todo domínio em metalicidade. As estrelas ricas em metais aparentam ser menos ativas enquanto as pobres em metais temos o comportamento oposto.

Curiosamente, a partir dos resultados até aqui derivados, reunimos mais uma forte evidência de que o tripleto, apesar de pouco estudado neste contexto, é um excelente indicador cromosférico de idades apresentando resultados iguais ou superiores aos demais indicadores classicamente estudados como H & K e H α .

Uma característica complicadora identificada é a influência de parâmetros além da idade na relação. A partir da análise anterior, massa e metalicidade, ao menos, são importantes. No entanto, por esta abordagem gráfica, não é possível identificar a parcela de importância dessas variáveis e, consequentemente, não sabemos quantificar os prejuízos em desconsiderá-las. Ademais, não sabemos se algum parâmetro de grande relevância foi desconsiderado. Portanto, na próxima seção, investigaremos uma suposta relação global dada por

$$Idade = Idade(\mathcal{F}', M/M_{\odot}, [Fe/H], R/R_{ZAMS}, \log(g), \log L/L_{\odot}, T_{ef}).$$
(5.8)

5.3 O que Podemos Afirmar em uma Relação Global?

Mostramos na tabela 5.2 os coeficientes referentes à regressão multilinear para o tripleto e H & K utilizando o modelo da equação 5.8. Verificamos que algumas variáveis apresentam comportamentos, a primeira vista, inesperados como a temperatura, luminosidade e massa. De acordo com as discussões feitas no capítulo 3, esperamos que a estrela ao evoluir para fora da sequência principal (maiores idades), gradativamente, sofra uma expansão acompanhada de um crescente aumento da luminosidade intrínseca e decréscimo da temperatura efetiva^{*}. Portanto, em uma interpretação astrofísica plausível para os coeficientes regressivos, esperamos que a temperatura seja negativamente correlacionada com a idade, em oposição à evolução da luminosidade e o raio.

No entanto, através dos coeficientes regressivos, observamos um comportamento em oposição ao cenário descrito anteriormente. A massa mostra-se positivamente correlacionada com a idade, mostrando-nos o absurdo de que as estrelas mais massivas da amostra apresentem maiores idades. Obviamente, esses resultados reunidos não são confiáveis lançando dúvida sobre a adequabilidade do modelo proposto, apesar do fluxo cromosférico, em todos indicadores, mostrar-se negativamente correlacionado com a idade e importante estatisticamente para o ajuste.

Então, dois fatores podem influenciar, individual ou simultaneamente, os valores apresentados pelos coeficientes regressivos, tornando sua interpretação dificultada:

- Erros nas idades isocronais. Uma considerável quantidade de estrelas apresentam soluções de idade mal determinadas (por exemplo: HD 128621 com idade ≈ 13 Gano) podem introduzir no método regressivo comportamentos indesejáveis ao estabelecermos ajustes independentes dos erros observacionais. Uma forma de contornar este problema é realizar testes regressivos evolvendo apenas as estrelas com baixas incertezas em idade.
- A multicolinearidade. O excesso de variáveis altamente correlacionadas, como pudemos perceber, tornam os valores dos coeficiente instáveis, chegando em alguns casos a

^{*}O decréscimo da temperatura efetiva, a rigor, só se torna universal a partir do ponto de desligamento da sequência principal. Entre a *ZAMS* e este ponto, a evolução da temperatura efetiva é dependente da massa estelar (capítulo 3). Estrelas menos massivas, no início da sequência principal, por exemplo, sofrem um pequeno aquecimento e após uma certa etapa, voltam a se esfriar.

Coeficiente	Estimativa	Erro	Valor-t	Prob. Rejeição
Indicador Cromosférico $\lambda 8498$				
$\mathcal{F}'_{\lambda 8498}$	-0,46	0,11	-4,26	0,00
M/M_{\odot}	28,47	14,30	1,99	0,05
[Fe/H]	-1,50	2,22	-0,68	0,50
R/R_{ZAMS}	1,28	5,27	0,24	0,81
$\log(g)$	-135,08	33,14	-4,08	0,00
$\log{({ m L/L}_{\odot})}$	-123,61	33,89	-3,65	0,00
T_{ef}	0,04	0,01	3,35	0,00
Indicador Cromosférico $\lambda 8542$				
$\mathcal{F}'_{\lambda 8542}$	-0,46	0,09	-5,40	0,00
${ m M}/{ m M}_{\odot}$	59,49	19,34	3,07	0,00
[Fe/H]	-0,70	2,42	-0,29	0,77
$ m R/R_{ZAMS}$	15,15	8,39	1,81	0,08
$\log (\mathrm{g})$	-158,54	37,28	-4,25	0,00
$\log{({ m L/L}_{\odot})}$	-169,61	40,97	-4,14	0,00
T_{ef}	0,05	0,01	3,87	0,00
Indicador Cromosférico $\lambda 8662$				
$\mathcal{F}_{\lambda 8662}'$	-0,47	0,09	-5,21	0,00
${ m M/M_{\odot}}$	28,60	13,57	2,11	0,04
[Fe/H]	-1,51	2,08	-0,72	0,47
$ m R/R_{ZAMS}$	0,82	5,00	0,16	0,87
$\log (g)$	-134,28	31,44	-4,27	0,00
$\log{\left({ m L}/{ m L}_{\odot} ight)}$	-123,29	32,16	-3,83	0,00
T_{ef}	0,04	0,01	3,53	0,00
Indicador Cromosférico H & K				
\mathcal{F}'_{HK}	-0,11	0,04	-2,95	0,01
${ m M/M}_{\odot}$	28,22	15,09	1,87	0,07
$[{ m Fe}/{ m H}]$	0,14	2,32	0,06	0,95
$ m R/R_{ZAMS}$	2,35	5,70	0,41	0,68
$\log (\mathrm{g})$	-128,66	35,07	-3,67	0,00
$\log{\left({ m L}/{ m L}_{\odot} ight)}$	-118,68	35,71	-3,32	0,00
T_{ef}	0,04	0,01	2,88	0,01
Indicador Cromosférico H α				
\mathcal{F}'_{Hlpha}	-0,50	0,09	-5,46	0,00
${ m M}/{ m M}_{\odot}$	19,57	13,88	1,41	0,17
[Fe/H]	4,34	2,44	1,78	0,08
$ m R/R_{ZAMS}$	-0,82	5,19	-0,16	0,88
$\log (g)$	-125,68	33,71	-3,73	0,00
$\log{({ m L}/{ m L}_{\odot})}$	-109,89	33,91	-3,24	0,00
T_{ef}	0,03	0,01	2,69	0,01

Tabela 5.2: Tabela com os coeficientes da regressão multilinear baseada na equação 5.8 aplicada aos indicadores cromosféricos. Massa, luminosidade e temperatura efetiva evidenciam correlações com a idade em oposição às expectativas astrofísicas iniciais. fornecer informações contrárias ao nosso conhecimento astrofísico, a priori. Em outras palavras, os sinais de alguns coeficientes são invertidos. Adicionalmente, variáveis teoricamente relevantes ao problema, caso haja intensa multicolinearidade, apresentam uma estranha e alta probabilidade de rejeição. A massa estelar, além de apresentar estas características (sinal invertido do coeficiente), é irrelevante estatisticamente o que não nos parece razoável (Noyes *et al.* 1984, Lyra & Porto de Mello 2005 e Mamajek & Hillenbrand 2008). Adicionalmente, o caso da metalicidade é um ótimo exemplo. Os indicares derivados de linhas colisionalmente controladas como as linhas espectrais do Ca II H & K apresentam uma importante sensibilidade à metalicidade. Uma hipótese, por exemplo, seria de que as estrelas pobres em metais, por possuirem menos elétrons disponíveis em suas atmosferas, intensificam o fluxo ultravioleta que se traduz no centro dessas linhas espectrais como uma relativa elevação do perfil central, tornando estas estrelas aparentemente mais ativas em comparação com outra mais rica. Com este conhecimento a priori, esperamos que a metalicidade seja anticorrelacionada com o fluxo cromosférico. Investigaremos essa característica na próxima seção.

Restingimos nossa amostra às estrelas com incertezas em idade iguais ou inferiores a 1 bilhão de anos e refizemos as regressões múltiplas lineares. Em todos os indicadores, as variáveis relacionadas aos fluxos cromosféricos são anticorrelacionadas com a idade e possuem alta relevância estatística seguidas, em ordem de importância, por R/R_{ZAMS} e T_{ef} . Infelizmente, alguns coeficientes apresentam sinais invertidos como a luminosidade e temperatura efetiva indicando cada um deles, respectivamente, correlação negativa e positiva com a idade.

Em todas as abordagens, tivemos um bom ajuste ($R^2 \approx 80\%$), porém inúmeras variáveis foram indevidamente incluídas, aumentando o grau de flexibilidade do polinômio em detrimento do seu potencial de interpretação física direta. Ressaltamos que a escolha de um modelo baseado unicamente no seu poder de ajuste, desconsiderando o conhecimento físico do problema a priori, pode levar a conclusões absurdas como as mostradas nos parágrafos anteriores.

Dado o conjunto inicial X com dimensão p representado pelas variáveis dadas na equação 5.8, através da análise da componente principal (PCA), estimamos seu grau de multicolinearidade. Este método é baseado no fato de que qualquer grupo de variáveis pode ser transformado em outro grupo de variáveis ortogonais entre si. O novo conjunto ortogonal contém as componentes principais ($V_1, V_2, ..., V_j$, para j = 1, 2, ..., p) em que, cada uma delas, é uma combinação linear das variáveis originais X,

$$V_j = \sum_{i=1}^{i=p} v_{ij} X_i, \qquad (5.9)$$

onde v é o vetor de autovalores da matriz de correlação de dados. Os seus autovalores (λ_j), ordenados de forma decrescente, fornecem informações sobre o grau crescente de importância

Componentes Principais	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6	V_7	V_8
V_1	λ_1	0	0	0	0	0	0	0
V_2	0	λ_2	0	0	0	0	0	0
V_3	0	0	λ_3	0	0	0	0	0
V_4	0	0	0	λ_4	0	0	0	0
V_5	0	0	0	0	λ_5	0	0	0
V_6	0	0	0	0	0	λ_6	0	0
V_7	0	0	0	0	0	0	λ_7	0
V_8	0	0	0	0	0	0	0	λ_8

das componentes principais V_i (i.e. j = 1 representa o maior autovalor e j = p, o menor)

Tabela 5.3: Tabela exemplificando os autovalores da matriz de correlação de dados.

A partir dos autovalores calculamos o índice κ (Vinod & Ullah, 1981) dado pela raiz quadrada da razão entre o maior e menor autovalor

$$\kappa = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\lambda_8}}.\tag{5.10}$$

Valores de κ superiores a aproximadamente 30 indicam a existência de uma forte multicolinearidade entre as variáveis escolhidas. Portanto, dado o alto valor típico obtido em nossos estudos (\geq 300), temos algumas indicações de que o modelo 5.8 não é adequado, motivandonos a identificar quais variáveis devem ser removidas. Investigamos a matriz de correlação de dados e detectamos que a temperatura efetiva, luminosidade, gravidade superficial e R/R_{ZAMS} são altamente correlacionados. Esse resultado já era inesperado pois tanto a temperatura quanto a luminosidade estão intrinsecamente conectadas à evolução estrutural que, por sua vez, é representada por log(g) e/ou R/R_{ZAMS}. Adicionalmente, estes parâmetros, de forma mais fundamental, relacionam-se às variáveis constitutivas como massa e composição química, por exemplo, juntamente com a idade que expressa a evolução.

Esses resultados convergem com a análise do indicador H α feita por Ferreira (2010) que propôs

$$Idade/Idade_{\odot} = Função\left([Fe/H], \log\left(M/M_{\odot}\right), \log\left(\mathcal{F}'_{H\alpha}/\mathcal{F}'_{H\alpha,\odot}\right), \log\left(R/R_{\odot}\right)\right)$$
(5.11)

Compararemos os resultados obtidos pela análise feita em Ferreira (2010) utilizando o indicador cromosférico H α com os derivados neste trabalho utilizando o tripleto infravermelho e o dubleto ultravioleta do Ca II. Na tabela 5.4, fornecemos os coeficientes destas regressões multilineares juntamente com os respectivos erros e relevância estatísticas. Para estes cálculos consideramos somente as estrelas com medidas dos 5 indicadores cromosféricos (3 para o tripleto, 1 para H & K e 1 para H α).

Verificamos que as linhas do Ca II apresentam qualidades de ajuste semelhantes entre si e $(R^2 \approx 0.8 \text{ e } \sigma_{ajuste} \approx 0.26 \text{ dex})$, ligeiramente, superiores à H α ($R^2 \approx 0.66$; Ferreira, 2010).

Coeficiente	Estimativa	Erro	Valor-t	Prob. Rejeição
Indicador Cromosférico H α (Ferreira, 2010)				
[Fe/H]	0,64	0,18	3,64	0,00
$\log{ m (M/M_{\odot})}$	-0,90	0,14	-6,04	0,00
$\log\left(\mathcal{F}_{\mathrm{H}lpha}^{\prime}/\mathcal{F}_{\mathrm{H}lpha,\odot}^{\prime} ight)$	-8,70	1,14	-7,60	0,00
$\log ({ m R}/{ m R}_{\odot})$	4,03	0,59	6,78	0,00
Indicador Cromosférico $\lambda\lambda$ 8498 (Este Trabalho)				
[Fe/H]	-0,53	0,37	-1,40	0,17
$\log{ m (M/M_{\odot})}$	-15,31	2,25	-6,81	0,00
$\log\left(\mathcal{F}_{\lambda8498}^{\prime}/\mathcal{F}_{\lambda8498,\odot}^{\prime} ight)$	-0,88	0,22	-4,00	0,00
$\log{({ m R}/{ m R}_{\odot})}$	6,62	1,04	6,34	0,00
Indicador Cromosférico $\lambda\lambda$ 8542 (Este Trabalho)				
[Fe/H]	-1,01	0,41	-2,48	0,02
$\log{ m (M/M_{\odot})}$	-11,36	2,71	-4,19	0,00
$\log\left(\mathcal{F}_{\lambda8542}^{\prime}/\mathcal{F}_{\lambda8542,\odot}^{\prime} ight)$	-1,40	0,26	-5,43	0,00
$\log ({ m R}/{ m R}_{\odot})$	4,08	1,36	3,01	0,00
Indicador Cromosférico $\lambda\lambda$ 8662 (Este Trabalho)				
[Fe/H]	-0,65	0,38	-1,73	0,09
$\log{ m (M/M_{\odot})}$	-14,33	2,29	-6,26	0,00
$\log\left(\mathcal{F}_{\lambda8662}^{\prime}/\mathcal{F}_{\lambda8662,\odot}^{\prime} ight)$	-1,01	0,23	-4,37	0,00
$\log{({ m R}/{ m R}_{\odot})}$	6,12	1,07	5,74	0,00
Indicador Cromosférico H & K (Este Trabalho)				
[Fe/H]	0,09	0,24	0,38	0,71
$\log{ m (M/M_{\odot})}$	-16,44	1,55	-10,62	0,00
$\log \left(\mathcal{F}_{\mathrm{H\&K}}^{\prime} / \mathcal{F}_{\mathrm{H\&K},\odot}^{\prime} ight)$	-0,38	0,09	-4,18	0,00
$\log (\mathrm{R/R_{\odot}})$	6,40	0,73	8,72	0,00

Tabela 5.4: Tabela com coeficientes da regressão múltipla linear. A baixa relevância estatística da metalicidade para as linhas do Ca II nos motivou a investigar modelos regressivos alternativos.

Qualitativamente, observamos que as linhas do Ca II apresentam o sentido das correlações das variáveis preditoras como fluxo e massa com a idade inalterados em relação a H α . Estranhamente, diante do discutido na seção 5.2, a metalicidade possui pouca relevância estatística nas linhas do Ca II (baixo valor-t). No entanto, vemos que as incertezas no coeficiente desta variável tornam a interpretação acerca do sentido da correlação com o fluxo inconclusiva podendo, na maioria dos casos, ser tanto positiva quanto negativa. O raio estelar apresenta-se como terceira variável em ordem de importância, precedido pela massa e fluxo cromosférico. Estrelas de maior massa, para sustentar-se hidrostaticamente, queimam hidrogênio em seu núcleo com maior intensidade, portanto, evoluem mais rapidamente. Com isso, introduz-se uma tendência de que à medida que observamos estrelas mais massivas, torna-se mais provável encontrá-las com idades menos avançadas. Os coeficientes mostram, qualitativamente, esta tendência de anticorrelação entre massa x idade. Seguindo o que se espera da evolução estrutural estelar,

verificamos que estrelas de maior raio apresentam idades mais avançadas.

Adicionalmente, investigamos os benefícios da substituição do raio estelar por R/R_{ZAMS} ou log(g). Em todas as possibilidades, os resultados não se mostraram superiores àqueles já testados.

Para as linhas do Ca II, principalmente pela baixa importância estatística dada à metalicidade, consideramos o resultado inconclusivo. Desta forma, guiamo-nos pelo conhecimento adquirido, a priori, utilizando a análise gráfica sequencial dada pela figura 5.5 e baseados na hipótese representada pela equação 5.6. Na seção anterior, vimos que existe um forte indicativo de que a evolução temporal dos fluxos cromosféricos das linhas do Ca II são uma função direta da idade se soubermos equacionar da forma devida a influência da massa e metalicidade. Este forte resultado é inédito na literatura e motiva-nos a avançar em busca de uma nova calibração envolvendo correções simultâneas dos vieses dados por estas variáveis constitutivas.

Como o momento de inércia estelar (\mathcal{I}) varia lentamente ao longo da sequência principal ($\approx 7\%$, Claret & Giménez 1989), existe uma fraca influência da variação de \mathcal{I} na evolução do momento angular, representado como

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{L}}{\mathrm{dt}} = \mathcal{I}\frac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{dt}} + \Omega\frac{\mathrm{d}\mathcal{I}}{\mathrm{dt}}.$$
(5.12)

Então, se o segundo termo do lado direito da equação é aproximadamente nulo, não teríamos grandes influências de variáveis estruturais (como raio, gravidade, etc.) na evolução do fluxo das linhas do Ca II. Essa possibilidade é confirmada pela análise feita na figura 5.5 em que, mesmo desconsiderando quaisquer termos que dizem respeito à evolução estrutural, a tendência de decaimento do fluxo cromosférico permaneceu bastante evidente em estrelas semelhantes ao Sol.

Portanto, podemos afirmar que a relação global inicialmente proposta nesta seção, apesar de se ajustar bem aos dados, proporciona uma série de comportamentos espúrios evidenciados pelos coeficientes regressivos. Então, recorremos à hipótese de uma abordagem utilizando variáveis fisicamente independentes entre si. No caso da massa estelar, admitindo uma taxa de perda de massa média $\approx 10^{-14} \text{ M/M}_{\odot}$ por ano, em uma escala de tempo de 10^9 anos, teríamos somente 0,001% de variação em relação à massa inicial da estrela. Portanto, a invariância da massa estelar ao longo dos estágios evolutivos representados neste trabalho é uma hipótese razoável e não modificará nossas conclusões finais. A metalicidade pode ser considerada independente da idade, pelo fato da estrela ser quimicamente homogênea e, nos estágio evolutivos estudados, não haver enriquecimento da zona convectiva devido às reações termonucleares decorrentes no núcleo estelar.

Como a idade estelar é um parâmetro essencialmente independente, invertemos as equações anteriores tornando \mathcal{F}' como variável dependente e, para contornar os problemas críticos relaci-

onados ao grandes erros nas determinações das idades, restrigimos novamente a nossa amostra às estrelas com idades mais precisas ($\sigma_{Idade} \leq 1$ Gano)

$$\mathcal{F}' = \mathcal{F}' \left(\text{Idade}, M/M_{\odot}, [\text{Fe}/\text{H}] \right)$$
(5.13)

Considerando as estrelas comuns aos 5 indicadores cromosféricos, aplicamos a equação acima e comparamos as correlações evidenciadas pelos coeficientes. Nas linhas do Ca II, a metalicidade é fortemente relacionada ao fluxo cromosférico. Em outras palavras, para uma dada massa e idade, estrelas pobres em metais aparentam ser mais ativas que as mais ricas.

Alguns efeitos relacionados à metalicidade podem, de fato, modificar o perfil central dos indicadores cromosféricos. No sentido de elevar artificialmente a componente cromosférica, considerando efeitos decorrentes na atmosfera estelar, uma menor abundância de Ca nas estrelas pobres em metais pode se refletir em um perfil de absorção menos intenso e assim, ser confundido como um preenchimento cromosférico adicional. O oposto ocorreria em estrelas ricas: o perfil mais profundo pode ser confundido com um menor preenchimento cromosférico. Além deste efeito. De forma oposta, quanto menor a opacidade no interior estelar, menor o gradiente radiativo na base da zona convectiva e como resultado, dado o critério de Schwarzschild, menos profundo será o envoltório convectivo externo. No entanto, acredita-se que a temperatura efetiva seja a variável dominante (Pinsonneault, DePoy & Cofee, 2001), restando para a metalicidade efeitos de segunda ordem que, por sua vez, podem alterar o raio da base da zona convectiva em aproximadamente 0,5-1% a cada 0,1 dex (van Saders & Pinsonneault, 2011). Portanto, devido à maior influência rotacional nas células convectivas à medida que emergem nas estrelas com zonas de convecção mais extensas, espera-se que dada a mesma massa e estágio evolutivo, a estrela de maior metalicidade seja mais ativa magneticamente. Esse favorecimento é de origem estrutural e estaria positivamente correlacionado com os fluxos cromosféricos.

Como o perfil da linha H α é insensível aos efeitos de metalicidade, as correlações observadas seriam de origem estrutural e, portanto, já que seus fluxos cromosféricos são positivamente correlacionados com a composição química superficial (Lyra & Porto de Mello 2005), esperamos que, para uma dada massa e idade, estrelas mais ricas e, consequentemente mais convectivas, sejam mais ativas cromosfericamente.

Desta forma, no que diz respeito exclusivamente aos efeitos da metalicidade, os fluxos derivados dos diferentes indicadores cromosféricos (Ca II e H α) provavelmente relacionam-se a efeitos de origem distinta (estrutural ou atmosférica). No caso das linhas do Ca II, existe a possibilidade dos seus perfis centrais serem dominados por efeitos atmosféricos em detrimento dos estruturais internos já que detectamos uma considerável correlação negativa com os fluxos cromosféricos.

Na próxima seção, partindo da equação 5.13, pudemos estudar a importância relativa de

cada uma das variáveis preditivas na variância do fluxo cromosférico. Em seguida, construímos uma calibração de idade envolvendo correções simultâneas de massa e metalicidade.

5.4 A Influência da Massa e Metalicidade

Como vimos no capítulo 1, pesquisas recentes sobre a viabilidade das idades derivadas através de indicadores cromosféricos em estrelas de tipo solar velhas ($\gtrsim 2$ Gano) apontam uma brusca queda de sensibilidade dos indicadores cromosféricos com as idade estelares. De acordo com a figura 5.4, o plano Fluxo Cromosférico × Idade Isocronal evidencia um grande espalhamento entre as estrelas de campo, impossibilitando estabelecer, à primeira vista, qualquer informação adicional sobre uma possível evolução da atividade magnética em estrelas evoluídas. Observando o comportamento dos indicadores cromosféricos, percebe-se um drástico decaimento dos fluxos cromosféricos entre as Híades e o Sol chegando a aproximadamente 50% das perdas radiativas médias. Após a idade solar, os valores médios de fluxo flutuam aparentemente de forma aleatória.

Como foi dito anteriormente, reforçamos que o método cromosférico de derivação de idades é bastante indireto. Isto significa que o espalhamento observado após 2 Gano pode não ser completamente relacionado à transições de modos de dínamo, por exemplo. Provavelmente uma grande parcela desta aparente insensibilidade à idade isocronal deve-se à influência de variáveis ainda não bem equacionadas nas calibrações como ciclos de atividade magnética, predominância da componente basal acústica em estrelas bastante evoluídas, efeitos de metalicidade e massa no perfil de cada indicador.

No que diz respeito à construção empírica de um cronômetro estelar, a grande questão é como reduzir este espalhamento estabelecendo relações entre as variáveis tradicionalmente desconsideradas, estendendo o limite de validade do método cromosférico para estrelas cada vez mais evoluídas. Nos próximos parágrafos, abordaremos estas questões, primeiro identificando o grau de influência da massa e metalicidade na evolução temporal do fluxo cromosférico, mostrando que uma parte significativa do espalhamento observado pode ser entendida como um efeito de projeção no plano Fluxo-Idade de uma relação multidimensional.

Partindo do modelo 5.13, calculamos a importância relativa que cada uma das variáveis preditoras (Idade, Massa e [Fe/H]) possui ao explicar a variância do fluxo cromosférico derivado dos diferentes indicadores cromosféricos.

Realizamos os testes da seguinte forma:

1. Seguindo a estratégia utilizada na análise gráfica, para cada indicador cromosférico, restringimos nossa amostra às estrelas com as idades mais precisas ($\sigma_{Idade} \leq 1$ Gano).

- 2. Estabelecemos intervalos nos parâmetros massa e [Fe/H]. Como realizamos diferentes testes para intervalos distintos, descreveremos no momento oportuno a restrição nos parâmetros dados.
- 3. Realizamos as regressões e testamos a importância relativa de cada variável, avaliando os intervalos de confiança (2σ , 95%) utilizando o método de reamostragem de dados denominado *bootstrap* (Efron, 1979).

Na figura 5.7, mostramos os resultados aplicados à estrelas que apresentam fluxos cromosféricos dos 5 indicadores e possuem massa abaixo de 1,2 M/M_{\odot}. As linhas H & K mostram um clara predominância da contribuição relativa da idade, seguido da metalicidade e massa. Concluímos que este resultado deve-se à sua alta sensibilidade à atividade magnética evidenciada pela reversão do perfil destas linhas. Porém, à medida que consideramos quantidades menores de fluxo cromosférico, a metalicidade e massa, possivelmente, adquirem grande importância na descrição adequada deste indicador.

No caso de H α , massa e metalicidade apresentam as menores importâncias relativas deixando a idade como principal variável ao explicar a variância do fluxo cromosférico. Esse resultado pode ser interpretado graficamente como um menor espalhamento no plano Fluxo-Idade (Lyra & Porto de Mello, 2005). A desvantagem percebida é que, apesar da idade ser predominante frente aos demais parâmetros na contribuição da evolução do fluxo, a correlação da abordagem múltipla (\mathbb{R}^2) mostrada em cada uma das figuras é a menor dentre todos indicadores estudados neste trabalho. Este resultado pode ser entendido como um espalhamento superior aos demais indicadores quando estudamos a evolução dependente de massa e metalicidade, ou uma menor sensibilidade desta linha a uma relação idade-atividade.

Observamos que o tripleto sofre demasiadamente as influências de massa e metalicidade. No intervalo de 2σ , todas as variáveis preditoras são igualmente importantes e, consequentemente, existe um severo espalhamento no plano Fluxo-Idade (figura 5.5). A linha λ 8542 é a que possui maior contraste da importância relativa da idade frente aos demais parâmetros, seguida pela λ 8662 e λ 8498. Vimos que, em diferentes intensidades, essa tendência se repete em todos os indicadores e pode ser um obstáculo para o estudo de estrelas inativas cromosfericamente. No entanto, o tripleto parece apresentar uma interessante vantagem sobre H & K e H α . Caso as contribuições destas variáveis sejam devidamente equacionadas, talvez seja possível restaurar a evolução do fluxo cromosférico de forma mais clara que nos demais indicadores.

Vemos que, em todos os casos estudados, as contribuições na variância do fluxo de parâmetros como massa e metalicidade reunidas são bastante importantes, chegando em alguns casos a serem tão determinantes quanto a própria idade. Em estrelas de baixo fluxo cromosférico, provavelmente, essa influência pode chegar a ser determinante. Nas estrelas ativas, este efeito manifestado no perfil do indicador espectroscópico pode ser negligenciado dado o grande cons-

116



Figura 5.7: Mostramos a importância relativa de massa, metalicidade e idade na evolução do fluxo cromosférico. Massa e metalicidade apresentam contribuição na variância do fluxo entre 0 e 40 % (dentro de 2σ). O tripleto apresenta a maior correlação múltipla dentre os indicadores cromosféricos, seguido por H & K e H α .

traste cromosférico. O tripleto, por possuir menor contraste dentre os indicadores estudados, é mais sensível à estes efeitos.

Essas conclusões são corroboradas pela análise gráfica (figuras 5.4 e 5.5). Mostramos que, ao longo da trajetória evolutiva solar, o tripleto apresenta uma forte tendência de queda do fluxo cromosférico em função da idade isocronal, enquanto à medida que ampliamos a faixa dinâmica de variação de massa e metalicidade este indicador comporta-se de forma inferior às linhas H & K e H α , apresentando espalhamento visivelmente superior.

A massa estelar, em todas análises, apresenta menor importância relativa contribuindo de forma menos acentuada para variância do fluxo cromosférico (10 a 20%) ao passo de que a metalicidade pode chegar a 40%. Como esperávamos, ao convergirmos para estrelas ao longo da trajetória evolutiva solar, a parcela de importância relativa da idade nas regressões (figura 5.8) torna-se visivelmente majoritária frente aos demais parâmetros.



Figura 5.8: Na figura, é mostrada a importância relativa de massa, metalicidade e idade na evolução do fluxo cromosférico em um intervalo restrito de massa e metalicidade ($0.9 \le M/M_{\odot} \le 1.1$; $-0.15 \le [Fe/H] \le 0.15$). Vemos que ao restringirmos para a trajetória evolutiva solar, a influência destas variáveis torna-se diminuída.

Baseados nestes primeiros indicativos acerca da relação múltipla que rege a evolução do fluxo cromosférico derivado dos indicadores espectroscópicos, concluímos que a utilização somente dos aglomerados abertos como Plêiades (0,1 Gano, $[Fe/H] = 0,03 \pm 0,05$ dex, Soderblom *et al.*, 2009), Híades (0,6 Gano, $[Fe/H] = 0,11 \pm 0,03$ dex; Carrera & Pancino, 2011) e M67 (4,0 Gano, $[Fe/H] = 0,023 \pm 0,015$ dex, Önehag *et al.*, 2011) torna as calibrações bastante limitadas pois a dispersão em metalicidade entre esses aglomerados abertos é basicamente nula. Se existe uma forte dependência à este parâmetro, então, é razoável aplicar tais calibrações somente às estrelas com composição química semelhante ao Sol. Essa recomendação, apesar de extremamente necessária, é raramente encontrada na literatura. Como exemplo, as idades cromosféricas podem ser aplicadas aos estudos sobre a evolução da metalicidade com o tempo na Galáxia, o que torna extremamente importante construir calibrações que considerem estrelas pobres e ricas em metais, caso contrário, as conclusões poderão ser seriamente prejudicadas. Dado o bom

ajuste observado, somos impelidos a investigar calibrações envolvendo correções simultâneas de massa e metalicidade e comparar os resultados com os fornecidos pelos trabalhos mais recentes neste tema. Para isso, invertendo a equação 5.13

$$Idade(10^9 anos) = a_0 + a_1 \mathcal{F}' + a_2 [Fe/H] + a_3 M/M_{\odot}$$
 (5.14)

onde \mathcal{F}' é medido em 10⁵ erg.cm⁻²s⁻¹. Utilizamos nestas calibrações pontos fundamentais representados por aglomerados abertos (Plêiades e Híades), o grupo cinemático UMa e o Sol. Este conjunto possui idades extremamente precisas porém a dispersão em metalicidade é desprezível. Na tentativa de contornar essa dificuldade, utilizamos as estrelas anãs com idades isocronais mais precisas da amostra ($\sigma_{Idade} \leq 1$ Gano), sendo chamados de pontos auxiliares ao ajuste. No caso especial do tripleto, por apresentar uma amostra reduzida devido ao forte franjamento nos espectros (capítulo 4), que acarretou especialmente na grande perda de estrelas de aglomerados abertos e grupos cinemáticos jovens, esse procedimento é ainda mais importante que para as linhas H & K e H α . Veremos na próxima seção que essa escolha traz consideráveis benefícios que se refletirão em idades cromosféricas em bom acordo com as isocronais, o que é algo complicado de se alcançar com as calibrações presentes na literatura (Soderblom *et al.*, 2010).

O método utilizado para o cálculo dos coeficientes em cada caso é sintetizado em dois passos. Inicialmente adotamos o método OLS (ver cap. 4) e obtivemos os resíduos ou erros $(e_i = F'_{modelo} - F'_{observado})$. Em um segundo passo, calculamos o inverso do quadrado dos resíduos representando essa quantidade como pesos ($w_i = 1/e_i^2$). Com isso, realizamos uma nova regressão privilegiando os pontos de maior w, ou seja, menores erros (e_i) calculados pelo passo anterior. Na tabela 5.5, fornecemos os resultados das calibrações aplicadas aos indicadores cromosféricos.

Como estamos lidando com 4 dimensões (Fluxo-Idade-Massa-[Fe/H]), devemos restringir uma delas a valores aproximadamente constantes. Para o gráfico presente na figura 5.9, selecionamos as estrelas com menores incertezas em idades isocronais da amostra, restritas a massas \leq 1,2 M/M_{\odot} envolvendo todo o domínio em metalicidade, idade e fluxo cromosférico. O plano de referência ajustado foi construído com base na eq. 5.14 aplicado a uma estrela de massa solar.

Pela figura 5.9, vemos que, possivelmente, a parametrização do decaimento do fluxo cromosférico é mais complexa do a simples relação idade-atividade que é somente adequada às estrelas de metalicidade e massa semelhantes ao Sol. É possível perceber claramente pela figura 5.9 que, caso a metalicidade seja negligenciada, existirá um forte efeito de projeção no plano fluxo-idade que poderia ser confundido com efeitos de modulações de ciclos, insensiblidade dos fluxos cromosféricos com a idade, erros observacionais, etc. Na próxima seção, compararemos nossos resultados com os derivados de Mamajek & Hillenbrand (2008) (MH08) que

Coeficiente	Estimativa Erro		valor-t
λ 8498 - Modelo Linear			
a ₀	5,6023	4,3279	1,29
a_1	-0,8170	0,0479	-17,06
a_2	-12,7711	1,4437	-8,85
a_3	2,4692	4,1307	0,60
λ 8542 - Modelo Linear			
a ₀	1,3767	1,3483	1,02
a_1	-0,5601	0,0232	-24,13
a_2	-11,6966	0,7362	-15,89
a_3	5,7119	1,3129	4,35
$\lambda 8662$ - Modelo Linear			
a ₀	4,7438	2,1357	2,22
a_1	-0,7517	0,0379	-19,82
a_2	-12,1451	0,7009	-17,33
a_3	3,4890	1,9086	1,83
H & K - Modelo Linear			
a ₀	5,0253	1,3470	3,73
a_1	-0,2254	0,0064	-35,10
a_2	-7,5547	0,3831	-19,72
a_3	1,0829	1,2129	0,89

Tabela 5.5: Coeficientes das calibrações de idade envolvendo fluxo cromosférico, metalicidade e massa. É possível perceber que a metalicidade possui grande relevância estatística nestas calibrações. Baseados nos resultados mostrados, confirmamos que as estrelas pobres em metais parecem ser mais jovens, sendo iguais os demais parâmetros.

apresentaram as calibrações mais avançadas até o momento.

5.5 Idades Cromosféricas: Comparação com a Literatura

Nesta seção, procuramos realizar alguns testes de consistência para nossa abordagem. Para isso, compararemos nossos resultados com os presentes na literatura. Em particular, utilizaremos como base as estrelas em comum com MH08 (tabela 13 de MH08).

As calibrações presentes neste artigo foram construídas de duas formas. A primeira envolveu parametrizações da dependência de cor. Para cada aglomerado, os autores notaram que havia uma leve correlação positiva entre os índices de atividade cromosférica R'_{HK} e de cor (B - V). De fato, este comportamento já havia sido apontado por Soderblom (1985) que, ao analisar as Híades, detectou uma leve tendência das estrelas mais azuis (maior massa) serem menos ativas. Todavia, a dependência de massa/cor é discutível pois existe a possibilidade desta dependência ser, na realidade, uma função da idade estelar, partindo de uma correlação negativa e, a medida que a estrela envelhece, converge para valores nulos (Soderblom, Duncan & Johnson, 1991 ; Mamajek & Hillenbrandt, 2008).

Em seguida, MH08 construiu correções de cor aplicadas a cada aglomerado estabelendo suas respectivas funções $R'_{HK}((B - V)_0)$, onde $(B - V)_0$ é o índice de cor (B - V) corrigido de avermelhamento. A partir delas, interpolaram valores em que $R'_{HK}((B - V)_0 = 0, 65 \text{ mag})$ criando uma nova escala destes índices, agora corrigidos para valores semelhantes ao Sol. A partir deles, foi obtida a seguinte equação

$$\log (\text{Idade}) = -38,053 - 17,912 \log (\text{R}'_{\text{HK}}) - 1,6675 \log (\text{R}'_{\text{HK}})^2$$
(5.15)

A segunda abordagem foi significativamente mais complexa pois envolveu as relações de girocronologia propostas por Barnes (2003, 2007) que baseia-se na hipótese de que os períodos rotacionais, em primeira ordem, podem ser representados simplesmente pela união de duas funções separáveis envolvendo a dependência de cor e idade,

$$P_{\rm rot}\left(\text{Idade}, (B-V)\right) = g(t).f(B-V).$$
(5.16)

Ao isolarmos a função g, teremos

$$g(t) = \frac{P_{rot}}{f(B-V)}.$$
(5.17)

Portanto, se conhecermos a forma funcional de g e f, a partir dos períodos rotacionais e índices de cor (B - V), poderemos calcular idades baseadas na girocronologia. O problema desta abordagem é, obviamente, a escassez de medidas de períodos rotacionais, especialmente em estrelas mais inativas, traduzindo-se em uma menor precisão nas idades cromosféricas das estrelas mais evoluídas. A razão disso se dá pela metodologia normalmente aplicada, em que



122



Figura 5.9: Mostramos na figura que um plano de referência construído se ajusta bem às anãs com idades mais precisas da amostra de massa abaixo de $1,2 \text{ M/M}_{\odot}$. Os triângulos representam as subgigantes e os círculos pretos as estrelas anãs. O Sol é representado pelo círculo verde.

se monitora fotometricamente a estrela alvo por uma certo intervalo de tempo e através das flutuações periódicas atribuídas às manchas estelares em rotação, calcula-se o período rotacional. Essa característica favorece as estrelas mais jovens em que a atividade magnética é intensa e portanto, mais fácil de ser identificada pela modulação fotosférica rotacional, ao contrário das inativas, que demandam uma precisão fotométrica e um esforço na identificação dos períodos de rotação consideravelmente superiores. Essa deficiência pode ser remediada parcialmente pelas estrelas do projeto Mount Wilson em que boa parte possui idades avançadas e com estimativas de períodos rotacionais baseadas no monitoramento pelas linhas do Ca II H & K. No entanto, infelizmente, as bases de dados ainda costumam privilegiar estrelas jovens. Muito provavelmente, em breve, a Missão Kepler[†] disponibilizará inúmeras medidas de períodos rotacionais em estrelas.

Inspirados por Noyes *et al.* (1984), sabemos que a parametrização empírica do número de Rossby correlaciona-se muito bem com a atividade cromosférica estelar ($\text{Ro} \times \log(\text{R}'_{\text{HK}})$), mostrando espalhamento inferior à relação $P_{\text{rot}} \times \log(\text{R}'_{\text{HK}})$, o que evidenciou a forte conexão entre atividade cromosférica e processos físicos que constituem o paradigma atual sobre o dínamo solar.

Dessa forma, é possível unir as relações de girocronologia com a atividade cromosférica por intermédio do número de Rossby. Essa tarefa poderia ser executada utilizando a relação direta entre períodos rotacionais e R'_{HK} porém, baseados no que dissemos acima, é preferível

[†]http://kepler.nasa.gov/science/ForScientists/

aproveitar o menor espalhamento das transformações envolvendo o número de Rossby.

MH08, para aproveitar esta forte conexão, rederivaram as relações de girocronologia propostas por Barnes baseados em novas determinações de períodos rotacionais[‡]. Esta metodologia, em último caso, envolveu coeficientes ligeiramente diferentes daqueles propostos por Barnes (2007),

$$P_{rot} = t^{n}.a ((B - V) - C)^{b},$$
 (5.18)

onde os valores de a, b, C e n são respectivamente 0,407, 0,325, 0,495, 0,566. Com essas relações puras, pode-se calcular idades somente em estrelas com medidas de períodos rotacionais, o que no presente momento, limita severamente as possibilidades de aplicação. Para contornar este problema, auxiliados novamente pelos novos períodos rotacionais, MH08 obtiveram uma nova relação entre Ro e $R'_{\rm HK}$ dada por

$$Ro = 0,808 - 2,966 \left(\log \left(R'_{\rm HK} \right) + 4,52 \right).$$
(5.19)

Unindo as equações 5.18 e 5.19, partindo de que $\text{Ro} = P_{\text{rot}}/\tau_{c}(B - V)$ é possível manipular essas expressões isolando o termo referente à idade em 5.18 chegando a

$$t\left((B - V), R'_{HK}\right) = \left(\tau_{c} \frac{(0,808 - 2,966\left(\log\left(R'_{HK}\right) + 4,52\right))}{0,407\left((B - V) - 0,495\right)^{0,325}}\right)^{1/0,566}$$
(5.20)

Os autores recomendam que essa relação final seja preferida em relação à 5.15 pois oferece resultados mais consistentes e menores incertezas típicas no ajuste[§]. Essa abordagem é extremamente interessante e motiva-nos a testar nossas calibrações e os resultados mostrados por MH08 a fim de investigar o grau de concordância entre os dois métodos. Caso haja alguma discrepância significativa, tentaremos identificar as suas razões.

Primeiramente, enfatizamos que as calibrações de MH08 não investigaram a dependência em metalicidade e portanto, um primeiro passo para comparação entre os métodos é identificar o grau de discrepância nos resultados que pode ser atribuído à influência negligenciada desta variável. A partir da comparação entre nossos métodos de obtenção de idades estelares (Isocronal versus Cromosférico), percebemos que o grau linear adotado nos modelos 5.14 era insuficiente ao fornecer idades superestimadas. Então, inserimos termos quadráticos e cúbicos para o fluxo cromosférico aumentando a flexibilidade dos polinômios. Abaixo, fornecemos as equações utilizadas nas determinações de idades cromosféricas com os devidos coeficientes na tabela 5.6,

$$t = a_0 + a_1 \left(\mathcal{F}' \right) + a_2 \left(\mathcal{F}' \right)^2 + a_3 \left(\mathcal{F}' \right)^3 + a_4 \left([Fe/H] \right) + a_5 \left(M/M_{\odot} \right)$$
(5.21)

[‡]Parte dos períodos rotacionais utilizados em MH08 são frutos do programa de monitoramento fotométrico chamado *FEPS* e não foram divulgados pelos autores.

 $^{^{\$} \}approx 0.2$ dex em torno da idade solar, o que representa aproximadamente 2 Gano

Coeficiente	Estimativa	valor-t	
λ 8498 - Modelo Cúbico			
21 estrelas utilizadas			
a_0	7,1615	1,7547	4,08
a_1	-3,6628	0,7139	-5,13
a_2	0,3955	0,1521	2,60
a_3	-0,0154	0,0098	-1,58
a_4	-13,0757	1,0655	-12,27
a_5	5,8395	1,5168	3,85
λ 8542 - Modelo Cúbico			
17 estrelas utilizadas			
a_0	0,1336	3,2965	0,04
a_1	0,8115	0,5723	1,42
a_2	-0,3559	0,0997	-3,57
a_3	0,0214	0,0050	4,23
a_4	-13,5531	1,2562	-10,79
a_5	6,0202	2,4995	2,41
$\lambda 8662$ - Modelo Cúbico			
21 estrelas utilizadas			
a_0	4,3427	2,7039	1,61
a_1	-2,2739	0,4687	-4,85
a_2	0,1453	0,0827	1,76
a_3	-0,0026	0,0047	-0,54
a_4	-13,1791	1,2390	-10,64
a_5	7,1543	2,7539	2,60
H & K - Modelo Cúbico			
44 estrelas utilizadas			
a_0	7,1778	0,9894	7,25
a_1	-1,1032	0,0528	-20,88
a_2	0,0558	0,0040	13,88
a_3	-0,0009	0,0001	-11,70
a_4	-9,6366	0,5468	-17,62
35	1.3306	0.8596	1.55

, onde \mathcal{F}' é medido em 10^5 erg.cm⁻²s⁻¹ e t (idade) em 10^9 anos.

Tabela 5.6: Coeficientes das calibrações finais de idade envolvendo fluxo cromosférico, metalicidade e massa. Os erros típicos encontrados nos ajustes foram de $\approx 1,2$ Gano.

Pela figura 5.10, no caso da λ 8498, vemos que as idades superestimadas do modelo linear (parte superior esquerda da fig. 5.10) também estão em desacordo com as determinações de MH08 via eq. 5.20. Corrigindo esses efeitos com o modelo 5.21, verificamos um clara tendência das estrelas mais pobres em metais serem classificadas por MH08 como mais jovens que em nossas calibrações. A medida que consideramos metalicidades cada vez mais semelhantes às solares, os resultados convergem mostrando a boa concordância entre as diferentes abordagens

neste estreito intervalo em torno da metalicidade solar. Em outras palavras, as correções de massa/cor mostradas nas duas calibrações estão em razoável acordo, o que é um indicativo da confiabilidade de nosso método. Esse padrão se repete em todos os indicadores cromosféricos que estudamos neste trabalho.

Até aqui, só pudemos afirmar que em um intervalo estreito ao redor da metalicidade solar, as nossas calibrações e as de MH08 são equivalentes, e à medida que consideramos estrelas mais pobres ou mais ricas que o Sol, as discrepâncias aumentam em até 5 Gano. Na tentativa de investigar se esse forte viés causado pela metalicidade é real, comparamos nossas estimativas de idades cromosféricas com as isocronais. Caso exista um bom acordo entre elas, teremos um forte indicativo de que o viés está sendo equacionado de forma consistente em nossos modelos regressivos. Na figura 5.11, analisando os diferentes métodos de obtenção de idades empregados neste trabalho, vemos que nossas estimativas de idades cromosféricas aplicadas às estrelas que não participaram da construção da calibração ($\sigma_{Idade} > 1$ Gano) aproximam-se mais da linha escura representada pela bissetriz que as de MH08, apresentando uma forte correlação até 9 Gano. Acreditamos que após esta etapa, as idades isocronais encontram-se superestimadas como no caso da α Centauri B, que apresenta idade isocronal de 13 Gano em desacordo com a idade de sua companheira, α Centauri A, com 5,2 Gano. Portanto, até aproximadamente 10 Gano, verificamos que os dois métodos de obtenção de idades (isocronal e cromosférico) empregados neste trabalho estão em bom acordo.

126



Figura 5.10: Mostramos a diferença de idade entre as calibrações (MH08 e as nossas) em função da metalicidade estelar. No gráfico superior esquerdo, mostramos para λ 8498 este mesmo teste aplicado à calibração com termos lineares. As demais calibrações com termos cúbicos do fluxo cromosférico mostram que nossas idades são sistematicamente superiores às de MH08 se considerarmos somente as estrelas pobres em metais. As ricas, o comportamente é inverso. No estreito intervalo da metalicidade solar, ambas calibrações são semelhantes.





Figura 5.11: Comparamos as idades cromosféricas derivadas neste trabalho com as presentes na literatura (Mamajek & Hillenbrandt 2008). O círculo preto representa as nossas idades enquanto o hexágono vermelho as de MH08. A linha escura é a bissetriz que guia a relação 1:1.
A comparação direta entre as idades cromosféricas e isocronais é um valioso teste de consistência (Soderblom, 2010) principalmente se as duas determinações forem construídas com base nos mesmos parâmetros fundamentais (temperatura efetiva e metalicidade, por exemplo). Como foi mostrado no capítulo 3, uma pequena mudança nestes parâmetros provoca grandes alterações nas idades isocronais podendo ser uma fonte adicional de discrepância entre os métodos. Portanto a comparação direta entre as idades cromosféricas e isocronais é algo complicado de se realizar e, pelo que nos consta, é a primeira vez que se realizam estes testes diretos envolvendo diferentes indicadores cromosféricos, e sua dependência explícita com massa e [Fe/H].

Realizamos esta tarefa removendo as estrelas envolvidas na derivação da calibração e restringindo àquelas de incertezas razoavelmente baixas (1,0 $<\sigma_{Idade} \le 2,0$ Gano) para não contaminar demasiadamente a relação com estrelas de idades mal definidas. Mostramos os resultados para as linhas do Ca II na figura 5.12.

Como teste adicional, a aplicação de nossas calibrações para estrelas binárias possibilitam o interessante teste de precisão pois o par é coevo, portanto, as idades cromosféricas derivadas para cada membro, separadamente, devem ser essencialmente iguais dentro das incertezas do método. Caso a discrepância seja muito grande, existe a possibilidade de uma das companheiras (a mais inativa) estar em um estado de mínimo de Maunder[¶] (Donahue, 1998). Com auxílio da equação 5.21, calculamos as idades cromosféricas derivadas das linhas do tripleto e H & K do Ca II e mostramos os resultados bem como a comparação com as respectivas idades isocronais na tabela 5.7.

Calibração	α Centauri A (5,2 Gano)	α Centauri B (13,1 Gano)	Discrepância (Gano)
$\lambda 8498$	5,2	5,7	0,5
$\lambda 8542$	3,8	3,7	0,1
λ 8662	4,9	5,2	0,3
H & K	4,3	4,5	0,2

Tabela 5.7: Mostramos as idades calculadas de 4 diferentes indicadores cromosféricos e medimos, para cada um deles, a discrepância entre as idades de α Centauri A e B (quarta coluna)

O caso de α Centauri B é bastante representativo pois sua baixa massa dificulta a obtenção de idades isocronais levando a estimativas visivelmente equivocadas ≥ 10 Gano em profundo desacordo com a idade de sua companheira de maior massa (≈ 5 Gano). Na tabela 5.7, vemos que a boa precisão do método cromosférico possibilita um excelente acordo entre as idades

[¶]O mínimo de Maunder é o nome dado ao período de baixa atividade magnética sofrido pelo Sol entre os séculos XVII e XVIII evidenciado pela quantidade reduzida de manchas solares observadas. Estrelas que apresentem níveis de atividade cromosférica anormalmente baixos para seu estágio evolutivo e modulações de ciclo não detectáveis ao longo dos anos são classificadas, em analogia ao comportamento observado no Sol, como candidatas à estrelas com atividade magnética em estado de Mínimo de Maunder.





Figura 5.12: Comparação entre as idades cromosféricas e isocronais, ambas derivadas neste trabalho.

das componentes (discrepância ≤ 0.5 Gano contra 2,1 Gano de MH08). Enfatizamos que a calibração para λ 8542, apesar de mostrar-se no caso de α Centauri como a mais precisa (discrepância = 0,1 Gano), sua acurácia é a menor dentre os indicadores devido à menor quantidade de estrelas utilizadas na construção do ajuste. Futuramente, com o aumento de nossa base de dados poderemos corrigir sem grandes problemas esse comportamento.

É possível verificar que além da idade solar (\geq 4,5 Gano), adicionalmente, nossas calibrações apresentam bom acordo com a asterossismologia. Mostraremos abaixo alguns casos representativos.

Idades						
Estrela	Isocronal	λ 8498	λ 8542	λ 8662	H & K	Asterossismológica
HD 10700	$13,5 \pm 3,6$	10,0	10,4	9,3	9,5	[8,10] ^a
HD 203608	$8,1\pm1,1$	7,9	9,2	9,2	8,2	$7,25\pm0,07^b$
HD 2151	$5,7\pm0,2$	7,0	S/ Idade	7,6	6,0	$[5,7,6,4]^c$
HD 160691	$6,0\pm1,1$	7,4	4,1	6,8	4,5	$6,\!34\pm0,\!8^d$
α Cen A	$5,2\pm0,6$	5,2	3,8	4,9	4,3	$[5,2,5,3]^e$
α Cen B	$13 \pm 3,1$	5,7	3,7	5,2	4,5	$[5,2,5,3]^e$
HD 17051	<1	0,75	S/Idade	0,33	0,05	$0,\!625\pm 0,\!25^{f}$

Tabela 5.8: Tabela com as idades asterossismológicas compiladas da literatura. a) Tang & Gai 2011; b) Mosser *et al.* 2008; c) Dogan *et al.* 2009; d) Soriano & Vauclair 2010; e) Yildiz 2008; f) Vauclair *et al.* 2008.

Dentre as estrelas mostradas na tabela 5.8, a estrela HD 10700 é bastante representativa por possuir baixa massa e ser pobre em metais [Fe/H] \approx -0,5 dex, o que a torna aparentemente mais jovem cromosfericamente. Estimativas dadas por MH08 apontam para 5,8 Gano. Nossas calibrações apontam uma idade mais avançada para esta estrela (9,3-10,4 Gano) que aproximase da idade asterossimológica dada por Tang & Gai 2010 (9 ± 1 Gano).

Classicamente, o método cromosférico é considerado interessante se aplicado às estrelas jovens (≤ 1 Gano). No entanto, uma série de detalhes pode diminuir essa eficiência:

- Os ciclos de atividade cromosférica. Estrelas jovens apresentam amplas modulações do campo magnético, sendo resultado da intensa superposições de ondas de dínamo que tornam os ciclos irregulares. Os indicadores cromosféricos compartilham essa característica.
- A alta dispersão de velocidades rotacionais. A medida que consideramos estrelas cada vez mais jovens, naturalmente, tornamo-nos mais dependentes das condições iniciais da rotação estelar que envolvem fatores como acoplamento dos discos protoplanetários e rotação diferencial interna. A convergência da velocidade rotacional superficial das estrelas de tipo solar deve ocorrer em aproximadamente 0,6 Gano (Bouvier, Forestini & Allain 1997).

Saturação do campo magnético global. A rotação estelar é intimamente conectada à atividade magnética, porém em estrelas extremamente ativas (P_{rot} ≈ 1 dia) essa correlação não é observada. A explicação deste comportamento, apesar de algumas hipóteses, não permanece plenamente estabelecida. Possivelmente a saturação ocorra para um dado número de Rossby (Krishnamurthi *et al.* 1997, Güdel *et al.* 1997 e Pizzolato *et al.* 2003), inviabilizando o método cromosférico para estas estrelas.

Sintetizando as dificuldades envolvendo o método cromosférico, estes fatores descritos acima podem ser somados às questões relacionadas ao alto espalhamento no plano fluxo-Idade observado em estrelas inativas (≥ 2 Gano), restando um faixa bastante restrita para sua aplicabilidade. Acreditamos que esta abordagem possa ser estendida para estrelas inativas caso as contribuições de variáveis além do fluxo cromosférico e idade sejam devidamente contabilizadas.

As considerações acerca de algumas limitações que incidem sobre as estrelas jovens levanos a recomendar que nossas calibrações sejam aplicadas à estrelas com idades superiores ou iguais às Híades. O indicador H & K do Ca II pela maior quantidade de estrelas pertencentes à aglomerados abertos, em suas calibrações, apresentou resultados mais consistentes que tripleto nesta faixa de idades. No caso da estrela Kappa Ceti (HD 20630) que é uma estrela jovem e com idade semelhante às Hiades, esta diferença torna-se evidente pois o indicador \mathcal{F}'_{HK} estima idades de 0,67 Gano, enquanto o tripleto, oscila entre 0,14 e 0,66 Gano. Quando consideramos estrelas além de 1 Gano, as calibrações são semelhantes.

134

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Construímos uma amostra de estrelas destinada ao estudo refinado da evolução da atividade magnética em estrelas de tipos espectrais F, G e K com observações 150 estrelas na região espectral do infravermelho próximo ($\approx 8300-8800$ Å) abrangendo uma extenso domínio de níveis de atividade cromosférica. Adicionamos à amostra existente uma base dados selecionada com fluxos cromosféricos H α e H & K compilados da literatura. Desenvolvemos uma rotina automatizada que facilita o cálculo de massas e idades através do diagrama HR teórico e, assim, estimamos massas, idades gravidades superficiais, raios e R/R_{ZAMS} para toda nossa amostra de estrelas. Paralelamente, construímos um programa que utiliza o Método de Monte Carlo para calcular a distribuição de valores possíveis destes parâmetros e, adicionalmente, efetuamos testes preliminares para avaliar o impacto dos erros observacionais nestas distribuições.

Com base em modelos modernos de atmosferas NMARCS, calculamos os fluxos absolutos totais em regiões de referência do contínuo estelar em unidades físicas (erg cm⁻² s⁻¹) a partir de métodos automatizados de regressões *Stepwise* e, com isso, pudemos construir modelos regressivos adaptados a cada região de referência. Criamos um método iterativo de determinação da banda de integração ao redor do perfil central do tripleto que otimizasse a componente cromosférica em relação à fotosférica.

As estrelas subgigantes são, na média, menos ativas devido a seu extenso histórico de perda de momento angular. Essa tendência é confirmada nas linhas do Ca II e a partir de um envoltório delimitado pelas estrelas menos ativas da amostra, removemos a componente fotosférica dos fluxos absolutos totais, restando apenas as perdas radiativas de origem cromosférica.

Investigamos a correlação entre os diferentes indicadores cromosféricos através da relações fluxo-fluxo. Como já era esperado, observamos que as linhas do Ca II λ 8498, λ 8542, λ 8662 e H & K são fortemente correlacionadas entre si. H α possui um comportamento curioso, já que encontramos uma correlação com as linhas do Ca II dependente do nível de atividade cro-

mosférica. Foi possível identificar 2 regimes de fluxo nas relações que envolviam H α com uma transição em $\mathcal{F}'_{H\alpha} \approx 10^{5,6-5,7}$ erg cm⁻² s⁻¹, o que corresponde grosseiramente a um intervalo de idades entre 1 e 2 Gano. Nesta faixa, acredita-se que a estrela sofra uma abrupta queda do número de dínamo que poderia se refetir em um decréscimo acentuado da atividade cromosférica. Abaixo de $\approx 10^{5,6}$ erg cm⁻² s⁻¹, ou seja, em cromosferas menos magnetizadas, a correlação entre os indicadores torna-se praticamente nula. Uma explicação poderia ser pelo fato das linhas do Ca II dependerem do nível fundamental $4^2S_{1/2}$ e por isso, responderem melhor que H α à distribuição de temperatura na baixa cromosfera tornando estes indicadores mais sensíveis à estrelas menos ativas. Talvez, exista a influência demasiada em H α dos erros observacionais derivados da calibração absoluta de fluxo ou da correção fotosférica. Avaliamos a possível influência da metalicidade mas, neste momento, não pudemos investigar em detalhes esse comportamento.

Todos os indicadores cromosféricos apresentam grande espalhamento no plano Fluxo-Idade após 2 bilhões de anos. Mostramos que nas linhas do Ca II, a relação envolvendo apenas Idade-Atividade pode ser identificada visualmente até 8-9 Gano, caso massa e metalicidade sejam devidamente equacionadas. Verificamos que as estrelas pobres em metais aparentam ser mais ativas nas linhas do Ca II e, com isso, existe um forte efeito de projeção no plano Fluxo-Idade que aumenta consideravelmente o espalhamento. Este forte efeito da metalicidade provocaria, em estrelas pobres em metais, um preenchimento adicional no perfil central das linhas do Ca II e nas ricas, um aprofundamento. Em consequência disto, existe a possibilidade das calibrações que desprezem variações em [Fe/H] superestimarem as idades de estrelas ricas e subestimarem as idades das estrelas pobres (discrepâncias de até 5 Gano). Cabe ressaltar que, no caso das linhas do Ca II, essas relações foram aplicadas às medidas de fluxo absoluto cromosférico e não aos índices adimensionais normalizados pelo fluxo bolométrico como R' e, por conseguinte, novas calibrações envolvendo esses índices poderão ser testadas em futuro próximo.

Construímos calibrações de idade dependentes do fluxo cromosférico, massa e [Fe/H] e mostramos que os resultados fornecidos por estes modelos estão em bom acordo para as estrelas isoladas com as idades isocronais e asterossismológicas até 10 Gano. Adotamos como teste de precisão a comparação entre as idades cromosféricas derivadas para estrelas binárias com massas diferentes (α Centauri A e B) e encontramos discrepâncias inferiores a 0,5 Gano, valor mais de 4 vezes inferior aos fornecidos pelas calibrações presentes na literatura.

Planejamos, em uma abordagem alternativa de aplicação mais direta, disponibilizar calibrações avançadas envolvendo índices cromosféricos normalizados pelo fluxo bolométrico para as linhas do Ca II, índices de cor e metalicidade. Para isso, compararemos as perdas radiativas cromosféricas (\mathcal{F}') já calculadas com os índices normalizados (\mathbb{R}') e avaliaremos seu grau de consistência ao longo de diferentes faixas de idade e atividade cromosférica.

A dependência da metalicidade nos fluxos cromosféricos derivados dos indicadores espec-

troscópicos, motiva-nos a investigar sob um novo olhar a relação entre o número de Rossby e a atividade cromosférica. Planejamos investigar a possível influência da metalicidade nesta relação.

Tanto as idades cromosféricas quanto as isocronais são fortemente dependentes dos erros em temperaturas efetivas e metalicidades. Portanto, é interessante derivar escalas mais precisas de temperaturas efetivas e, principalmente, metalicidades que poderão ser obtidas no futuro próximo.

Nosso passo adiante na melhoria do cálculo das idades isocronais é realizar uma rotina automatizada baseada em inferência bayesiana (Pont & Eyer 2004; Jörgensen *et al.* (2005); Takeda *et al.*, 2007). A partir da distribuição de probabilidade fornecida, saberemos quais são realmente as estrelas de idades mais confiáveis da nossa amostra.

Binárias bem conhecidas como α Centauri possibilitam testes robustos de precisão para os métodos de obtenção de idades. Planejamos povoar uma faixa extensa em metalicidade e idade com estas estrelas, o que possibilita o refinamento do cálculo das idades cromosféricas.

Um aspecto potencialmente de grande importância do tripleto do Ca II é o fato de que o satélite GAIA, sucessor do Hipparcos, deverá ser lançado nos próximos anos. Esse satélite construirá uma base de dados astrométrica, fotométrica e espectroscópica (na região do tripleto do Ca II) para $\approx 10^9$ estrelas, e medirá simultaneamente posições, paralaxes, movimentos próprios, metalicidades e velocidades radiais. Uma base de dados de medidas do tripleto infravermelho do Ca II estará disponível para $\approx 10^8$ estrelas até V = 17. Acreditamos que estes estudos, se aplicados às milhões de estrelas de tipo solar que serão monitoradas pelo satélite espacial GAIA, possibilitarão um considerável impacto tanto no melhor entendimento da evolução da Galáxia quanto na evolução puramente da atividade cromosférica com o tempo.

Referências Bibliográficas

- [1] Andretta, V., Busà, I., Gomez, M. T., & Terranegra, L. 2005, A&A, 430, 669
- [2] Basu, S., Christensen-Dalsgaard, J., Schou, J., Thompson, M. J., & Tomczyk, S. 1996, ApJ, 460, 1064
- [3] Baker, J., Bizzarro, M., Wittig, N., Connelly, J., & Haack, H. 2005, Nature, 436, 1127
- [4] Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, ApJ, 438, 269
- [5] Baliunas, S. L., Nesme-Ribes, E., Sokoloff, D., & Soon, W. H. 1996, ApJ, 460, 848 D. S.,
 & Parsons, S. B. 1976, MNRAS, 174, 503
- [6] Barnes, T. G., & Evans, D. S. 1976, MNRAS, 174, 489
- [7] Barnes, T. G., Evans,
- [8] Barnes, S. A. 2003, ApJ, 586, 464
- [9] Barnes, S. A. 2007, ApJ, 669, 1167
- [10] Barnes, S. A., & Kim, Y.-C. 2010, ApJ, 721, 675
- [11] Barry, D. C. 1988, ApJ, 334, 436
- [12] Belcher, J. W., & MacGregor, K. B. 1976, ApJ, 210, 498
- [13] Bouvier, J., Forestini, M., & Allain, S. 1997, A&A, 326, 1023
- [14] Böhm-Vitense, E. 2007, ApJ, 657, 486
- [15] Busà, I., Aznar Cuadrado, R., Terranegra, L., Andretta, V., & Gomez, M. T. 2007, A&A, 466, 1089
- [16] Canuto, V. M. 2000, A&A, 357, 177
- [17] Cardini, D. 2005, A&A, 430, 303

- [18] Carlsson, M., & Stein, R. F. 2002, From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO, 508, 245
- [19] Chmielewski, Y. 2000, A&A, 353, 666
- [20] Claret, A., & Gimenez, A. 1989, A&As, 81, 1
- [21] Cowling, T. G. 1934, MNRAS, 94, 768
- [22] De Silva, G. M., Freeman, K. C., Bland-Hawthorn, J., Asplund, M., & Bessell, M. S. 2007, AJ, 133, 694
- [23] Dempsey, R. C., Bopp, B. W., Henry, G. W., & Hall, D. S. 1993, ApJ, 86, 293
- [24] Dikpati, M., & Gilman, P. A. 2001, AGU Spring Meeting Abstracts, 31
- [25] Donahue, R. A. 1993, Ph.D. Thesis,
- [26] Donahue, R. A., Saar, S. H., & Baliunas, S. L. 1996, ApJ, 466, 384
- [27] Donahue, R. A. 1998, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 154, 1235
- [28] Draper, H., H. Smith, Applied Regression Analysis, terceira edição, Wiley, 1998
- [29] Doğan, G., Brandão, I. M., Bedding, T. R., et al. 2010, APSS, 328, 101
- [30] Durney, B. R., & Latour, J. 1978, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 9, 241
- [31] Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., Lambert, D.L., Nissen, P.E., & Tomkin, J. 1993, A&A, 275, 101
- [32] Edvardsson, B. 2008, Physica Scripta Volume T, 133, 014011
- [33] Efron, B. 1979, Bootstrap Methods: Another Look at the Jackknife. The Annals of Statistics 7
- [34] Eggen, O. J. 1978, ApJ, 222, 191
- [35] Eggen, O. J. 1992, AJ, 104, 1906
- [36] Eggen, O. J. 1994, Galactic and Solar System Optical Astrometry, 191
- [37] Eggleton, P. P., & Tokovinin, A. A. 2008, MNRAS, 389, 869
- [38] Feltzing, S., & Holmberg, J. 2000, A&A, 357, 153
- [39] Ferreira L.D., 2007, Monografia de fim de curso, UERJ

- [40] Ferreira L.D., 2010, Tese de mestrado, OV/UFRJ
- [41] Ferriz-Mas, A., & Schüssler, M. 1995, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 81, 233
- [42] Flower, P. J. 1996, ApJ, 469, 355
- [43] Foing, B. H., Crivellari, L., Vladilo, G., Rebolo, R., & Beckman, J. E. 1989, A&As, 80, 189
- [44] Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., McFadden, M. T., & Robinson, P. E. 2003, AJ, 126, 2048
- [45] Gray, R. O., Corbally, C. J., Garrison, R. F., et al. 2006, AJ, 132, 161
- [46] Guedel, M., Guinan, E. F., & Skinner, S. L. 1997, ApJ, 483, 947
- [47] Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, A&A, 486, 951
- [48] Hale, G. E. 1908, ApJ, 28, 315
- [49] Henyey, L. G., Wilets, L., Böhm, K. H., Lelevier, R., & Levee, R. D. 1959, ApJ, 129, 628
- [50] Henry, T. J., Soderblom, D. R., Donahue, R. A., & Baliunas, S. L. 1996, AJ, 111, 439
- [51] Hufnagel, B., & Smith, G. H. 1994, PASP, 106, 1068
- [52] Jørgensen, B. R., & Lindegren, L. 2005, A&A, 436, 127
- [53] Kass, R.E. and Raftery, A.E. (1995). Bayes factors. Journal of the American Statistical Association, 90, 773-795.
- [54] Kim, Y.-C., Demarque, P., Yi, S. K., & Alexander, D. R. 2002, ApJs, 143, 499
- [55] Kraft, R. P. 1970, Spectroscopic Astrophysics. An Assessment of the Contributions of Otto Struve, 385
- [56] Krishnamurthi, A., Pinsonneault, M. H., Terndrup, D. M., et al. 1997, Bulletin of the American Astronomical Society, 29, 1340
- [57] Kurucz, R. L., Furenlid, I., Brault, J., & Testerman, L. 1984, National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico: National Solar Observatory, 1984,
- [58] Lachaume, R., Dominik, C., Lanz, T., & Habing, H. J. 1999, A&A, 348, 897
- [59] Linsky, J. L., Hunten, D. M., Sowell, R., Glackin, D. L., & Kelch, W. L. 1979, ApJs, 41, 481

- [60] Lyra, W., & Porto de Mello, G. F. 2005, A&A, 431, 329
- [61] MacGregor, K. B., & Brenner, M. 1991, ApJ, 376, 204
- [62] Mamajek, E. E., & Hillenbrand, L. A. 2008, ApJ, 687, 1264
- [63] McWilliam, A. 1997, ARA&A, 35, 503
- [64] Moore, C. E., Minnaert, M. G. J., & Houtgast, J. 1966, National Bureau of Standards Monograph, Washington: US Government Printing Office (USGPO), 1966,
- [65] Mosser, B., Deheuvels, S., Michel, E., et al. 2008, A&A, 488, 635
- [66] Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, ApJ, 279, 763
- [67] Olsen, E. H. 1983, A&As, 54, 55
- [68] Olsen, E. H. 1993, A&As, 102, 89
- [69] Olsen, E. H. 1994, A&As, 104, 429
- [70] Pace, G., & Pasquini, L. 2004, A&A, 426, 1021
- [71] Pace, G., Melendez, J., Pasquini, L., et al. 2009, A&A, 499, L9
- [72] Pace, G. 2010, APSS, 328, 307
- [73] Parker, E. N. 1970, ApJ, 162, 665
- [74] Pasquini, L., & Pallavicini, R. 1991, A&A, 251, 199
- [75] del Peloso, E. F., da Silva, L., & Porto de Mello, G. F. 2000, A&A, 358, 233
- [76] Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, A&A, 369, 339
- [77] Perryman, M. A. C., & ESA 1997, ESA Special Publication, 1200
- [78] Perryman, M. A. C., Brown, A. G. A., Lebreton, Y., et al. 1998, A&A, 331, 81
- [79] Pinsonneault, M. H., DePoy, D. L., & Coffee, M. 2001, ApJl, 556, L59
- [80] Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, A&A, 397, 147
- [81] Pont, F., & Eyer, L. 2004, MNRAS, 351, 487
- [82] Porto de Mello, G. F. 1996, Ph.D. Thesis,

- [83] Ribas, I., Porto de Mello, G. F., Ferreira, L. D., et al. 2010, ApJ, 714, 384
- [84] Rocha-Pinto, H. J., & Maciel, W. J. 1998, MNRAS, 298, 332
- [85] Rutten, R. G. M. 1984, A&A, 130, 353
- [86] Rutten, R. G. M., & Schrijver, C. J. 1987, A&A, 177, 155
- [87] Saar, S. H., & Brandenburg, A. 1999, ApJ, 524, 295
- [88] Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, A&As, 96, 269
- [89] Schatzman, E. 1959, The Hertzsprung-Russell Diagram, 10, 129
- [90] Schatzman, E. 1962, Annales d'Astrophysique, 25, 18
- [91] Schilbach, E., Robichon, N., Souchay, J., & Guibert, J. 1995, A&A, 299, 696
- [92] Schwarzschild, M. 1958, Princeton, Princeton University Press, 1958.,
- [93] Skumanich, A. 1972, ApJ, 171, 565
- [94] Soderblom, D. R., Duncan, D. K., & Johnson, D. R. H. 1991, ApJ, 375, 722
- [95] Soderblom, D. R., & Mayor, M. 1993, AJ, 105, 226
- [96] Soderblom, D. R. 2010, ARA&A, 48, 581
- [97] Soriano, M., & Vauclair, S. 2010, A&A, 513, A49
- [98] Takeda, G., Ford, E. B., Sills, A., et al. 2007, ApJs, 168, 297
- [99] Tang, Y. K., & Gai, N. 2011, A&A, 526, A35
- [100] Thuillier, G., Floyd, L., Woods, T. N., et al. 2004, Advances in Space Research, 34, 256
- [101] van Saders, J. L., & Pinsonneault, M. H. 2011, arXiv:1108.2273
- [102] Vauclair, S., Laymand, M., Bouchy, F., et al. 2008, A&A, 482, L5
- [103] Vaughan, A. H., & Preston, G. W. 1980, PASP, 92, 385
- [104] Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, ApJs, 45, 635
- [105] Vieytes, M., & Mauas, P. J. D. 2004, APSS, 290, 311
- [106] H.D. Vinod, and A. Ullah, Recent Advances in Regression Models, Marcel Dekker, New York, 1981

- [107] Weber, E. J., & Davis, L., Jr. 1967, ApJ, 148, 217
- [108] Wilson, O. C. 1968, ApJ, 153, 221
- [109] Yi, S. K., Kim, Y.-C., & Demarque, P. 2003, ApJs, 144, 259
- [110] Yıldız, M. 2008, MNRAS, 388, 1143

Apêndice A

Anexo A

A.1 Fluxos Cromosféricos: \mathcal{F}'_{HK}

Complementamos nossa amostra de dados com os fluxos cromosféricos das linhas H & K compilados da literatura. Centralizamos nossas buscas em trabalhos que fornecessem valores de índice $\langle S \rangle$ já convertidos para a escala de Mount Wilson ($\langle S \rangle_{MW}$). Esta escala se tornou uma medida padrão da atividade cromosférica e é dada pela razão entre o fluxo nos centros das linhas H e K do Ca II e o contínuo normalizado. Em consequência deste procedimento, assim como nos nosso cálculos para o tripleto, teremos inseridas neste índice as componentes fotosférica e cromosférica que são respectivamente, funções da temperatura efetiva e nível de atividade magnética presente nas cromosferas estelares. Portanto, para separarmos estas duas componentes, utilizamos a seguinte equação de transformação*

$$R_{\rm HK} = 1,340 \times 10^{-4} \times C_{\rm cf} \times \langle S \rangle_{\rm MW} \propto \mathcal{F}_{\rm HK} / \sigma T_{\rm ef}^4 \tag{A.1}$$

onde C_{cf} é um fator de normalização do fluxo observado pela luminosidade bolométrica estelar corrigindo a dependência de cor que incide sobre os índices $\langle S \rangle$. Esta quantidade é representada pela equação cúbica

$$\log C_{\rm cf} = 1,13(B-V)^3 - 3,91(B-V)^2 + 2,84(B-V) - 0,47$$
(A.2)

O índice de cor (B-V) foi calculado com base nas equações 3.1. Como nossos cálculos dos fluxos cromosféricos do tripleto serão em unidades físicas, partimos dos valores de R_{HK} e calcular os fluxos em ergs cm⁻² s⁻¹ com auxílio da lei de Stephan-Boltzmann,

$$\mathcal{F}'_{\rm HK} \propto R_{\rm HK} \sigma T_{\rm ef}^4.$$
 (A.3)

^{*}Mais detalhes sobre o procedimento de remoção (em primeira ordem) da assinatura térmica podem ser encontrados em Noyes et al. (1984) e Middelkoop (1982).

Os valores de \mathcal{F}'_{HK} podem ser encontrados na tabela C.1, anexo C. Alternativamente, o índice R'_{HK} pôde ser calculado por intermédio da uma correção fotosférica (R_{phot}) dada por

$$R'_{HK} = R_{HK} - R_{phot}$$
(A.4)

onde

$$R_{\rm phot} = 10^{-4,02-1,4(\rm B-V)} \tag{A.5}$$

O procedimento de subtração do fluxo absoluto de origem fotosférica em \mathcal{F}'_{HK} foi realizado de forma semelhante ao tripleto e está descrito em detalhes no capítulo 4, seção 4.1.5. Na figura A.1, é possível identificar uma forte dependência dos fluxos absolutos totais das linhas H & K do Ca II com os efeitos de origem puramente térmica representados pela temperatura efetiva. Com intuito de preservar somente a componente não-térmica (cromosférica), ajustamos um envoltório de atividade magnética mínima (linha contínua preta) dependente exclusivamente da temperatura efetiva. É perceptível que este polinômio é representado pelas subgigantes menos ativas da amostra. Em seguida, removemos de cada estrela presente no gráfico, os respectivos fluxos provenientes deste ajuste e, como resultado final, obtivemos as perdas radiativas cromosféricas das linhas H & K. Os coeficientes derivados neste procedimento são mostrados na tabela 4.9 do capítulo 4.



Figura A.1: Mostramos a relação entre os fluxos absolutos totais das linhas H & K do Ca II e a temperatura efetiva. A linha contínua preta refere-se ao envoltório de atividade magnética mínima delimitado pelas subgigantes menos ativas. Os círculos pretos representam as anãs enquanto os triângulos pretos, as subgigantes.

Apêndice B

Anexo B

B.1 Parâmetros Estelares

Listamos na tabela B.1 abaixo os parâmetros estelares que nos auxiliaram tanto no cálculo das massas, idades, gravidades superficiais e raios (capítulo 4) que, por sua vez, são mostrados na tabela B.1. A primeira e segunda colunas listam, respectivamente, a numeração da estrela e sua identificação. A terceira coluna mostra o índice de cor (B-V) que foi calculado com base nas equação 3.1. As colunas 4, 5, 6 e 7 foram retiradas de Ferreira (2010). A última coluna diz respeito à classificação evolutiva estelar (anã ou subgigante) baseada na convergência da abundância de He no núcleo estelar (cap 3).

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
1	1461	0,670	5794,250	50	0,078	0,018	0,220	anã	
2	1581	0,579	5977,750	50	0,091	0,006	-0,095	anã	
3	1835	0,656	5822,050	50	-0,013	0,016	0,180	anã	
4	2151	0,605	5901,800	50	0,538	0,004	-0,070	subgigante	
5	3795	0,698	5465,150	50	0,410	0,019	-0,560	subgigante	
6	3823	0,580	5890,650	50	0,376	0,013	-0,410	subgigante	
7	4307	0,623	5789,350	50	0,473	0,028	-0,280	subgigante	
8	4308	0,698	5732,600	50	-0,010	0,011	-0,290	anã	
9	4391	0,629	5834,200	50	-0,048	0,010	-0,059	anã	
10	7570	0,564	6090,450	50	0,276	0,009	0,170	anã	
11	8291	0,636	5831,950	50	0,016	0,058	0,008	anã	
12	9562	0,623	5946,400	50	0,561	0,019	0,280	anã	
13	10647	0,550	6071,600	50	0,180	0,010	-0,071	anã	
14	10697	0,718	5613,800	50	0,458	0,023	0,100	subgigante	
15	10700	0,715	5444,700	50	-0,315	0,006	-0,450	anã	

Tabela B.1: Parâ	imetros
------------------	---------

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
16	11131	0,626	5853,050	50	-0,042	0,085	-0,016	anã	
17	11964	0,827	5270,800	50	0,472	0,027	0,055	subgigante	
18	12235	0,616	5925,150	50	0,547	0,026	0,130	anã	
19	12264	0,644	5813,350	50	0,013	0,044	0,026	anã	
20	13421	0,592	5986,600	50	0,915	0,031	0,087	subgigante	
21	13531	0,691	5685,300	50	-0,190	0,020	0,070	anã	
22	13612	0,565	5993,150	50	0,981	0,064	-0,200	anã	
23	13724	0,667	5800,500	50	0,045	0,031	0,220	anã	
24	14214	0,599	5957,700	50	0,471	0,020	0,074	anã	
25	14680	0,930	4739,800	90	-0,479	0,036	-0,480	anã	
26	14802	0,613	5920,100	50	0,524	0,016	0,081	anã	
27	15335	0,608	5847,300	50	0,543	0,022	-0,240	subgigante	
28	15942	0,659	5875,300	50	0,194	0,036	0,390	anã	
29	16160	0,923	4939,300	90	-0,570	0,018	-0,061	anã	
30	16417	0,658	5794,150	50	0,429	0,014	0,110	subgigante	
31	16589	0,537	6148,400	50	0,770	0,032	0,088	anã	
32	16673	0,491	6276,100	50	0,251	0,015	0,037	anã	
33	17051	0,555	6120,500	50	0,220	0,008	0,190	anã	
34	18907	0,822	5055,700	50	0,622	0,020	-0,570	subgigante	
35	19308	0,659	5799,900	50	0,242	0,031	0,140	anã	
36	19994	0,556	6124,300	50	0,579	0,015	0,220	anã	
37	20010	0,510	6147,200	50	0,685	0,008	-0,270	subgigante	
38	20630	0,661	5665,000	50	-0,086	0,016	0,100	anã	
39	20766	0,646	5743,450	50	-0,115	0,007	-0,190	anã	
40	20807	0,613	5817,150	50	-0,007	0,007	-0,290	anã	
41	21411	0,723	5535,600	50	-0,212	0,027	-0,090	anã	
42	22049	0,853	5155,750	50	-0,479	0,008	-0,048	anã	
43	22484	0,558	6073,450	50	0,468	0,010	0,026	anã	
44	22879	0,538	5948,050	50	0,017	0,018	-0,730	anã	
45	23249	0,895	5159,850	50	0,498	0,010	0,280	subgigante	
46	24040	0,646	5853,900	50	0,257	0,041	0,190	anã	
47	24293	0,664	5718,950	50	0,044	0,031	-0,082	anã	
48	24616	0,821	5015,500	50	0,943	0,044	-0,690	subgigante	
49	25457	0,576	5978,350	50	0,331	0,013	-0,120	anã	
50	25874	0,660	5768,500	50	0,053	0,012	0,040	anã	
51	25918	0,675	5776,750	50	-0,201	0,026	0,220	anã	
52	26913	0,651	5827,000	50	-0,212	0,021	0,150	anã	
53	26923	0,586	5972,900	50	0,039	0,020	-0,029	anã	
54	27685	0,672	5753,300	50	-0,076	0,044	0,110	anã	
55	27859	0,613	5898,850	50	0,170	0,052	-0,004	anã	

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
56	28099	0,658	5794,250	50	0,025	0,060	0,110	anã	
57	28344	0,620	5899,950	50	0,139	0,043	0,081	anã	
58	28471	0,649	5788,500	50	0,042	0,024	0,000	anã	
59	28821	0,675	5685,950	50	0,026	0,032	-0,083	anã	
60	28992	0,622	5904,950	50	0,028	0,047	0,120	anã	
61	29859	0,568	6026,650	50	0,837	0,031	-0,026	subgigante	
62	30495	0,636	5809,000	50	-0,022	0,010	-0,066	anã	
63	30562	0,656	5796,250	50	0,465	0,021	0,091	subgigante	
64	30606	0,550	6068,500	50	0,843	0,027	-0,083	subgigante	
65	32147	1,057	4611,100	90	-0,492	0,024	0,110	anã	
66	32923	0,670	5650,200	50	0,375	0,013	-0,250	subgigante	
67	33021	0,621	5828,000	50	0,368	0,020	-0,160	subgigante	
68	34721	0,579	5970,050	50	0,325	0,017	-0,120	anã	
69	36553	0,610	5973,150	50	1,013	0,021	0,240	subgigante	
70	37986	0,790	5471,300	50	-0,104	0,023	0,300	anã	
71	39587	0,589	5984,700	50	0,033	0,008	0,054	anã	
72	41593	0,802	5350,950	50	-0,359	0,013	0,057	anã	
73	43587	0,615	5881,000	50	0,212	0,013	-0,045	anã	
74	43834	0,718	5616,300	50	-0,079	0,006	0,110	anã	
75	43947	0,570	5954,650	50	0,152	0,021	-0,280	anã	
76	44120	0,596	5960,200	50	0,461	0,016	0,045	anã	
77	46569	0,527	6103,900	50	0,818	0,015	-0,227	subgigante	
78	50806	0,704	5636,050	50	0,342	0,015	0,036	subgigante	
79	52298	0,465	6275,650	50	0,262	0,017	-0,330	anã	
80	53705	0,617	5826,500	50	0,122	0,015	-0,210	anã	
81	55720	0,698	5586,900	50	-0,172	0,015	-0,170	anã	
82	57853	0,599	6026,300	50	0,355	0,026	0,317	anã	
83	59984	0,544	5927,300	50	0,510	0,024	-0,730	subgigante	
84	61033	0,715	5606,750	50	-0,190	0,017	0,050	anã	
85	62644	0,776	5386,650	50	0,712	0,018	-0,065	subgigante	
86	63077	0,589	5770,650	50	0,148	0,008	-0,750	subgigante	
87	64114	0,709	5658,950	50	-0,146	0,026	0,160	anã	
88	65907	0,583	5921,950	50	0,100	0,008	-0,250	anã	
89	69809	0,662	5811,150	50	0,189	0,047	0,200	anã	
90	69830	0,772	5394,350	50	-0,218	0,010	-0,069	anã	
91	71334	0,665	5707,400	50	-0,012	0,029	-0,110	anã	
92	73350	0,653	5809,150	50	-0,024	0,021	0,110	anã	
93	74698	0,645	5845,100	50	0,212	0,027	0,150	anã	
94	76151	0,656	5796,800	50	-0,012	0,013	0,099	anã	
95	76932	0,521	5998,250	50	0,251	0,018	-0,750	anã	

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
96	84117	0,522	6139,600	50	0,279	0,009	-0,140	anã	
97	85380	0,562	6091,400	50	0,638	0,033	0,150	anã	
98	88084	0,639	5840,650	50	0,010	0,025	0,070	anã	
99	88218	0,621	5824,700	50	0,443	0,018	-0,180	subgigante	
100	94340	0,635	5868,700	50	0,344	0,035	0,130	anã	
101	98649	0,651	5785,300	50	-0,011	0,037	-0,003	anã	
102	102365	0,657	5667,850	50	-0,089	0,007	-0,330	anã	
103	103026	0,563	5996,500	50	0,568	0,023	-0,210	subgigante	
104	104304	0,766	5519,750	50	-0,045	0,010	0,240	anã	
105	105590	0,662	5750,800	50	0,081	0,242	0,002	anã	
106	105901	0,627	5854,800	50	0,035	0,043	-0,004	anã	
107	108309	0,681	5715,850	50	0,284	0,017	0,073	subgigante	
108	111199	0,554	6015,600	50	1,047	0,043	-0,240	subgigante	
109	111398	0,667	5756,800	50	0,207	0,030	0,070	anã	
110	112164	0,622	5940,300	50	0,759	0,026	0,240	subgigante	
111	114260	0,732	5525,900	50	-0,127	0,021	-0,043	anã	
112	114613	0,695	5711,150	50	0,615	0,014	0,190	subgigante	
113	114710	0,579	5984,250	50	0,145	0,006	-0,062	anã	
114	115382	0,640	5792,900	50	0,032	0,060	-0,076	anã	
115	115383	0,591	5997,800	50	0,346	0,014	0,127	anã	
116	115617	0,713	5601,050	50	-0,093	0,007	0,006	anã	
117	117176	0,726	5516,550	50	0,478	0,013	-0,120	subgigante	
118	117939	0,646	5780,750	50	-0,028	0,022	-0,058	anã	
119	118598	0,655	5767,350	50	0,026	0,041	-0,022	anã	
120	119550	0,643	5804,600	50	0,720	0,048	-0,012	subgigante	
121	120066	0,632	5868,100	50	0,361	0,022	0,095	anã	
122	120136	0,483	6346,950	50	0,484	0,010	0,260	anã	
123	120237	0,543	6148,850	50	0,185	0,024	0,160	anã	
124	121370	0,598	6013,000	50	0,950	0,008	0,260	subgigante	
125	121384	0,773	5262,000	50	0,741	0,023	-0,440	subgigante	
126	122862	0,569	5949,950	50	0,423	0,014	-0,160	subgigante	
127	124553	0,601	5981,700	50	0,607	0,038	0,180	anã	
128	124570	0,546	6112,700	50	0,740	0,021	0,047	anã	
129	124850	0,517	6142,000	50	0,939	0,016	-0,190	subgigante	
130	125184	0,744	5575,800	50	0,388	0,028	0,220	subgigante	
131	126868	0,706	5608,000	50	1,251	0,035	-0,034	subgigante	
132	128620	0,686	5744,600	50	0,193	0,004	0,220	anã	
133	128621	0,889	5125,050	50	-0,283	0,008	0,150	anã	
134	130948	0,582	5983,100	50	0,078	0,013	-0,027	anã	
135	131117	0,601	5954,000	50	0,600	0,027	0,071	anã	

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
136	131156	0,769	5483,150	50	-0,211	0,007	0,057	anã	
137	131923	0,698	5673,250	50	0,178	0,018	0,100	anã	
138	131977	1,064	4596,500	90	-0,636	0,025	0,120	anã	
139	134664	0,652	5823,300	50	0,014	0,039	0,140	anã	
140	136202	0,539	6128,100	50	0,677	0,017	0,030	anã	
141	136352	0,651	5681,100	50	0,001	0,011	-0,350	anã	
142	137510	0,639	5909,050	50	0,656	0,034	0,310	anã	
143	138573	0,659	5755,650	50	0,021	0,023	-0,010	anã	
144	140538	0,684	5683,250	50	-0,077	0,012	0,004	anã	
145	140690	0,654	5790,600	50	0,061	0,049	0,063	anã	
146	141004	0,604	5896,950	50	0,292	0,009	-0,100	anã	
147	142072	0,668	5793,150	50	0,024	0,035	0,200	anã	
148	143337	0,641	5763,300	50	0,040	0,051	-0,180	anã	
149	143761	0,622	5796,700	50	0,253	0,011	-0,260	subgigante	
150	145825	0,637	5843,100	50	-0,017	0,018	0,061	anã	
151	146233	0,659	5726,750	50	0,029	0,011	-0,110	anã	
152	147513	0,629	5855,900	50	-0,007	0,010	0,019	anã	
153	148577	0,663	5750,750	50	0,219	0,054	0,010	anã	
154	150248	0,656	5766,300	50	0,024	0,025	-0,009	anã	
155	152391	0,748	5483,650	50	-0,250	0,014	-0,017	anã	
156	153458	0,648	5843,600	50	0,013	0,039	0,180	anã	
157	154417	0,576	6007,200	50	0,131	0,016	-0,013	anã	
158	154931	0,616	5846,750	50	0,502	0,045	-0,150	subgigante	
159	154962	0,690	5645,650	50	0,495	0,027	-0,061	subgigante	
160	155114	0,633	5827,550	50	0,007	0,030	-0,032	anã	
161	156274	0,778	5281,050	50	-0,324	0,012	-0,340	anã	
162	156846	0,570	6072,000	50	0,690	0,039	0,170	anã	
163	157089	0,579	5883,100	50	0,314	0,031	-0,450	subgigante	
164	157750	0,648	5853,600	50	-0,001	0,055	0,210	anã	
165	158614	0,719	5600,250	50	0,250	0,020	0,070	subgigante	
166	159222	0,638	5865,700	50	0,063	0,012	0,150	anã	
167	159332	0,497	6184,800	50	0,773	0,023	-0,280	subgigante	
168	159656	0,636	5853,000	50	0,110	0,027	0,080	anã	
169	160691	0,703	5705,850	50	0,253	0,011	0,250	anã	
170	161239	0,667	5808,100	50	0,799	0,021	0,240	subgigante	
171	161612	0,734	5579,750	50	-0,077	0,027	0,140	anã	
172	161797	0,741	5622,700	50	0,420	0,006	0,330	subgigante	
173	162396	0,530	6051,450	50	0,465	0,025	-0,410	subgigante	
174	164507	0,757	5486,750	50	0,748	0,029	0,072	subgigante	
175	164595	0,642	5792,150	50	0,021	0,018	-0,056	anã	

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados	
176	165185	0,610	5902,250	50	0,023	0,012	-0,020	anã	
177	165499	0,593	5960,400	50	0,226	0,011	0,000	anã	
178	169830	0,516	6175,300	50	0,665	0,028	-0,067	anã	
179	171990	0,618	5847,750	50	0,636	0,021	-0,130	subgigante	
180	172051	0,671	5634,300	50	-0,174	0,010	-0,290	anã	
181	175425	0,699	5663,550	50	0,221	0,037	0,080	subgigante	
182	177565	0,701	5667,100	50	-0,054	0,014	0,110	anã	
183	179949	0,537	6165,450	50	0,269	0,019	0,160	anã	
184	181321	0,623	5857,550	50	-0,032	0,023	-0,039	anã	
185	182572	0,758	5581,600	50	0,236	0,011	0,350	anã	
186	182619	0,688	5689,150	50	-0,143	0,027	0,050	anã	
187	187013	0,472	6305,150	50	0,538	0,010	-0,094	anã	
188	187237	0,654	5809,200	50	0,004	0,016	0,120	anã	
189	187691	0,573	6010,100	50	0,440	0,013	-0,029	anã	
190	187923	0,673	5646,700	50	0,357	0,019	-0,230	subgigante	
191	188376	0,756	5465,750	50	0,827	0,020	0,004	subgigante	
192	189567	0,649	5726,100	50	0,000	0,012	-0,220	anã	
193	189625	0,654	5841,850	50	0,056	0,028	0,230	anã	
194	190248	0,744	5645,400	50	0,089	0,005	0,420	anã	
195	190406	0,606	5932,700	50	0,092	0,012	0,051	anã	
196	190771	0,651	5837,750	50	0,003	0,009	0,180	anã	
197	191408	0,829	5069,200	50	-0,557	0,009	-0,470	anã	
198	191487	0,634	5832,900	50	0,027	0,056	-0,010	anã	
199	193307	0,558	6000,600	50	0,431	0,025	-0,250	subgigante	
200	194640	0,723	5559,350	50	-0,122	0,014	-0,022	anã	
201	195564	0,701	5634,550	50	0,444	0,018	0,013	subgigante	
202	195838	0,541	6038,850	50	0,500	0,027	-0,310	subgigante	
203	196050	0,654	5829,600	50	0,267	0,037	0,190	anã	
204	196378	0,548	6045,250	50	0,635	0,015	-0,200	subgigante	
205	196755	0,705	5618,600	50	0,868	0,037	-0,015	subgigante	
206	196761	0,715	5536,550	50	-0,265	0,011	-0,170	anã	
207	196800	0,616	5872,700	50	0,298	0,033	-0,062	anã	
208	196885	0,555	6104,750	50	0,389	0,023	0,130	anã	
209	197210	0,716	5610,500	50	-0,144	0,031	0,070	anã	
210	198802	0,662	5756,850	50	0,685	0,038	0,023	subgigante	
211	199288	0,583	5847,250	50	-0,016	0,016	-0,540	anã	
212	199960	0,623	5942,550	50	0,278	0,023	0,270	anã	
213	202072	0,643	5753,600	50	0,044	0,043	-0,180	anã	
214	203608	0,504	6066,300	50	0,155	0,005	-0,700	anã	
215	205390	0,881	4992,700	90	-0,499	0,019	-0,240	anã	

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	(B-V)	T_{ef}	$\sigma_{T_{ef}}$	$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$	$\sigma_{\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)}$	[Fe/H]	Base de Dados
216	206301	0,690	5626,850	50	0,900	0,026	-0,120	subgigante
217	206860	0,581	5981,850	50	0,060	0,014	-0,048	anã
218	207043	0,655	5772,600	50	-0,046	0,026	0,002	anã
219	207129	0,637	5811,250	50	0,086	0,011	-0,050	anã
220	209100	1,018	4708,100	90	-0,677	0,021	0,074	anã
221	210277	0,765	5527,300	50	-0,011	0,015	0,250	anã
222	210460	0,720	5489,650	50	0,969	0,032	-0,260	subgigante
223	210918	0,645	5786,300	50	0,125	0,014	-0,049	anã
224	211415	0,608	5863,250	50	0,045	0,009	-0,180	anã
225	211786	0,636	5809,450	50	-0,023	0,035	-0,072	anã
226	212330	0,698	5621,250	50	0,439	0,012	-0,072	subgigante
227	212708	0,746	5576,350	50	0,061	0,030	0,230	anã
228	213042	1,070	4615,900	90	-0,579	0,027	0,200	anã
229	213429	0,558	6030,200	50	0,266	0,040	-0,130	anã
230	213575	0,676	5687,700	50	0,266	0,026	-0,070	subgigante
231	214953	0,561	6090,650	50	0,257	0,015	0,140	anã
232	215028	0,623	5768,000	50	0,203	0,041	-0,360	subgigante
233	215942	0,647	5750,050	50	0,043	0,038	-0,160	anã
234	216385	0,482	6246,350	50	0,695	0,018	-0,210	anã
235	216435	0,621	5931,750	50	0,550	0,021	0,210	anã
236	216436	0,659	5754,150	50	0,069	0,051	-0,022	anã
237	216437	0,671	5758,300	50	0,360	0,014	-0,110	subgigante
238	217014	0,678	5785,400	50	0,120	0,011	0,270	anã
239	217107	0,741	5627,400	50	0,061	0,013	0,340	anã
240	219077	0,780	5349,400	50	0,450	0,016	-0,130	subgigante
241	219834	0,819	5385,100	50	0,517	0,090	0,290	subgigante
242	221343	0,660	5760,850	50	0,020	0,047	0,020	anã
243	221420	0,685	5764,850	50	0,604	0,014	0,270	subgigante
244	221627	0,661	5809,100	50	0,568	0,033	0,190	subgigante
245	224022	0,583	6001,850	50	0,392	0,019	0,048	anã
246	282962	0,611	5903,000	50	-0,048	0,080	0,000	anã
247	282975	0,720	5575,000	50	0,085	0,080	0,000	anã
248	BD+153364	0,655	5783,800	50	0,016	0,058	0,036	anã
249	BD+23527	0,655	5773,000	50	-0,059	0,080	0,000	anã
250	Sol	0,652	5780,000	0	0,000	0,000	0,000	anã

Tabela B.1: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

B.2 Parâmetros Evolutivos

São listados na tabela abaixo os parâmetros calculados com base nos diagramas HR teóricos (capítulo 3), Mostramos nas colunas 3, 4 e 8, respectivamente, as massas, incertezas em massa e raios, As idades isocronais e suas incertezas são listadas nas quinta e sexta colunas e estão expressas em unidades de Gano (10^9 anos), Adotamos idades canônicas para os aglomerados abertos Plêiades (p) e Híades (h) e o grupo cinemático Ursa Maior (u)

	HD	M/M _☉	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade	σ_{Idade}	$\log(g)$	R/R _☉
1	1461	1,09	0,02	3,20	1,40	4,39	1,09
2	1581	1,04	0,03	3,20	1,50	4,41	1,04
3	1835	1,10	0,01	0,63 ^h	-	4,49	0,97
4	2151	1,19	0,05	5,70	0,20	4,00	1,78
5	3795	0,95	0,02	10,90	0,50	3,90	1,79
6	3823	0,93	0,01	10,00	0,50	4,05	1,48
7	4307	1,01	0,02	8,40	0,50	3,96	1,72
8	4308	0,86	0,02	10,80	1,80	4,36	1,00
9	4391	1,03	0,01	-	-	4,50	0,93
10	7570	1,19	0,02	2,30	0,70	4,32	1,24
11	8291	1,05	0,01	-	-	4,45	1,00
12	9562	1,36	0,02	3,40	0,20	4,05	1,80
13	10647	1,08	0,03	2,90	0,90	4,36	1,12
14	10697	1,13	0,01	7,20	0,40	3,97	1,80
15	10700	0,75	0,05	13,50	3,60	4,51	0,78
16	11131	1,05	0,02	$0,30^{u}$	-	4,51	0,93
17	11964	1,15	0,03	7,00	0,80	3,85	2,07
18	12235	1,32	0,02	4,40	0,70	4,04	1,79
19	12264	1,05	0,03	-	-	4,44	1,00
20	13421	1,48	0,03	3,10	0,20	3,74	2,67
21	13531	-	-	-	-	-	0,83
22	13612	1,43	0,07	2,80	0,30	3,66	2,88
23	13724	1,12	0,01	-	-	4,44	1,05
24	14214	1,20	0,04	5,00	0,90	4,09	1,62
25	14680	0,75	0,15	-	-	4,44	0,86
26	14802	1,28	0,01	5,20	1,20	4,05	1,74
27	15335	1,07	0,01	7,00	0,40	3,93	1,83
28	15942	1,16	0,02	2,70	0,80	4,33	1,21
29	16160	0,80	0,05	-	-	4,63	0,71
30	16417	1,17	0,04	6,50	0,40	4,07	1,63

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Evolutivos

	HD	M/M_{\odot}	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10 ⁹ anos)	σ_{Idade} (10 ⁹ anos)	$\log(g)$	R/R_{\odot}
31	16589	1,48	0,03	3,30	0,60	3,93	2,14
32	16673	1,22	0,01	-	-	4,40	1,13
33	17051	1,23	0,01	-	-	4,40	1,15
34	18907	0,97	0,05	9,40	2,20	3,56	2,67
35	19308	1,12	0,02	5,00	0,60	4,24	1,31
36	19994	1,36	0,01	3,00	0,40	4,08	1,73
37	20010	1,23	0,05	4,80	0,20	3,94	1,95
38	20630	1,04	0,01	-	-	4,49	0,90
39	20766	0,93	0,03	2,80	2,50	4,50	0,89
40	20807	0,90	0,03	8,00	1,80	4,40	0,98
41	21411	0,92	0,03	-	-	4,53	0,85
42	22049	0,84	0,01	-	-	4,63	0,72
43	22484	1,23	0,01	3,70	0,30	4,13	1,55
44	22879	0,85	0,02	8,80	1,80	4,39	0,96
45	23249	1,24	0,01	5,60	0,20	3,82	2,23
46	24040	1,15	0,02	4,30	0,50	4,25	1,31
47	24293	0,94	0,02	8,80	1,40	4,34	1,07
48	24616	0,95	0,07	9,30	3,30	3,21	3,93
49	25457	1,07	0,02	6,30	0,90	4,18	1,37
50	25874	1,02	0,02	4,80	1,20	4,38	1,07
51	25918	-	-	-	-	-	0,79
52	26913	-	-	$0,30^{u}$	-	-	0,77
53	26923	1,07	0,02	$0,30^{u}$	-	4,47	0,98
54	27685	1,05	0,02	$0,63^{h}$	-	4,52	0,92
55	27859	1,04	0,02	0,63 ^h	-	4,31	1,17
56	28099	1,08	0,01	$0,63^{h}$	-	4,44	1,02
57	28344	1,09	0,02	$0,63^{h}$	-	4,36	1,13
58	28471	1,00	0,02	5,50	1,70	4,39	1,05
59	28821	0,93	0,06	9,30	1,60	4,34	1,06
60	28992	1,10	0,02	0,65	0,01	4,48	0,99
61	29859	1,35	0,03	3,50	0,20	3,79	2,41
62	30495	1,00	0,03	2,80	1,90	4,46	0,97
63	30562	1,19	0,06	6,20	0,40	4,04	1,70
64	30606	1,34	0,03	3,50	0,10	3,79	2,40
65	32147	0,80	0,15	-	-	4,43	0,89
66	32923	0,96	0,01	10,60	0,40	3,99	1,61
67	33021	1,02	0,02	8,40	0,60	4,08	1,50
68	34721	1,06	0,01	6,40	0,90	4,18	1,36
69	36553	1,60	0,02	2,40	0,20	3,67	3,00
70	37986	1,00	0,03	4,70	2,30	4,43	0,99

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	M/M_{\odot}	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10^9 anos)	σ_{Idade} (10 ⁹ anos)	$\log(g)$	R/R_{\odot}
71	39587	1,11	0,01	$0,30^{u}$	0,01	4,50	0,97
72	41593	-	-	$0,30^{u}$	-	-	0,77
73	43587	1,02	0,01	6,80	1,00	4,25	1,23
74	43834	1,00	0,03	3,40	1,90	4,46	0,97
75	43947	0,94	0,02	8,00	1,30	4,30	1,12
76	44120	1,20	0,04	5,00	0,90	4,10	1,60
77	46569	1,27	0,02	3,80	0,10	3,81	2,30
78	50806	1,05	0,02	8,90	0,50	4,06	1,56
79	52298	1,04	0,02	3,80	0,80	4,32	1,15
80	53705	0,93	0,02	9,00	1,10	4,29	1,13
81	55720	0,91	0,03	5,00	3,00	4,50	0,88
82	57853	1,24	0,02	2,50	0,40	4,24	1,38
83	59984	0,97	0,02	8,50	0,40	3,95	1,71
84	61033	-	-	-	-	-	0,85
85	62644	1,34	0,03	3,70	0,20	3,72	2,61
86	63077	0,85	0,05	-	-	4,21	1,19
87	64114	-	-	-	-	-	0,88
88	65907	0,95	0,02	7,10	1,40	4,35	1,07
89	69809	1,12	0,02	4,40	0,60	4,30	1,23
90	69830	0,87	0,03	9,00	3,00	4,46	0,89
91	71334	0,94	0,02	7,60	1,80	4,39	1,01
92	73350	1,08	0,01	-	-	4,49	0,96
93	74698	1,12	0,01	4,40	0,50	4,28	1,25
94	76151	1,08	0,01	-	-	4,48	0,98
95	76932	0,88	0,02	10,40	1,00	4,18	1,24
96	84117	1,08	0,02	3,70	0,80	4,28	1,22
97	85380	1,39	0,04	3,20	0,20	4,02	1,88
98	88084	1,08	0,01	-	-	4,47	0,99
99	88218	1,03	0,01	8,00	0,50	4,01	1,64
100	94340	1,18	0,02	5,00	1,00	4,18	1,44
101	98649	1,01	0,03	3,20	2,30	4,44	0,99
102	102365	0,85	0,04	11,40	2,10	4,41	0,94
103	103026	1,15	0,05	6,00	0,80	3,98	1,79
104	104304	1,00	0,03	5,80	1,90	4,39	1,04
105	105590	1,03	0,05	-	-	4,35	1,11
106	105901	1,03	0,02	3,10	2,10	4,43	1,02
107	108309	1,04	0,01	8,40	0,60	4,14	1,42
108	111199	1,47	0,04	2,60	0,20	3,62	3,08
109	111398	1,03	0,02	7,80	1,10	4,23	1,28
110	112164	1,46	0,09	3,50	0,60	3,88	2,27

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	M/M_{\odot}	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10 ⁹ anos)	σ_{Idade} (10 ⁹ anos)	$\log(g)$	R/R_{\odot}
111	114260	0,90	0,03	8,10	2,90	4,43	0,94
112	114613	1,27	0,01	5,00	0,20	3,89	2,08
113	114710	1,05	0,02	3,70	1,40	4,36	1,10
114	115382	0,97	0,02	6,50	3,00	4,39	1,03
115	115383	1,20	0,01	3,50	0,40	4,22	1,38
116	115617	0,94	0,03	6,00	2,00	4,44	0,96
117	117176	1,07	0,01	8,00	0,50	3,90	1,90
118	117939	0,99	0,02	3,40	2,30	4,45	0,97
119	118598	0,99	0,02	5,60	2,20	4,39	1,03
120	119550	1,27	0,06	4,10	0,60	3,82	2,27
121	120066	1,15	0,04	5,60	1,00	4,15	1,47
122	120136	1,35	0,02	1,40	0,40	4,24	1,45
123	120237	1,21	0,01	-	-	4,43	1,09
124	121370	1,61	0,08	2,50	0,30	3,75	2,76
125	121384	1,13	0,03	5,00	0,70	3,58	2,83
126	122862	1,07	0,02	6,70	0,50	4,08	1,54
127	124553	1,38	0,03	3,50	0,20	4,02	1,88
128	124570	1,38	0,08	3,50	0,60	3,92	2,10
129	124850	1,38	0,02	3,00	0,10	3,73	2,61
130	125184	1,12	0,09	7,70	0,50	4,02	1,68
131	126868	1,85	0,04	1,60	0,10	3,39	4,48
132	128620	1,11	0,01	5,20	0,60	4,27	1,26
133	128621	0,85	0,05	13,10	3,10	4,43	0,92
134	130948	1,06	0,03	1,90	1,30	4,43	1,02
135	131117	1,27	0,07	4,50	0,60	3,98	1,88
136	131156	0,97	0,01	-	-	4,53	0,87
137	131923	1,03	0,02	8,50	1,20	4,23	1,27
138	131977	0,75	0,10	-	-	4,54	0,76
139	134664	1,00	0,11	-	-	4,43	1,00
140	136202	1,38	0,01	3,60	0,60	3,99	1,94
141	136352	0,85	0,04	13,80	1,70	4,32	1,04
142	137510	1,38	0,08	3,80	0,80	3,95	2,04
143	138573	0,99	0,02	5,80	1,80	4,39	1,03
144	140538	0,98	0,03	3,60	2,10	4,46	0,95
145	140690	1,03	0,02	4,50	2,00	4,38	1,07
146	141004	1,03	0,02	7,40	0,80	4,18	1,34
147	142072	1,11	0,02	-	-	4,45	1,02
148	143337	0,91	0,02	9,10	2,00	4,34	1,05
149	143761	0,93	0,01	10,80	0,80	4,15	1,33
150	145825	1,07	0,01	-	-	4,49	0,96

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	IID	1424		T1 1 (100	(100)	1 ()	D /D
	HD	M/M _☉	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10° anos)	σ_{Idade} (10° anos)	$\log(g)$	K/K⊙
151	146233	0,94	0,02	8,20	1,40	4,35	1,05
152	147513	1,06	0,01	$0,30^{u}$	-	4,48	0,97
153	148577	1,00	0,02	8,80	0,90	4,20	1,30
154	150248	0,99	0,11	5,50	1,90	4,39	1,03
155	152391	0,94	0,01	-	-	4,56	0,83
156	153458	1,12	0,02	-	-	4,48	0,99
157	154417	1,08	0,02	2,60	1,40	4,40	1,08
158	154931	1,09	0,03	6,70	0,60	3,98	1,74
159	154962	1,10	0,02	7,10	0,70	3,93	1,85
160	155114	1,00	0,03	3,50	2,20	4,43	0,99
161	156274	0,80	0,10	-	-	4,50	0,82
162	156846	1,43	0,03	3,40	0,50	3,98	2,01
163	157089	0,89	0,02	11,10	0,80	4,09	1,39
164	157750	1,12	0,02	-	-	4,50	0,97
165	158614	1,00	0,02	10,10	0,70	4,12	1,42
166	159222	1,13	0,01	-	-	4,44	1,04
167	159332	1,25	0,05	4,20	0,20	3,87	2,13
168	159656	1,07	0,02	3,80	1,10	4,37	1,11
169	160691	1,14	0,01	6,00	1,10	4,21	1,37
170	161239	1,42	0,02	3,70	0,10	3,79	2,48
171	161612	1,00	0,03	3,80	2,50	4,44	0,98
172	161797	1,21	0,07	5,80	1,10	4,04	1,71
173	162396	1,00	0,02	7,60	0,40	4,04	1,56
174	164507	1,39	0,04	3,60	0,20	3,73	2,62
175	164595	0,98	0,02	5,50	2,00	4,40	1,02
176	165185	1,07	0,01	$0,30^{u}$	-	4,47	0,98
177	165499	1,07	0,02	5,10	1,00	4,28	1,22
178	169830	1,33	0,02	4,10	0,30	4,00	1,88
179	171990	1,18	0,02	5,40	0,20	3,88	2,03
180	172051	0,85	0,03	7,00	2,90	4,49	0,86
181	175425	1,03	0,02	8,80	0,80	4,18	1,34
182	177565	1,02	0,03	3,00	2,00	4,46	0,98
183	179949	1,22	0,02	1,10	0,80	4,36	1,20
184	181321	1,04	0,01	-	-	4,50	0,94
185	182572	1,14	0,01	7,00	1,50	4,19	1,41
186	182619	-	-	-	-	-	0,88
187	187013	1,24	0,01	3,50	0,40	4,13	1,56
188	187237	1,09	0,01	-	-	4,47	0,99
189	187691	1,16	0,02	5,50	0,50	4,12	1,54
190	187923	0,95	0,01	10,90	0,50	4,01	1,58

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	M/M_{\odot}	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10 ⁹ anos)	σ_{Idade} (10 ⁹ anos)	$\log(g)$	R/R_{\odot}
191	188376	1,46	0,03	3,10	0,20	3,67	2,90
192	189567	0,90	0,03	9,00	1,80	4,36	1,02
193	189625	1,14	0,01	-	-	4,45	1,04
194	190248	1,08	0,01	5,00	1,00	4,33	1,16
195	190406	1,09	0,03	2,00	1,30	4,42	1,05
196	190771	1,11	0,02	-	-	4,49	0,98
197	191408	0,70	0,05	-	-	4,60	0,68
198	191487	1,02	0,03	3,50	2,40	4,42	1,01
199	193307	1,04	0,02	7,10	0,60	4,08	1,52
200	194640	0,93	0,03	6,00	2,00	4,45	0,94
201	195564	1,07	0,04	7,90	0,40	3,97	1,75
202	195838	1,05	0,02	6,60	0,50	4,02	1,63
203	196050	1,15	0,02	4,50	0,40	4,23	1,34
204	196378	1,20	0,05	5,30	0,20	3,95	1,90
205	196755	1,45	0,05	3,10	0,60	3,67	2,88
206	196761	0,92	0,01	-	-	4,58	0,80
207	196800	1,04	0,02	7,30	0,70	4,17	1,36
208	196885	1,24	0,01	3,00	0,60	4,23	1,40
209	197210	1,00	0,01	-	-	4,52	0,90
210	198802	1,26	0,03	4,50	0,50	3,83	2,22
211	199288	0,88	0,02	8,10	1,90	4,41	0,96
212	199960	1,19	0,01	3,30	0,50	4,27	1,30
213	202072	0,90	0,02	9,50	1,70	4,33	1,06
214	203608	0,90	0,02	8,10	1,10	4,31	1,09
215	205390	0,75	0,10	-	-	4,55	0,75
216	206301	1,47	0,04	2,90	0,10	3,65	2,97
217	206860	1,04	0,01	-	-	4,44	1,00
218	207043	1,03	0,01	-	-	4,48	0,95
219	207129	0,98	0,02	6,60	1,30	4,34	1,09
220	209100	0,75	0,05	-	-	4,62	0,69
221	210277	1,00	0,03	6,60	1,90	4,36	1,08
222	210460	1,53	0,04	2,40	0,10	3,55	3,38
223	210918	0,98	0,02	7,90	1,20	4,29	1,15
224	211415	0,94	0,02	6,40	1,70	4,38	1,02
225	211786	1,00	0,03	-	-	4,46	0,96
226	212330	1,06	0,01	8,20	0,40	3,96	1,75
227	212708	1,04	0,03	6,50	1,30	4,32	1,15
228	213042	0,80	0,10	-	-	4,52	0,81
229	213429	1,05	0,02	5,60	1,20	4,26	1,25
230	213575	0,98	0,01	10,00	0,70	4,12	1,40

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

	HD	M/M_{\odot}	$\sigma_{M/M_{\odot}}$	Idade (10 ⁹ anos)	$\sigma_{Idade} \ (10^9 \text{ anos})$	$\log(g)$	R/R_{\odot}
231	214953	1,19	0,02	2,00	0,90	4,34	1,21
232	215028	0,90	0,03	12,60	1,00	4,17	1,27
233	215942	0,93	0,02	8,70	1,70	4,34	1,06
234	216385	1,25	0,06	4,30	0,20	3,96	1,91
235	216435	1,33	0,02	4,30	0,80	4,05	1,79
236	216436	0,98	0,02	7,00	1,90	4,34	1,09
237	216437	1,02	0,01	8,80	0,60	4,07	1,53
238	217014	1,10	0,02	3,80	0,90	4,35	1,15
239	217107	1,07	0,01	5,10	1,80	4,35	1,13
240	219077	1,05	0,02	8,60	0,40	3,86	1,96
241	219834	1,22	0,08	6,80	2,00	3,87	2,09
242	221343	0,99	0,11	5,60	2,60	4,40	1,03
243	221420	1,33	0,06	4,50	0,50	3,94	2,02
244	221627	1,29	0,08	4,70	0,70	3,98	1,90
245	224022	1,19	0,01	4,20	0,40	4,18	1,46
246	282962	1,06	0,01	$0,10^{p}$	-	4,54	0,91
247	282975	0,93	0,02	$0,10^{p}$	-	4,25	1,19
248	BD+15 3364	1,03	0,03	3,30	1,90	4,42	1,02
249	BD+23 527	1,03	0,02	$0,10^{p}$	-	4,50	0,94
250	Sol	1,00	0,00	4,59	-	4,43	1,00

Tabela B.2: Apêndice: Parâmetros Estelares (continuação...)

Apêndice C

Anexo C

C.1 Fluxos Absolutos dos Indicadores Cromosféricos

Este anexo contém os fluxos calculados para as linhas do Ca II. Na terceira e quarta colunas listamos, respectivamente, os índices $\langle S \rangle_{MW}$ e suas referências. Para obtenção dos fluxos absolutos totais das linhas H & K (quinta coluna) do Ca II foi necessário converter os índices $\langle S \rangle_{MW}$ de acordo com os procedimentos descritos no anexo A. Os fluxos cromosféricos deste indicador (sexta coluna) foram calculados com base no procedimento de remoção do fluxo absoluto de origem fotosférica descrito no anexo A e na seção 4.1.5 do capítulo 4. As colunas 7,9 e 11 são referentes aos fluxos absolutos totais das linhas λ 8498, λ 8542 e λ 8662 calculados. As colunas 8, 10 e 12 dizem respeito aos fluxos cromosféricos do tripleto (λ 8498, λ 8542 e λ 8662, respectivamente). As estrelas com fluxos cromosféricos iguais a zero, foram utilizadas na construção do envoltório de atividade magnética mínima.

labela C.1: Apêndice: Fluxos absolutos dos indicadores	cromosféricos
labela C.1: Apêndice: Fluxos absolutos c	los indicadores
labela C.1: Apêndice: Fluxo	s absolutos d
labela C.1: Apêndice:	Fluxo
labela C.1:	Apêndice:
	Tabela C.1:

		-																								
${\cal F}_{8662}^{\prime}$		3,59	7,07	I	3,41	2,83	ı	ı	I	6,40	4,80	5,71	3,00	6,99	I	3,55	I	I	ı	7,04	ı	ı	ı	ı	ı	ı
${\cal F}_{\lambda 8662}$		44,97	51,76	ı	46,77	37,57	ı	ı	ı	48,53	51,39	47,79	47,16	53,28	ı	37,85	ı	ı	ı	48,77	ı	ı	ı	ı	ı	ı
${\cal F}'_{\lambda 8542}$		3,34	I	I	ı	1,52	ı	I	I	I	5,30	I	2,94	I	I	3,26	I	I	I	I	I	ı	ı	ı	I	I
${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\rm cm^{-2} \ s^{-1}}$	48,00	ı	I	ı	39,11	ı	I	I	I	56,24	I	50,86	I	I	40,41	I	I	I	I	I	ı	ı	ı	I	I
${\cal F}'_{\lambda 8498}$	10 ⁵ ergs	3,30	5,78	I	3,08	1,78	ı	I	I	5,75	3,50	3,78	2,68	5,48	I	2,78	I	I	I	5,67	I	ı	I	I	I	I
${\cal F}_{\lambda 8498}$		58,17	65,67	ı	60,91	47,45	ı	I	I	61,73	66,45	59,68	61,75	67,94	I	47,88	I	I	I	61,05	I	ı	ı	I	I	ı
\mathcal{F}'_{HK}		2,14	7,05	19,62	3,81	2,60	6,09	2,13	1,23	15,31	5,00	ı	0,98	12,56	1,03	3,19	18,66	0,00	3,91	I	0,54	15,62	7,32	5,60	1,84	5,63
\mathcal{F}_{HK}		13,92	21,26	31,76	17,00	10,30	19,14	13,85	12,23	27,61	20,74	I	14,76	28,05	10,54	10,65	31,21	5,32	17,41	ı	14,87	26,01	21,73	17,47	15,78	5,50
ref.		а	e	q	e	q	q	а	e	e	e	I	q	q	а	q	e	q	q	I	q	c	· - ,	e	c	q
$\langle S \rangle_{MW}$		0,156	0,181	0,340	0,158	0,155	0,173	0,143	0,152	0,279	0,161	I	0,137	0,217	0,149	0,169	0,310	0,130	0,162	I	0,128	0,329	0,180	0,194	0,140	0,287
HD		1461	1581	1835	2151	3795	3823	4307	4308	4391	7570	8291	9562	10647	10697	10700	11131	11964	12235	12264	13421	13531	13612	13724	14214	14680
		1	7	3	4	S	9	٢	8	6	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25

164

(continuação
cromosféricos
s indicadores
s dos
absoluto
Fluxos
Apêndice:
Tabela C.1:

	HD	$\langle S \rangle_{MW}$	ref.	\mathcal{F}_{HK}	\mathcal{F}'_{HK}	${\cal F}_{\lambda 8498}$	${\cal F}'_{\lambda 8498}$	${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\cal F}'_{\lambda 8542}$	$\mathcal{F}_{\lambda 8662}$	\mathcal{F}'_{8662}
							10 ⁵ ergs	$cm^{-2} s^{-1}$			
26	14802	0,149	а	16,03	2,60	62,38	4,06	ı	1	48,61	4,93
27	15335	0,142	а	14,65	2,18	ı	ı	ı	I	ı	ı
28	15942	ı	ı	ı	ı	ı	ı	ı	I	ı	ı
29	16160	0,233	q	5,39	3,54	32,71	2,15	ı	I	24,86	2,57
30	16417	0,146	q	13,32	1,54	56,52	1,65	46,77	2,11	43,45	2,07
31	16589	ı	ı	I	ı	I	I	ı	I	ı	ı
32	16673	0,213	р	32,77	14,41	I	I	ı	I	I	I
33	17051	0,225	e	29,87	13,70	69,86	6,07	ı	I	55,35	8,26
34	18907	0,143	а	5,03	1,95	35,94	1,99	29,59	0,92	27,67	2,43
35	19308	0,156	а	14,26	2,40	I	I	ı	I	ı	ı
36	19994	0,173	а	22,97	6,76	68,15	4,25	55,55	3,87	51,93	4,77
37	20010	0,162	q	22,71	6,18	70,09	5,58	ı	ı	54,29	6,77
38	20630	0,343	p	30,95	19,27	57,61	6,37	ı	I	47,17	8,32
39	20766	0,245	e	22,08	10,95	59,01	5,54	50,96	7,38	47,12	6,70
40	20807	0,196	e	19,66	7,58	60,58	5,09	50,54	5,39	47,53	5,72
41	21411	0,224	e	14,79	6,24	ı	ı	ı	I	ı	ı
42	22049	0,513	q	17,76	13,60	41,09	4,25	ı	I	32,85	5,17
43	22484	0,139	а	17,83	2,33	68,46	5,96	ı	I	53,07	6,76
4	22879	0,163	а	19,62	5,81	67,30	8,20	56,09	8,15	53,30	9,12
45	23249	0,142	q	4,29	0,00	36,94	0,00	ı	I	27,77	0,00
46	24040	0,147	а	14,30	1,74	ı	ı	ı	I	ı	ı
47	24293	0,172	e	14,72	3,90	ı	ı	ı	I	ı	ı
48	24616	ı	ı	I	ı	34,65	1,88	27,78	0,00	26,37	2,15
49	25457	0,317	а	37,36	23,15	ı	ı	ı	I	ı	ı
50	25874	0,173	e	15,47	4,01	ı	ı	ı	I	ı	ı
ontinuação											

<u> </u>											
cromosféricos											
indicadores											
los											
absolutos e											
Fluxos											
Apêndice:											
Tabela C.1:											

| | 1 | I | I | I | I | I | 8,67 | 4,01 | I | 9,69
 | I | 7,07
 | 1,30
 | I
 | 4,43
 | I | 3,44 | 4,72
 | 0,0 | I | I | I | 4,46 | 2,59 | 6,50 |
|------------------|--|---|---|---|---|---|---|---|--
--
---|---

--
--
--
--|---
---|--|---|---|---|---|---|---|
| | I | I | I | I | I | I | 51,98 | 45,29 | I | 53,10
 | I | 48,73
 | 42,71
 | I
 | 17,78
 | I | 45,44 | 49,29
 | 43,69 | I | I | I | 47,45 | 40,50 | 50,80 |
| | I | I | I | I | I | I | 10,58 | I | I | 12,14
 | I | I
 | 0,80
 | I
 | I
 | I | 2,34 | 4,34
 | 0,0 | I | I | I | 2,86 | 2,47 | 6,37 |
| $cm^{-2} s^{-1}$ | I | I | I | I | I | I | 57,48 | I | I | 59,16
 | I | I
 | 45,49
 | I
 | I
 | I | 47,72 | 52,75
 | 45,84 | I | I | I | 49,38 | 43,33 | 54,46 |
| 10^5 ergs | 1 | I | ı | I | I | I | 6,78 | 2,46 | I | 8,06
 | I | 5,21
 | 0,48
 | I
 | 2,95
 | I | 3,20 | 4,36
 | 0,0 | I | I | ı | 3,63 | 1,69 | 6,21 |
| | 1 | I | I | I | I | I | 64,54 | 57,18 | I | 65,97
 | I | 60,48
 | 55,38
 | I
 | 23,80
 | I | 58,99 | 64,06
 | 58,77 | I | I | I | 60,91 | 51,62 | 65,50 |
| | 3,25 | 24,20 | 18,59 | 12,64 | 20,42 | 16,95 | 19,81 | I | 3,18 | 19,43
 | I | 15,68
 | 2,14
 | I
 | 4,52
 | 1,49 | 2,24 | 3,31
 | I | 0,59 | 21,70 | 14,99 | 3,28 | 2,85 | 4,69 |
| | 14,81 | 36,41 | 32,73 | 23,89 | 33,57 | 28,73 | 32,98 | I | 13,58 | 32,66
 | I | 27,66
 | 13,95
 | I
 | 3,15
 | 11,44 | 14,46 | 17,41
 | I | 8,35 | 36,00 | 21,35 | 16,20 | 12,38 | 18,59 |
| | а | р | q | - | q | p | а | ı | q | p
 | I | q
 | а
 | ı
 | p
 | ပ | а | а
 | I | q | p | q | q | e | а |
| | 0,170 | 0,385 | 0,282 | 0,277 | 0,316 | 0,315 | 0,314 | ı | 0,166 | 0,311
 | ı | 0,288
 | 0,152
 | ı
 | 0,292
 | 0,142 | 0,145 | 0,149
 | ı | 0,158 | 0,309 | 0,456 | 0,155 | 0,175 | 0,159 |
| | 25918 | 26913 | 26923 | 27685 | 27859 | 28099 | 28344 | 28471 | 28821 | 28992
 | 29859 | 30495
 | 30562
 | 30606
 | 32147
 | 32923 | 33021 | 34721
 | 36553 | 37986 | 39587 | 41593 | 43587 | 43834 | 43947 |
| | 51 | 52 | 53 | 54 | 55 | 56 | 57 | 58 | 59 | 60
 | 61 | 62
 | 63
 | 64
 | 65
 | 66 | 67 | 68
 | 69 | 70 | 71 | 72 | 73 | 74 | 75 |
| | $10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | 51 25918 0,170 a 14,81 3,25 - - - - - - | 51 25918 0,170 a 14,81 $3,25$ - - | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ - - | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ - - | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ - - | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ - - | $10^5 \ {\rm ergs} \ {\rm cm}^{-2} \ {\rm s}^{-1}$ 51259180,170a14,813,2552269130,385d36,4124,2053269230,282d32,7318,5954276850,277123,8912,6455278590,316d33,5720,4256280990,315d28,7316,9557283440,314a32,9819,8164,546,7857,4810,5851,988,67 | 105 ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$ 51259180,170a14,813,2552269130,385d36,4124,2053269230,385d36,4124,2053269230,282d32,7318,5954276850,277123,8912,6455278590,316d33,5720,4256280990,315d28,7316,9557283440,314a32,9819,8164,546,7857,4810,5851,988,67582847157,182,4645,294,01 | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $ -$ 52 26913 $0,385$ d $36,41$ $24,20$ $ -$ 53 26923 $0,385$ d $36,41$ $24,20$ $ -$ 54 27685 $0,277$ 1 $23,73$ $18,59$ $ -$ 55 27859 $0,216$ d $33,57$ $20,42$ $ -$ 56 28099 $0,316$ d $33,57$ $20,42$ $ -$ 57 28344 $0,314$ a $32,73$ $16,95$ $ -$ 57 28344 $0,314$ a $32,98$ $19,81$ $64,54$ $6,78$ $57,48$ $10,58$ $51,98$ $8,67$ 58 28471 $ -$ 58 28821 $0,166$ b $13,58$ $3,18$ $ -$ 59 28821 $0,166$ b $13,58$ $3,18$ $ -$ <th>10⁵ ergs cm⁻² s⁻¹51259180,170a14,813,2552269130,385d36,4124,2053269230,282d35,4124,2054276850,277123,7318,59552278590,316d33,5720,4256280990,315d28,7316,9557283440,314a32,9819,8164,546,7857,4810,5851,988,67582847158288210,166b13,583,1859288210,166b13,583,18<</th> <th>51$25918$$0,170a14,81$$3,25$$-$52$26913$$0,385d36,41$$3,273$$18,59$$-$53$26923$$0,385d36,41$$24,20$$-$54$27685$$0,277$1$23,89$$12,64$$-$55$27859$$0,316d33,57$$20,42$$-$56$28099$$0,315d28,73$$16,95$$-$57$28344$$0,314a32,98$$19,811$$64,54$$6,78$$57,48$$10,58$$51,98$$8,67$58$28471$$-$59$28821$$0,166$$b$$13,58$$3,18$$-$<td< th=""><th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 0.170 a 14.81 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th><th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a
 14.81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th></th></th></th></th></td<></th> | 10 ⁵ ergs cm ⁻² s ⁻¹ 51259180,170a14,813,2552269130,385d36,4124,2053269230,282d35,4124,2054276850,277123,7318,59552278590,316d33,5720,4256280990,315d28,7316,9557283440,314a32,9819,8164,546,7857,4810,5851,988,67582847158288210,166b13,583,1859288210,166b13,583,18< | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $ -$ 52 26913 $0,385$ d $36,41$ $3,273$ $18,59$ $ -$ 53 26923 $0,385$ d $36,41$ $24,20$ $ -$ 54 27685 $0,277$ 1 $23,89$ $12,64$ $ -$ 55 27859 $0,316$ d $33,57$ $20,42$ $ -$ 56 28099 $0,315$ d $28,73$ $16,95$ $ -$ 57 28344 $0,314$ a $32,98$ $19,811$ $64,54$ $6,78$ $57,48$ $10,58$ $51,98$ $8,67$ 58 28471 $ -$ 59 28821 $0,166$ b $13,58$ $3,18$ $ -$ <td< th=""><th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 0.170 a 14.81 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th><th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -
 - -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th></th></th></th></th></td<> | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ 3.25 $ -$ <th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 0.170 a 14.81 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th><th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -
 - -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th></th></th></th> | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $ -$ <th>51 25918 0.170 a 14.81 3.25 $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th><th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th></th></th> | 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 $ -$ <th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $-$<th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th><th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a
 14,81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 -</th><th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th><th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th></th> | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ $ -$ <th>51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ -</th> <th>$10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 -</th> <th>S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $-$ <</th> <th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th> <th>IO⁵ ergs cm⁻² s⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 - -
- -</th> <th>S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 -</th> <th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th> <th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -</th> <th>51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $-$</th> | 51 25918 $0,170$ a $14,81$ $3,25$ - - | $10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ 51 25918 0,170 a 14,81 3.25 - | S1 25918 0,170 a 14,81 3.25 $ -$ < | S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 - | IO ⁵ ergs cm ⁻² s ⁻¹ 51 25918 0.170 a 14.81 3.25 - | S1 25918 0,170 a 14,81 3,25 - | 51 25918 0.170 a 14,81 3.25 -
 - - | 51 25918 0.170 a 14,81 3.25 - | 51 25918 0.170 a 14,81 3.25 $ -$ |

(continuação
s.
cromosféricos
S
indicadore
S
ор
absolutos
os
Fluxe
ndice:
Apêr
•••
5
2
Tabela

	HD	$\langle S \rangle_{MW}$	ref.	\mathcal{F}_{HK}	\mathcal{F}'_{HK}	$\mathcal{F}_{\lambda 8498}$	${\cal F}'_{\lambda 8498}$	${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\cal F}'_{\lambda 8542}$	${\cal F}_{\lambda 8662}$	\mathcal{F}_{8662}'
							10^5 ergs	$\mathrm{cm}^{-2}~\mathrm{s}^{-1}$			
76	44120	0,156	e	17,69	3,72	1	1		1	1	ı
LL	46569	0,146	q	19,67	3,74	ı	ı	ı	ı	I	ı
78	50806	0,147	а	10,90	1,12	ı	I	ı	ı	I	ı
79	52298	0,214	q	33,16	14,80	78,53	10,56	64,57	9,71	60,95	11,45
80	53705	0,169	e	16,96	4,75	ı	I	ı	ı	I	ı
81	55720	0,175	q	12,70	3,53	ı	I	ı	ı	I	ı
82	57853	0,333	q	39,27	24,41	I	I	ı	ı	I	I
83	59984	0,218	q	25,72	12,19	66,72	8,18	55,22	7,71	51,51	7,69
84	61033	0,454	o	32,17	22,75	ı	I	ı	ı	I	I
85	62644	0,132	q	6,83	0,06	ı	I	ı	I	I	ı
86	63077	0,159	а	16,01	4,53	60,85	6,65	50,53	6,38	47,52	6,59
87	64114	0,197	q	14,68	4,62	·	I	ı	ı	I	ı
88	65907	0,191	o	21,48	8,02	63,96	5,57	53,85	6,46	49,52	5,79
89	60869	0,147	а	13,48	1,48	ı	I	ı	ı	I	ı
90	69830	0,167	q	8,77	1,91	44,48	0,83	38,29	2,25	35,82	2,64
91	71334	0,161	а	13,63	2,96	54,94	2,50	ı	ı	42,87	3,17
92	73350	0,245	c	22,80	10,82	ı	I	ı	ı	I	ı
93	74698	0,156	e	15,11	2,67	ı	I	ı	ı	I	ı
94	76151	0,248	q	22,75	10,93	59,25	4,31	51,65	6,93	46,38	4,95
95	76932	0,186	q	23,46	8,98	69,58	9,12	58,87	9,88	54,71	9,67
96	84117	0,173	q	23,95	7,52	70,37	6,09	58,75	6,77	54,49	7,11
76	85380	ı	ı	ı	ı	ı	I	ı	ı	I	ı
98	88084	0,165	q	16,12	3,73	ı	I	ı	ı	I	ı
66	88218	0,148	а	14,75	2,57	ı	I	ı	ı	I	ı
100	94340	0,269	а	26,96	14,20	ı	I	ı	ı	I	ı

,	÷
	(continuação
	S
	cromostérico
	es
	ndicador
	H
,	ğ
	absolutos
ļ	Fluxos
;	Apêndice:
,	<u></u>
(j.
	Tabela

| | 4,24 | 4,32 | ı | ı | ı | ı | 1,66 | I | I

 | 0,00
 | ı | 0,11 | I | ļ
 | 10,17 | 2,60 | 1,25 | 5,47
 | 4,01 | ı | ı | I | I | ı | ı
 |
|--------------------------|---|--|---|---|---|--|---|---
--
--

--|---|---|--
---	--	--
---	--	--
	45,44	43,25

 | 44,04
 | I | 39,89 | I | I
 | 55,21 | 40,20 | 37,09 | 46,60
 | 44,89 | I | ı | I | I | I | I
 |
| | | 4,77 | ı | ı | ı | ı | 1,94 | ı | ı

 | 0,00
 | ı | 0,41 | ı | ı
 | 12,28 | 3,19 | 1,13 | ı
 | ı | ı | ı | I | ı | ı | ı
 |
| ${\rm cm^{-2} \ s^{-1}}$ | 1 | 46,72 | ı | I | I | ı | 44,93 | I | I

 | 47,77
 | I | 43,29 | I | I
 | 61,27 | 43,72 | 39,84 | I
 | ı | I | ı | I | I | I | I
 |
| 10 ⁵ ergs | 3,43 | 3,73 | ı | ı | ı | ı | 1,91 | ı | ı

 | 0,00
 | ı | 0,84 | ı | ı
 | 8,94 | 2,63 | 1,25 | 4,38
 | 3,20 | ı | ı | ı | ı | ı | ı
 |
| | 58,04 | 55,08 | ı | ı | ı | ı | 54,61 | ı | ı

 | 58,88
 | ı | 53,39 | ı | ı
 | 69,40 | 52,13 | 48,38 | 58,88
 | 57,33 | ı | ı | I | ı | ı | ı
 |
| | 3,88 | 3,90 | 4,33 | 0,49 | 3,98 | 4,33 | 3,27 | ı | 1,99

 | 0,83
 | 2,80 | 1,49 | 9,75 | I
 | 22,18 | 2,08 | 0,92 | 6,25
 | ı | I | 1,26 | 10,63 | 10,80 | 0,00 | 0,83
 |
| | 15,55 | 14,08 | 18,80 | 8,84 | 15,21 | 16,90 | 14,05 | I | 13,29

 | 14,53
 | 11,23 | 12,21 | 24,04 | I
 | 36,66 | 11,42 | 9,24 | 17,86
 | I | I | 14,01 | 30,02 | 27,36 | 14,64 | 6,17
 |
| | f | e | þ | q | а | f | e | I | а

 | þ
 | e | e | q | I
 | 00 | q | q | e
 | ı | ı | а | q | e | · - , | e
 |
| | 0,169 | 0,168 | 0,155 | 0,151 | 0,173 | 0,168 | 0,170 | ı | 0,152

 | 0,135
 | 0,175 | 0,153 | 0,204 | ı
 | 0,313 | 0,161 | 0,143 | 0,193
 | ı | ı | 0,139 | 0,186 | 0,200 | 0,125 | 0,130
 |
| | 98649 | 102365 | 103026 | 104304 | 105590 | 105901 | 108309 | 111199 | 111398

 | 112164
 | 114260 | 114613 | 114710 | 115382
 | 115383 | 115617 | 117176 | 117939
 | 118598 | 119550 | 120066 | 120136 | 120237 | 121370 | 121384
 |
| - | 101 | 102 | 103 | 104 | 105 | 106 | 107 | 108 | 109

 | 110
 | 111 | 112 | 113 | 114
 | 115 | 116 | 117 | 118
 | 119 | 120 | 121 | 122 | 123 | 124 | 125
 |
| | $10^5 {\rm ergs} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$ | 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 | 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 $3,43$ - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 | $ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$ | $10^5 \ ergs \ cm^{-2} \ s^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,72 4,77 43,25 4,32 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - | $\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$ | $10^5 \ ergs \ cm^{-2} \ s^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,72 4,77 43,25 4,32 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - | $10^5 \ {\rm ergs} \ {\rm cm}^{-2} \ {\rm s}^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,72 4,325 4,32 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - | $10^5 \ ergs \ cm^{-2} \ s^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,44 4,32 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - <t< td=""><td>$10^{5} ergs cm^{-2} s^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 -<!--</td--><td>Image: Image: I</td><td>$10^5 \ \text{ergs} \ \text{cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$101986490,169f15,553,8858,043,4345,444,241021023650,158e14,083,9055,083,7346,724,7743,254,321031030260,151d8,840,4945,444,321041043040,151d8,840,491051055900,173a15,213,981061059010,168f16,904,331061059010,168f16,904,331071083090,170e14,053,2754,611,9144,931,9441,541,661081111991091113980,152a13,291,99<t< td=""><td>$10^5 \ \text{ergs cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,47 4,325 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,47 4,325 4,32 104 104304 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 105 105590 0,173 a 15,21 3,98 -</td><td>IOI 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,32 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 105 103026 0,151 d 8,84 0,49 - <</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 1035901 0,151 d 8,84 0,49 -
 - - - - - - - - - - - - - - - - - - -</td></t<><td>101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,153 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 -</td></td></td></t<> <td>101$98649$$0,169f15,55$$3,88$$58,04$$3,43$$45,44$$4,24$102$102365$$0,168e14,08$$3,90$$55,08$$3,73$$46,72$$4,77$$43,25$$4,32$103$103026$$0,155b18,80$$4,33$$4,32,25$$4,32$104$104304$$0,151d8,84$$0,49$$-$106$105901$$0,173a15,21$$3,98$$-$106$105901$$0,173a15,21$$3,98$$-$<t< td=""><td>101986490.169f1.5.53.8858.043.43$45.72$$4.77$$43.25$$4.32$1021023650.169f1.5.53.8855.083.73$46.72$$4.77$$43.25$$4.32$1031030260.155b18.80$4.33$$-$1041043040.151d8.840.49$-$1051030260.173a15.213.98$5.5.08$$3.73$$46.72$$4.77$$43.25$$4.32$1061059010.168f16.90$4.33$$-$</td></t<><td>10⁶ ergs cm⁻² s⁻¹ 10⁶ ergs cm⁻² s⁻¹ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 105 1003026 0,157 b 18,80 4,33 - <</td><td>101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - 45,74 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 103 103026 0,156 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 - - 45,44 4,24 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 106 103026 0,153 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 19,94 41,54 1,56 108 111199 -</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 102 102365 0,168 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,23 103 103265 0,158 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 103301 0,153 a 15,21 3,98 -<td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 $88,04$ 3,43 - + 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - + 4,544 4,23 102 102365 0,168 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - - - 45,44 4,23 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0.169 f 1555 3.88 88.04 3.43 - + 45.44 4.24 101 98649 0.169 f 1555 3.88 58.04 3.43 - - 45.71 43.25 4.32 102 102365 0.168 e 14.08 3.90 55.08 3.73 46.72 4.77 43.25 4.32 105 103026 0.155 b 18.80 4.33 - <td< td=""></td<></td></td></td> | $10^{5} ergs cm^{-2} s^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - </td <td>Image: Image: I</td> <td>$10^5 \ \text{ergs} \ \text{cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$101986490,169f15,553,8858,043,4345,444,241021023650,158e14,083,9055,083,7346,724,7743,254,321031030260,151d8,840,4945,444,321041043040,151d8,840,491051055900,173a15,213,981061059010,168f16,904,331061059010,168f16,904,331071083090,170e14,053,2754,611,9144,931,9441,541,661081111991091113980,152a13,291,99<t< td=""><td>$10^5 \ \text{ergs cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$ 101
 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,47 4,325 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,47 4,325 4,32 104 104304 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 105 105590 0,173 a 15,21 3,98 -</td><td>IOI 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,32 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 105 103026 0,151 d 8,84 0,49 - <</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 1035901 0,151 d 8,84 0,49 -</td></t<><td>101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,153 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 -</td></td> | Image: I | $10^5 \ \text{ergs} \ \text{cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$ 101986490,169f15,553,8858,043,4345,444,241021023650,158e14,083,9055,083,7346,724,7743,254,321031030260,151d8,840,4945,444,321041043040,151d8,840,491051055900,173a15,213,981061059010,168f16,904,331061059010,168f16,904,331071083090,170e14,053,2754,611,9144,931,9441,541,661081111991091113980,152a13,291,99 <t< td=""><td>$10^5 \ \text{ergs cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,47 4,325 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,47 4,325 4,32 104 104304 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 105 105590 0,173 a 15,21 3,98 -</td><td>IOI 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,32 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 105 103026 0,151 d 8,84 0,49 - <</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 1035901 0,151 d 8,84 0,49 -</td></t<> <td>101
 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,153 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 -</td> | $10^5 \ \text{ergs cm}^{-2} \ \text{s}^{-1}$ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,24 102 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - 45,47 4,325 4,32 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - - 45,47 4,325 4,32 104 104304 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 105 105590 0,173 a 15,21 3,98 - | IOI 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - 45,44 4,32 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 105 103026 0,151 d 8,84 0,49 - < | 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - - 45,44 4,24 104 104304 0,151 d 8,84 0,49 - | 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 1035901 0,151 d 8,84 0,49 - | 101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 101 98649 0.169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,153 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 - | 101 98649 $0,169$ f $15,55$ $3,88$ $58,04$ $3,43$ $ 45,44$ $4,24$ 102 102365 $0,168$ e $14,08$ $3,90$ $55,08$ $3,73$ $46,72$ $4,77$ $43,25$ $4,32$ 103 103026 $0,155$ b $18,80$ $4,33$ $ 4,32,25$ $4,32$ 104 104304 $0,151$ d $8,84$ $0,49$ $ -$ 106 105901 $0,173$ a $15,21$ $3,98$ $ -$ 106 105901 $0,173$ a $15,21$ $3,98$ $ -$ <t< td=""><td>101986490.169f1.5.53.8858.043.43$45.72$$4.77$$43.25$$4.32$1021023650.169f1.5.53.8855.083.73$46.72$$4.77$$43.25$$4.32$1031030260.155b18.80$4.33$$-$1041043040.151d8.840.49$-$1051030260.173a15.213.98$5.5.08$$3.73$$46.72$$4.77$$43.25$$4.32$1061059010.168f16.90$4.33$$-$</td></t<> <td>10⁶ ergs cm⁻² s⁻¹ 10⁶ ergs cm⁻² s⁻¹ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 105 1003026 0,157 b 18,80 4,33 - <</td> <td>101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - 45,74 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 103 103026 0,156 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 - - 45,44 4,24 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 -</td> <td>101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 106 103026 0,153 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25
4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 19,94 41,54 1,56 108 111199 -</td> <td>101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 102 102365 0,168 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,23 103 103265 0,158 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 103301 0,153 a 15,21 3,98 -<td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 $88,04$ 3,43 - + 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - + 4,544 4,23 102 102365 0,168 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - - - 45,44 4,23 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 -</td><td>101 98649 0.169 f 1555 3.88 88.04 3.43 - + 45.44 4.24 101 98649 0.169 f 1555 3.88 58.04 3.43 - - 45.71 43.25 4.32 102 102365 0.168 e 14.08 3.90 55.08 3.73 46.72 4.77 43.25 4.32 105 103026 0.155 b 18.80 4.33 - <td< td=""></td<></td></td> | 101986490.169f1.5.53.8858.043.43 $ 45.72$ 4.77 43.25 4.32 1021023650.169f1.5.53.8855.083.73 46.72 4.77 43.25 4.32 1031030260.155b18.80 4.33 $ -$ 1041043040.151d8.840.49 $ -$ 1051030260.173a15.213.98 $5.5.08$ 3.73 46.72 4.77 43.25 4.32 1061059010.168f16.90 4.33 $ -$ | 10 ⁶ ergs cm ⁻² s ⁻¹ 10 ⁶ ergs cm ⁻² s ⁻¹ 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,169 f 15,55 3,88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 103 103026 0,155 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,32 105 1003026 0,157 b 18,80 4,33 - < | 101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - 45,74 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 103 103026 0,156 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,255 4,32 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 - - 45,44 4,24 106 103026 0,153 d 8,84 0,49 - | 101 98649 0,160 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,24 102 102365 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 103 103026 0,168 e 14,08 3,90 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 106 103026 0,153 a 15,21 3,98 55,08 3,73 46,72 4,77 43,25 4,32 106 103026 0,173 a 15,21 3,98 55,08 3,73 19,94 41,54 1,56 108 111199 - | 101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 101 98649 0,169 f 15,55 3.88 58,04 3.43 - - 45,44 4,23 102 102365 0,168 f 15,55 3.88 58,04 3,43 - - 45,44 4,23 103 103265 0,158 b 18,80 4,33 - - - 45,44 4,24 106 103301 0,153 a 15,21 3,98 - <td>101 98649 0,169 f 15,55 3,88 $88,04$ 3,43 - + 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - + 4,544 4,23 102 102365 0,168 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - - - 45,44 4,23 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 -</td> <td>101 98649 0.169 f 1555 3.88 88.04 3.43 - + 45.44 4.24 101 98649 0.169 f 1555 3.88 58.04 3.43 - -
45.71 43.25 4.32 102 102365 0.168 e 14.08 3.90 55.08 3.73 46.72 4.77 43.25 4.32 105 103026 0.155 b 18.80 4.33 - <td< td=""></td<></td> | 101 98649 0,169 f 15,55 3,88 $88,04$ 3,43 - + 45,44 4,24 101 98649 0,169 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - + 4,544 4,23 102 102365 0,168 f 155.5 3,88 58,04 3,43 - - - 45,44 4,23 103 103026 0,151 d 8,84 0,49 - | 101 98649 0.169 f 1555 3.88 88.04 3.43 - + 45.44 4.24 101 98649 0.169 f 1555 3.88 58.04 3.43 - - 45.71 43.25 4.32 102 102365 0.168 e 14.08 3.90 55.08 3.73 46.72 4.77 43.25 4.32 105 103026 0.155 b 18.80 4.33 - <td< td=""></td<> |

/	-
، ب	(continuação
	cromostericos
-	indicadores
	dos
- -	Huxos absolutos
	Apendice: J
	Tabela C.1:

	1 1																									
$\mathcal{F}_{8662}^{\prime}$		1	ı	3,30	ı	ı	ı	2,33	1,56	ı	2,42	ı	2,11	6,44	ı	4,29	4,18	ı	4,11	2,88	1,97	3,55	ı	ı	ı	ı
$\mathcal{F}_{\lambda 8662}$		1	I	50,25	I	I	I	42,77	28,50	I	46,70	ı	41,14	19,37	I	51,49	43,37	I	44,76	42,12	43,27	46,81	I	I	I	ı
$\mathcal{F}'_{\lambda 8542}$			ı	2,28	ı	I	I	2,78	0,98	ı	2,27	ı	ı	2,30	ı	3,66	4,47	ı	I	ı	ı	2,87	ı	ı	ı	ı
${\cal F}_{\lambda 8542}$	$\mathrm{cm}^{-2}~\mathrm{s}^{-1}$	ı	I	53,69	I	I	I	46,39	31,17	I	50,33	ı	ı	20,79	I	55,40	46,70	I	I	I	I	49,71	I	I	I	ı
$\mathcal{F}'_{\lambda 8498}$	10^5 ergs	1	I	3,64	ı	I	I	1,87	1,42	I	1,59	ı	2,16	4,79	I	4,33	3,93	ı	3,21	2,71	1,39	2,73	ı	I	I	ı
${\cal F}_{\lambda 8498}$		I	I	67,20	I	I	I	55,38	37,37	I	60,84	I	53,66	25,20	I	68,31	55,64	I	57,01	54,50	56,15	60,41	I	I	I	I
\mathcal{F}'_{HK}		4,13	ı	1,53	11,90	0,70	ı	2,34	2,45	19,16	1,14	17,13	3,80	6,75	4,62	2,42	4,63	2,56	2,90	5,41	4,49	3,41	I	4,49	2,61	8,78
\mathcal{F}_{HK}		17,96	I	17,59	28,36	9,74	I	13,49	6,28	33,44	15,03	24,65	14,04	5,25	16,78	18,69	14,97	15,85	14,19	15,78	16,23	16,54	I	15,87	14,43	21,20
ref.		q	I	q	q	а	I	е	e	а	а	q	e	а	e	p	e	а	а	а	e	q	ı	е	q	e
$\langle S \rangle_{MW}$		0,154	I	0,132	0,204	0,151	I	0,162	0,209	0,285	0,134	0,446	0,182	0,504	0,178	0,138	0,175	0,155	0,160	0,197	0,177	0,154	I	0,172	0,148	0,216
HD		122862	124553	124570	124850	125184	126868	128620	128621	130948	131117	131156	131923	131977	134664	136202	136352	137510	138573	140538	140690	141004	142072	143337	143761	145825
		126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150
			-	_	-	_	_	_	-	-	_	-	-	_		_	_	-	_	_	_	-	-	_	_	_

,	_
•	(continuação
	cromostericos
-	s indicadores
-	osolutos do
Ē	Fluxos at
	Apendice:
- - -	Tabela C.1:

${\cal F}_{8662}^{\prime}$		3,20	7,41	·	4,20	ı	ı	ı	2,87	·	ı	2,60	ı	5,97	ı	ı	ı	ı	6,82	1,15	ı	1,54	ı	7,15	ı	4,34
${\cal F}_{\lambda 8662}$		43,29	49,94	ı	45,05	ı	ı	ı	45,22	ı	ı	33,23	ı	48,99	ı	ı	ı	ı	49,30	40,83	ı	38,69	ı	53,11	ı	45,67
${\cal F}'_{\lambda 8542}$		3,97	9,32	ı	ı	I	I	I	2,60	ı	ı	2,55	ı	5,52	I	I	I	I	I	1,14	ı	2,29	ı	7,21	ı	ı
${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\rm cm^{-2} \ s^{-1}}$	47,19	55,30	ı	ı	I	I	I	48,38	ı	ı	36,14	ı	52,07	I	I	I	I	I	43,90	ı	42,35	ı	57,35	I	ı
${\cal F}'_{\lambda 8498}$	10^5 ergs	2,62	6,31	ı	3,46	ı	ı	ı	2,42	ı	ı	2,31	ı	5,95	ı	ı	ı	ı	5,62	0,96	ı	1,61	ı	7,34	I	3,60
${\cal F}_{\lambda 8498}$		55,61	62,88	ı	57,55	ı	ı	ı	58,73	ı	ı	42,74	ı	63,26	ı	ı	ı	ı	62,11	53,37	ı	50,50	ı	69,27	ı	58,39
${\cal F}'_{HK}$		3,78	16,63	0,88	4,85	15,04	12,29	17,01	ı	0,34	13,97	2,94	ı	ı	14,87	1,62	4,89	3,49	14,59	1,76	0,08	2,20	0,14	8,42	0,41	3,17
\mathcal{F}_{HK}		14,70	29,22	12,11	16,27	22,96	24,72	31,61	I	10,24	26,19	8,50	I	I	27,43	10,95	17,61	20,55	27,14	12,42	12,04	11,29	9,76	23,62	8,37	14,92
ref.		а	e	f	e	q	а	q	I	а	e	e	ı	I	e	q	а	q	e	e	q	e	а	q	а	а
$\langle S \rangle_{MW}$		0,169	0,291	0,138	0,181	0,384	0,257	0,263	ı	0,133	0,268	0,179	ı	I	0,283	0,157	0,177	0,142	0,274	0,159	0,133	0,170	0,145	0,182	0,143	0,159
HD		146233	147513	148577	150248	152391	153458	154417	154931	154962	155114	156274	156846	157089	157750	158614	159222	159332	159656	160691	161239	161612	161797	162396	164507	164595
		151	152	153	154	155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172	173	174	175

	-
continuação	······································
cromosféricos	
s indicadores	
s absolutos de	
Fluxo	
Anêndice.	· · pomorode ·
Tahela C 1.	Troom

${\cal F}_{8662}^{\prime}$		8,87	5,47	I	ı	4,15	I	3,16	I	12,51	0,00	I	I	I	I	I	0,04	4,61	I	0,67	I	Į	2,88	I	6,16	I
${\cal F}_{\lambda 8662}$		52,23	49,87	I	ı	42,40	I	42,09	I	55,06	37,20	I	I	I	I	I	34,78	44,70	I	39,16	I	I	28,44	I	51,25	I
${\cal F}'_{\lambda 8542}$		11,08	5,78	ı	ı	4,90	I	3,92	ı	15,96	0,00	ı	ı	ı	ı	ı	0,21	5,10	ı	ı	ı	I	ı	I	5,84	ı
${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\rm cm^{-2} \ s^{-1}}$	58,04	53,99	ı	ı	46,12	ı	45,87	ı	61,97	40,11	ı	·	ı	ı	ı	37,80	48,32	ı	ı	ı	ı	ı	ı	54,89	ı
${\cal F}'_{\lambda 8498}$	10^5 ergs	7,86	5,06	ı	ı	3,57	I	3,09	ı	11,10	0,00	ı	ı	I	ı	ı	0,94	4,49	ı	1,14	ı	I	2,85	I	6,13	ı
${\cal F}_{\lambda 8498}$		65,69	64,50	I	I	53,98	I	54,44	I	67,71	48,96	I	I	I	I	I	46,61	57,48	I	51,87	I	I	37,17	I	66,66	I
${\cal F}'_{HK}$		22,39	5,29	4,40	2,78	4,47	I	4,63	9,34	29,97	0,03	1,94	4,71	7,53	3,00	1,75	2,57	5,48	6,61	1,31	7,68	19,52	3,04	I	5,89	3,52
\mathcal{F}_{HK}		35,58	19,26	21,33	15,26	14,22	ı	14,80	26,12	42,58	9,14	12,38	23,49	19,50	17,64	11,67	10,28	16,39	19,01	11,20	21,29	31,87	6,25	I	20,41	12,35
ref.		e	e	q	h	а	I	e	а	e	q	а	q	а	q	а	а	e	а	e	q	q	e	I	e	e
$\langle S \rangle_{MW}$		0,333	0,169	0,150	0,150	0, 179	I	0,194	0,188	0,419	0,146	0,155	0,149	0,210	0,146	0,146	0,178	0,185	0,200	0,165	0,194	0,334	0,180	I	0,167	0,184
НD		165185	165499	169830	171990	172051	175425	177565	179949	181321	182572	182619	187013	187237	187691	187923	188376	189567	189625	190248	190406	190771	191408	191487	193307	194640
		176	177	178	179	180	181	182	183	184	185	186	187	188	189	190	191	192	193	194	195	196	197	198	199	200

C.1. FLUXOS ABSOLUTOS DOS INDICADORES CROMOSFÉRICOS

(continuação
cromosféricos
s indicadores
osolutos do
: Fluxos al
Apêndice
Tabela C.1:

HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. F_{HK} F_{MK}																											
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{H}_{K} \mathcal{F}_{MK} \mathcal{F}_{M	${\cal F}_{8662}^{\prime}$		ı	ı	ı	7,36	0,08	4,04	1,85	I	I	I	6,94	3,06	I	11,63	I	I	11,77	5,13	3,98	5,13	I	I	3,78	5,67	I
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{MK} $\mathcal{F}_{$	${\cal F}_{\lambda 8662}$		ı	I	ı	53,20	38,02	40,28	44,67	I	I	I	49,32	47,15	I	57,82	I	I	56,53	46,11	45,69	21,20	I	I	45,01	48,32	I
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{MS498} \mathcal{F}_{S4398} F	${\cal F}'_{\lambda 8542}$		ı	I	ı	6,59	0,00	3,78	I	I	I	I	7,50	2,45	I	10,74	I	I	I	I	4,56	I	I	I	4,00	5,72	I
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{MS} \mathcal{F}_{S480} 201 195564 0.142 a 10,59 0,82 - 202 195564 0.142 a 10,59 0,82 - - 203 196550 0,152 b 19,38 4,34 - - - 205 196555 0,152 b 19,38 4,34 - - - 206 196761 0,177 b 22,51 7,39 69,31 7,57 204 196555 0,152 h 12,69 3,51 50,38 2,71 209 197210 a 12,89 7,42 63,31 6,96 211 199288 0,147 a 12,89 7,42 11,74 212 199960 0,147 a 15,83 7,42 11,98 211 199288 0,140 3,51	${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\rm cm^{-2} \ s^{-1}}$	ı	I	ı	56,58	40,89	42,90	I	I	I	I	53,31	50,28	I	61,18	1	I	1	I	49,59	I	I	I	48,49	51,84	I
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{A8408} 2011955640,142a10,590,82-2021955540,152b19,384,34-2031960500,154e14,512,26-2041963780,177b22,517,3969,312051967550,152d11,131,5650,262061967550,152d11,131,5650,382071968050,162h16,814,0059,042081967550,151a19,833,88-2091972102111992080,147a15,807,42963,312121999600,147a15,807,4263,312132020722142036080,147a15,807,42963,31215203000,315d3,7,002,74468,842162053900,315d3,7,002,74468,842172068600,315d3,7,002,77468,842182070430,225d3,7002,77468,842182070430,225a13,835,4322202091000,668e2,48113,3058,372212104600,192 </td <th>${\cal F}'_{\lambda 8498}$</th> <td>10^5 ergs</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>7,57</td> <td>0,29</td> <td>2,71</td> <td>2,02</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>6,96</td> <td>1,74</td> <td>ı</td> <td>11,98</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>8,84</td> <td>4,09</td> <td>3,65</td> <td>3,79</td> <td>ı</td> <td>ı</td> <td>3,48</td> <td>5,36</td> <td>ı</td>	${\cal F}'_{\lambda 8498}$	10^5 ergs	ı	ı	ı	7,57	0,29	2,71	2,02	ı	ı	ı	6,96	1,74	ı	11,98	ı	ı	8,84	4,09	3,65	3,79	ı	ı	3,48	5,36	ı
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{HK} \mathcal{F}_{HK} 2011955640,142a10,590,822021958380,152b19,384,342031960500,154e14,512,262041967550,177b22,517,392051967610,179a12,073,512061967610,179a12,073,512071968000,162h16,814,002081967610,179a12,073,512091972102101988020,162h16,814,002111992880,147a12,073,512121999600,147a15,802,062132020722142036080,303b8,416,002152053900,303b8,416,002162053010,233b17,708,032172056600,315d37,0022,742182070430,274e18,436,432202091000,668e19,835,842214203180,215a13,332222104600,215a13,835,842232109180,168e18,436,432232109180,215	${\cal F}_{\lambda 8498}$		ı	ı	ı	69,31	50,26	50,38	59,04	ı	ı	ı	63,31	60,69	ı	74,29	ı	ı	68,84	58,37	59,00	27,51	ı	ı	58,13	62,11	ı
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref. \mathcal{F}_{HK} 2011955640,142a10,592021958380,152b19,382031960500,154e14,512041963780,177b22,512051967550,177b22,512061967550,177b22,512071968000,177b22,512081967550,152d11,132091972102101988020,161a12,072111992880,151a12,892121999600,147a15,802132020722142036080,265b35,34215203010,233b17,702162063010,233b8,412172068600,315d37,002182070430,233b17,702172068600,315d37,002182070430,233b17,702192071290,192e24,812172091000,668e9,072212102770,155a13,832222104600,2155a13,832232109180,105e18,882242114150,181e18,882232104600,2155a<	\mathcal{F}'_{HK}		0,82	4,34	2,26	7,39	1,56	3,51	4,00	3,88	ı	1,59	7,42	2,06	ı	19,93	6,00	8,03	22,74	13,30	6,43	9,52	0,71	5,84	3,94	6,20	ı
HD $\langle S \rangle_{MW}$ ref.201195564 $0,142$ a202195838 $0,152$ b203196050 $0,154$ e204196755 $0,177$ b205196755 $0,152$ d206196755 $0,152$ d207196885 $0,177$ b208196755 $0,152$ d209197210 $ -$ 210198802 $0,162$ h211199288 $0,147$ a212199260 $0,147$ a213202072 $ -$ 214203608 $0,255$ b215205390 $0,303$ b216206301 $0,233$ b217206860 $0,315$ a218207043 $0,225$ $-$ 219207129 $0,1922$ e 219209100 $0,668$ e 220209100 $0,0315$ a 221210918 $0,1922$ a 222210918 $0,168$ e 223210918 $0,181$ e	\mathcal{F}_{HK}		10,59	19,38	14,51	22,51	11,13	12,07	16,81	19,83	I	12,89	19,89	15,80	I	35,34	8,41	17,70	37,00	24,81	18,43	9,07	9,15	13,83	15,62	18,88	I
HD $\langle S \rangle_{MW}$ 201195564 $0,142$ 202195564 $0,172$ 203196050 $0,154$ 204196378 $0,177$ 205196755 $0,152$ 206196761 $0,179$ 207196800 $0,162$ 208196761 $0,179$ 209197210 $-$ 210198802 $0,164$ 211199288 $0,147$ 212199960 $0,147$ 213202072 $-$ 214203608 $0,303$ 215205390 $0,303$ 216206301 $0,265$ 217206301 $0,233$ 218207043 $0,274$ 219207129 $0,192$ 220209100 $0,668$ 221210277 $0,155$ 222210918 $0,102$ 223210918 $0,168$ 224211415 $0,181$	ref.		а	q	e	q	q	а	h	а	ı	а	е	а	ı	q	q	q	q	e	e	e	а	а	e	e	ı
HD 201 195564 202 195838 203 196050 204 196761 205 196755 206 196761 207 196800 208 196885 207 196800 208 196885 207 199880 211 199288 197210 197210 197210 197210 197210 207129 213 202072 214 203608 213 202072 214 203608 213 207043 215 205390 217 206860 218 207129 217 206860 218 207129 217 206860 218 207129 219 207129 210 209100 221 210277 222 210918 223 210918	$\langle S \rangle_{MW}$		0,142	0,152	0,154	0,177	0,152	0,179	0,162	0,151	I	0,146	0,186	0,147	I	0,265	0,303	0,233	0,315	0,274	0,192	0,668	0,155	0,215	0,168	0,181	ı
201 201 203 203 205 205 205 203 204 205 205 205 205 205 205 205 205 205 205	HD		195564	195838	196050	196378	196755	196761	196800	196885	197210	198802	199288	199960	202072	203608	205390	206301	206860	207043	207129	209100	210277	210460	210918	211415	211786
			201	202	203	204	205	206	207	208	209	210	211	212	213	214	215	216	217	218	219	220	221	222	223	224	225

172

continuação
cromosféricos
S
indicadore
S
õp
absolutos
Fluxos
Apêndice:
• :
\cup
Tabela

	DH	$\langle S \rangle_{MW}$	ref.	\mathcal{F}_{HK}	\mathcal{F}'_{HK}	${\cal F}_{\lambda 8498}$	${\cal F}'_{\lambda 8498}$	${\cal F}_{\lambda 8542}$	${\cal F}'_{\lambda 8542}$	${\cal F}_{\lambda 8662}$	$\mathcal{F}_{8662}^{\prime}$
							10^5 ergs	${\rm cm^{-2}~s^{-1}}$			
226	212330	0,149	e	11,10	1,51	1	I	1	1	I	ı
227	212708	0,173	e	11,13	2,09	I	I	I	I	I	I
228	213042	0,374	а	3,86	5,18	ı	ı	I	I	ı	I
229	213429	0,181	c	22,55	7,64	66,69	5,37	55,00	5,33	50,64	5,05
230	213575	0,147	а	12,03	1,60	I	ı	I	I	ı	I
231	214953	0,172	e	22,25	6,50	67,93	4,94	I	I	51,97	5,36
232	215028	I	ı	I	ı	I	ı	I	I	I	I
233	215942	I	ı	I	ı	I	I	ı	I	I	I
234	216385	0,140	q	21,19	3,26	ı	ı	ı	I	ı	I
235	216435	0,157	e	16,81	3,22	59,89	1,24	49,68	2,08	46,29	2,40
236	216436	I	ı	ı	ı	58,17	4,41	I	I	45,03	4,41
237	216437	0,143	q	12,42	1,10	ı	ı	ı	ı	ı	I
238	217014	0,148	q	12,90	1,24	ı	ı	ı	I	ı	I
239	217107	0,150	а	10,13	0,46	ı	ı	ı	I	ı	I
240	219077	0,130	e	6,46	0,13	I	I	I	I	ı	I
241	219834	0,158	q	7,22	0,46	ı	ı	ı	ı	ı	I
242	221343	0,239	e	21,22	9,86	59,01	5,06	ı	ı	47,33	6,58
243	221420	0,147	e	12,45	1,04	ı	ı	ı	ı	ı	I
244	221627	I	ī	I	ı	ı	I	I	I	I	I
245	224022	0,158	e	18,76	4,23	ı	ı	ı	I	ı	I
246	282962	0,452	q	48,21	35,00	ı	ı	ı	ı	ı	I
247	282975	0,285	q	19,50	10,47	56,70	7,96	51,69	11,74	47,38	10,34
248	BD+15 3364	0,348	q	31,74	20,09	57,94	3,37	ı	ı	45,50	4,32
249	BD+23 527	0,429	q	38,88	27,37	I	I	I	I	I	I
250	Sol	0,176		16,09	4,49	57,81	3,35	48,81	4,46	44,92	3,82

Tabela C.1: Referências dos índices $\langle S \rangle_{MW}$ (a) Wright et al. 2004; (b) Gray et al. 2006; (c) Gray et al. 2003; (d) Duncan et al. 1991; (e) Henry et al. 1996; (f) Jenkins et al. 2008; (g) Baliunas et al. 1995; (h) Jenkins et al. 2006; (i) Mamajek & Hillenbrand 2008; (j) Schroeder 2009

Apêndice D

Anexo D

Nossa amostra foi construída através de um esforço observacional que durou 6 anos (1999 a 2002 e 2006 a 2007). Nas tabelas D.1 e D.2 listamos a razão sinal-ruído (S/R) de 167 (base FEROS) e 78 (base LNA) observações, totalizando 245 espectros que incluem estrelas com observações repetidas. Os espectros com franjamento foram removidos desta tabela.

D.1 Observações: Base FEROS

	HD	S/R									
1	1461	191	18	12264	148,52	35	20766	162,96	52	34721	115,81
2	1581	167,51	19	12264	181,45	36	20807	157,93	53	35041	88,14
3	2151	229,03	20	14802	133,79	37	22049	148,18	54	37773	91,71
4	4391	185,38	21	16160	135,44	38	22484	205,39	55	39091	104,6
5	6512	20,19	22	16417	190,06	39	22879	146,31	56	43587	132,51
6	7570	173,87	23	17051	198,18	40	23249	111,84	57	52298	166,61
7	8291	125,19	24	17051	220,46	41	24616	149,21	58	63077	173,46
8	8291	217,45	25	17051	230,96	42	26491	170,2	59	65907	92,93
9	9562	132,92	26	17051	242,56	43	28471	139,47	60	66653	142,52
10	9562	188,05	27	17051	263,1	44	30495	156,43	61	66653	143,92
11	9986	148,75	28	19518	119,88	45	30495	180,68	62	66653	176,46
12	10647	209,28	29	20010	269,42	46	30495	186,4	63	68168	113,17
13	10700	159,77	30	20630	88,6	47	30495	245,07	64	68168	147,61
14	10700	186,71	31	20630	153,44	48	30562	136,93	65	71334	116,28
15	10700	186,96	32	20630	153,46	49	32147	94,16	66	71334	135,28
16	10700	206,18	33	20630	197,98	50	32963	87,17	67	71334	168,35
17	10700	209,55	34	20766	135,72	51	32963	154,88	68	73350	127,38

Tabela D.1: Tabela com a razão sinal para base FEROS

	HD	S/R		HD	S/R		HD	S/R		HD	S/R
69	76151	101,23	94	118598	209,15	119	157089	244,17	144	196800	127,28
70	76932	169,27	95	118598	209,15	120	159656	139,15	145	198288	194,38
71	88072	147,73	96	120690	150,43	121	159656	185,67	146	199960	165,06
72	88072	187,27	97	124580	176,93	122	160691	175,65	147	203608	235,87
73	90711	112,05	98	126053	152,83	123	161612	125,6	148	206860	82,46
74	93932	114,01	99	128620	157,8	124	162396	223,66	149	206860	145,24
75	96700	167,97	100	128620	159,33	125	164595	165,75	150	206860	170,46
76	98649	114,05	101	128621	109,28	126	164595	202,43	151	206860	170,57
77	98649	144,63	102	128621	123,25	127	165185	149,9	152	206860	173,61
78	98649	188,34	103	131117	128,19	128	165499	124,34	153	207043	167,71
79	99742	139,84	104	131923	147,53	129	167425	138,06	154	207043	189,75
80	100623	118,4	105	131977	101,33	130	172051	98,23	155	207043	243,53
81	101563	103,36	106	134060	150,73	131	182572	104,46	156	207129	64,75
82	102365	130,76	107	136352	108,03	132	182572	106,32	157	209100	185,12
83	102365	158,61	108	136834	76,51	133	182572	106,91	158	210918	194,6
84	102438	156,83	109	138573	215,62	134	187237	60,28	159	211415	180,4
85	105901	98,98	110	140538	145,96	135	189567	208,87	160	214953	107,74
86	108309	143,82	111	140690	112,96	136	190248	121,86	161	216436	200,31
87	108523	140,02	112	140901	165,92	137	190248	123,84	162	220096	161,14
88	111398	105,59	113	144899	134,76	138	191408	148,14	163	221343	135,84
89	112164	104,51	114	146233	159,91	139	192310	131,66	164	221343	163,01
90	114613	114,26	115	146233	215,11	140	193307	213,87	165	BD+15 3364	163,74
91	115382	97,33	116	147584	153,62	141	196378	178,55	166	Sol	240,5
92	115585	123,47	117	150248	206,84	142	196378	248,12	167	Sol	154,53
93	117939	168,92	118	156274	157,08	143	196755	166,5			

Tabela D.1: Apêndice: Razão sinal-ruído das observações (continuação...)

D.2 Observações: Base LNA

	HD	S/R		HD	S/R		HD	S/R
1	1461	199,3	27	69830	238,15	53	160691	230,29
2	3795	121,42	28	76151	73,94	54	161612	156,53
3	7570	113,31	29	76932	118,42	55	162396	195,27
4	9562	88,45	30	84117	279,64	56	165185	199,2
5	10700	170,7	31	102365	260,29	57	165499	249
6	16417	163,29	32	108309	201,22	58	172051	195,68
7	18907	202,97	33	112164	146,39	59	177565	194,14
8	19994	207,95	34	112164	183,1	60	181321	167,2
9	20766	160,36	35	114613	180,75	61	181321	219,42
10	20807	159,92	36	115383	357,23	62	182572	161,11
11	22879	100,82	37	115617	349,97	63	188376	201,56
12	24616	178,34	38	117176	205,78	64	189567	325,48
13	28344	59,68	39	124570	173,57	65	193307	202,44
14	28992	142,81	40	128620	198,54	66	196378	236,56
15	30562	112,81	41	128620	314,89	67	196755	234,68
16	33021	141,22	42	128621	107,47	68	196761	127
17	34721	130,16	43	131117	239,12	69	199288	95,02
18	36553	136,27	44	131977	184,97	70	199960	89,02
19	43587	152,38	45	136202	195,75	71	203608	344,23
20	43834	187,43	46	136352	220,89	72	207129	233,12
21	43947	153,08	47	141004	343,25	73	210918	198,03
22	43947	156,75	48	146233	210,67	74	211415	206,54
23	52298	262,02	49	147513	239,32	75	213429	132,02
24	59984	172,03	50	154931	177,19	76	216435	162,08
25	63077	160,98	51	156274	177,81	77	282975	55,7
26	65907	220,91	52	157089	213,63	78	Sol	335,67

Tabela D.2: Tabela com a razão sinal para base LNA