

**Análise Espectroscópica dos Processos de  
Acreção/Ejeção de Material Circunstelar em Estrelas  
Ae/Be de Herbig**

Tatiana Moura Costa

2020



**Universidade Federal de Minas Gerais - UFMG**  
**Instituto de Ciências Exatas - ICEx**  
**Programa de Pós Graduação em Física**

**Análise Espectroscópica dos Processos de Acreção/Ejeção de Material**  
**Circunstelar em Estrelas Ae/Be de Herbig**

Tatiana Moura Costa

Orientadora: Prof. Dr<sup>a</sup>. Silvia Helena Paixão Alencar

Co-orientadora: Dr<sup>a</sup>. Alana Paixão de Sousa

Tese apresentada ao departamento de Física da  
Universidade Federal de Minas Gerais, para a obtenção  
de Título de Doutora em Física  
Área de Concentração: Astrofísica.

*“E nem entendo aquilo que entendo:  
pois estou infinitamente maior do que eu mesma,  
e não me alcanço.”*

*Clarice Lispector*

# Agradecimentos

À minha orientadora, Silvia, por todos ensinamentos, diretos e indiretos. Pela paciência de lidar com o não-palpável do outro (eu). Por ser um espelho de um profissional, pessoa e mulher admirável.

À minha co-orientadora, ex co-co-orientadora, amiga-marido-irmã, Alana, por ter dado suporte e suportado minha estrutura acadêmica e pessoal.

Ao laboratório de Astrofísica, agradeço à todos. Professores e alunos. Aos que passaram anos, dias. Aos que já saíram, aos que acabaram de entrar. Todos vocês foram e são grande parte da manutenção da minha sanidade mental. Cresci profissionalmente e pessoalmente nesse ambiente que beira a utopia, de tão mágico. Espero que esse laboratório se mantenha com essa estrutura de compartilhamento e suporte por séculos.

E aos filhos-adotivos-da-astro, cabem a mensagem anterior.

Ao departamento de física como um todo, profissionais da limpeza, secretarias, biblioteca, professores, alunos, os gatim que faziam companhia a noite...

Ao meu companheiro, Henrique-Cobra, por ter me auxiliado fazer de mim minha própria morada. A possibilidade desse orgulho meu, te cabe todo.

Aos amigos “da década de 70”, por terem feito parte do meu nascimento científico e acompanhado tantas trajetórias resvalosas com carinhos e ternuras tão essenciais.

À outros amigos, especiais em diferentes momentos e construções. À minha família, por todo apoio e grandiosos sentimentos.

Those of France, who were part of this project for a short period of greatness. To Evelyne for all help and helpful guidance. To Joan, Riko, and Sarah, for support and care. Especially Sarah, because she was a crucial part of making this experience the best possible one. And others...

Por fim, agradeço ao CNPq e a Capes pelo apoio financeiro.

# Resumo

Estrelas Ae/Be de Herbig (HAeBe) são estrelas jovens de massa intermediária, análogas às estrelas jovens T Tauri de baixa massa. Ambos os grupos podem apresentar sinais de acreção e ejeção de massa e excesso de infravermelho, relacionados à presença de discos circunstelares. Modelos de acreção magnetosférica são geralmente usados para descrever estrelas T Tauri com acreção, conhecidas por possuírem campos magnéticos fortes o suficiente para interromper seu disco circunstellar e formar funis de acreção. Porém, poucas estrelas HAeBes tiveram campos magnéticos detectados, assim é possível que esses sistemas acretam o material circunstellar através de um mecanismo diferente. Nosso objetivo é analisar a morfologia e a variabilidade das linhas de emissão formadas no ambiente circunstellar das estrelas HAeBes e usá-las como ferramentas para estudarmos a física dos processos de acreção/ejeção nesses sistemas. Obtivemos espectros com espectrógrafo UVES/ESO de alta resolução ( $R \sim 47000$ ) de uma amostra de 15 objetos estelares, incluindo estrelas HAeBe e T Tauri, que são membros do aglomerado jovem ( $\sim 3$  Manos) NGC 2264. Selecionamos as estrelas em nossa amostra com indicações de material circunstellar suficiente para ocorrer os processos de acreção e ejeção e fizemos uma análise detalhada de duas estrelas HAeBes - Mon-000631 (HAe) e Mon-000392 (HBe). Determinamos seus parâmetros estelares a partir de espectros sintéticos, analisamos e classificamos as linhas circunstelares como  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $HeI \lambda 5875,7$ , de acordo com suas morfologias. Modelamos o perfil de linha médio da linha  $H\alpha$ , usando o modelo MHD utilizado pelo nosso grupo e encontramos assinaturas de ejeções e acreção magnetosférica nos sistemas estudados.

**Palavras-chave:** acreção, discos de acreção - técnica: espectroscopia - estrelas: pré-sequência principal - estrelas: Ae/Be de Herbig.

# Abstract

Herbig Ae/Be (HAeBe) stars are the intermediate-mass analogs of low-mass T Tauri stars. Both groups may present signs of accretion, outflow and infrared excess related to the presence of circumstellar discs. Magnetospheric accretion models are generally used to describe accreting T Tauri stars, which are known to have magnetic fields strong enough to truncate their inner discs and form accretion funnels. Since few HAeBe stars have had magnetic fields detected, they may accrete through a different mechanism. Our goal is to analyse the morphology and variability of emission lines that are formed in the circumstellar environment of HAeBe stars and use them as tools to understand the physics of the accretion and ejection processes in these systems. We obtained high resolution ( $R \sim 47000$ ) UVES/ESO spectra of a sample of 15 young stellar objects, including HAeBe and T Tauri stars, that are members of the young ( $\sim 3$  Myr) NGC 2264 stellar cluster. We selected the stars in our sample with evidence of sufficient circumstellar material for accretion and ejection processes to occur and made a detailed analysis of two HAeBe stars - Mon-000631 (HAe) and Mon-000392 (HBe). We determined stellar parameters with synthetic spectra, and also analysed and classified circumstellar lines such as  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , He I  $\lambda 5875.7$ , according to their morphologies. We modeled the  $H\alpha$  mean line profile, using the MHD model used by our group and found signatures of outflows and magnetospheric accretion in the two selected systems.

**Keywords:** accretion, accretion discs – techniques: spectroscopic – stars: pre-main sequence – stars: Herbig Ae/Be.

# Sumário

<b>Resumo</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>II</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>VI</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>VII</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Estrelas Ae/Be de Herbig . . . . .	5
1.2 Objetivos . . . . .	10
<b>2 Observações</b>	<b>11</b>
<b>3 Seleção dos Objetos</b>	<b>16</b>
3.1 A Amostra no Diagrama HR . . . . .	16
3.2 Distribuição Espectral de Energia . . . . .	17
3.3 Diagrama cor-cor . . . . .	20
3.4 Estrelas Selecionadas . . . . .	22
3.4.1 Mon-000392 . . . . .	22
3.4.2 Mon-000631 . . . . .	24
<b>4 Resultados</b>	<b>26</b>
4.1 Espectro Sintético . . . . .	26
4.2 Linhas Circunstelares . . . . .	33
4.2.1 Mon-000392 . . . . .	34
4.2.2 Mon-000631 . . . . .	37

4.3	Período	38
4.3.1	Mon-000392	41
4.3.2	Mon-000631	43
4.4	Classificação Morfológica	44
4.4.1	Mon-000392	45
4.4.2	Mon-000631	46
4.5	Matriz de Correlação	49
4.5.1	Mon-000392	51
4.5.2	Mon-000631	54
4.6	Taxa de Acreção de Massa	57
4.7	Modelo de Linha de $H\alpha$	59
<b>5</b>	<b>Discussões e Conclusões</b>	<b>72</b>
<b>6</b>	<b>Perspectivas</b>	<b>76</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>77</b>

# Lista de Figuras

1.1	Diagrama Hertzsprung-Russell	4
1.2	Modelo de Acreção Magnetosférica	5
2.1	Regiões Espectrais Observadas	13
3.1	Diagrama HR	18
3.2	Distribuição de Energia Espectral	21
3.3	Diagrama cor-cor	22
4.1	$T_{eff}$ , $\chi^2$ , resíduo: Região 1	28
4.2	$T_{eff}$ , $\chi^2$ , resíduo: Região 2	29
4.3	Log g, $\chi^2$ , resíduo: Região 3	31
4.4	Espectro Sintético	32
4.5	Linhas Circunstelares - Mon-000392	36
4.6	Perfis de Linha de Emissão de $H\alpha$ e $H\beta$ - Mon-000392	37
4.7	Linhas Circunstelares - Mon-000631	39
4.8	Curva de Luz - Mon-000392	42
4.9	Periodograma - Mon-000392	43
4.10	Curva de Luz 2008 - Mon-000631	43
4.11	Curva de Luz 2011 - Mon-000631	44
4.12	Periodograma - Mon-000631	44
4.13	Perfis Médios de Linhas Circunstelares - Mon-000392	47
4.14	Classificação das Linhas Circunstelares - Mon-000631	48
4.15	Perfis das Linhas $H\alpha$ e $H\beta$ Observados- Mon-000392	48
4.16	Perfis das Linhas $H\alpha$ e $H\beta$ Observados - Mon-000631	49

4.17	Matriz de Autocorrelação da Linha de $H\alpha$ - Mon-000392 . . . . .	51
4.18	Matriz de Autocorrelação da Linha de $H\beta$ - Mon-000392 . . . . .	52
4.19	Matriz de Autocorrelação da Linha de HeI $\lambda 5875$ - Mon-000392 . . . . .	53
4.20	Matriz de Correlação entre as Linhas $H\alpha$ e $H\beta$ - Mon-000392 . . . . .	53
4.21	Matriz de Correlação entre as Linhas HeI $\lambda 5875$ e $H\beta$ - Mon-000392 . . . . .	53
4.22	Matriz de Correlação entre as Linhas HeI $\lambda 5875$ e $H\alpha$ - Mon-000392 . . . . .	54
4.23	Matriz de Autocorrelação da Linha de $H\alpha$ - Mon-000631 . . . . .	55
4.24	Matriz de Autocorrelação da Linha de $H\beta$ - Mon-000631 . . . . .	55
4.25	Matriz de Autocorrelação da Linha de HeI $\lambda 5875$ - Mon-000631 . . . . .	56
4.26	Matriz de Correlação entre as Linhas $H\alpha$ e $H\beta$ - Mon-000631 . . . . .	56
4.27	Matriz de Correlação entre as Linhas $H\alpha$ e HeI $\lambda 5875$ - Mon-000631 . . . . .	57
4.28	Matriz de Correlação entre as Linhas $H\beta$ e HeI $\lambda 5875$ - Mon-000631 . . . . .	57
4.29	Modelo <i>CV</i> . . . . .	61
4.30	Modelos de Vento de Disco Com e Sem Rotação . . . . .	62
4.31	Perfis Teóricos para Configuração de Vento de Disco - Mon-000392 . . . . .	63
4.32	Perfis Teóricos para Configuração de Vento de Disco - Mon-000631 . . . . .	64
4.33	Melhores Modelos (Vento de Disco) - Mon-000392 . . . . .	66
4.34	Melhores Modelos (Vento de Disco) - Mon-000631 . . . . .	68
4.35	Modelo Híbrido da Linha de $H\alpha$ - Mon-000631 . . . . .	70

# Lista de Tabelas

1.1	Campos magnéticos medidos em HAeBes . . . . .	8
2.1	Dados das Observações . . . . .	15
3.1	Parâmetros Estelares da Amostra . . . . .	20
3.2	Tipo Espectral Mon-000639 - Literatura . . . . .	23
3.3	Parâmetros da Literatura da Estrela Mon-000392 . . . . .	24
3.4	Parâmetros da Literatura da Estrela Mon-000631 . . . . .	25
4.1	$T_{eff}$ versus $\chi^2$ . . . . .	30
4.2	$\log g$ versus $\chi^2$ . . . . .	31
4.3	Conjunto de Parâmetros Estelares dos Objetos Selecionados . . . . .	33
4.4	Classificação Morfológica - Mon-000631 . . . . .	50
4.5	Parâmetros do Modelo da Linha de $H\alpha$ (Vento de Disco) . . . . .	64
4.6	Parâmetros do Modelo da Linha de $H\alpha$ (Vento de Disco) - Mon-000392 . . . . .	66
4.7	Parâmetros do Modelo da Linha de $H\alpha$ (Vento de Disco) - Mon-000631 . . . . .	69
4.8	Parâmetros Modelo Híbrido - Mon-000631 . . . . .	69

# Capítulo 1

## Introdução

Estrelas de massa  $\lesssim 8 M_{\odot}$  formam-se a partir do colapso gravitacional de nuvens interestelares frias, as quais concentram grandes densidades de poeira e gás, predominantemente hidrogênio molecular. A densidade, entre  $10^2$ - $10^4 \text{ cm}^{-3}$ , e a baixa temperatura,  $\approx 10 \text{ K}$ , dessas regiões (Rowan-Robinson 1979), também conhecidas como nuvens moleculares, facilitam o processo de colapso e formação estelar (Shu et al. 1987). O mecanismo de formação das estrelas de alta massa ( $M > 8 M_{\odot}$ ) possui várias questões em aberto, podendo envolver colisões de estrelas de baixa massa. As nuvens moleculares gigantes podem dar origem a essas estrelas, sendo regiões com propriedades físicas bastante distintas das observadas nas regiões de formação de estrelas de baixa massa (Beuther 2007; Kurtz et al. 2000; Jijina 1999). As nuvens moleculares gigantes apresentam valores de massa em torno de  $M \sim 10^{4-6} M_{\odot}$  enquanto os berçários de estrelas de baixa massa têm massas típicas de  $M \sim 10^2 M_{\odot}$ . Além de maiores massas, possuem temperaturas maiores (50 - 100 K) quando comparadas às nuvens frias (Jijina 1999). O estudo das estrelas de alta massa foge do escopo deste trabalho portanto, trataremos do processo de formação estelar focado apenas nas estrelas com massas até  $8 M_{\odot}$ .

Para que a formação estelar ocorra é necessário que a força gravitacional vença as demais

forças existentes nessas regiões, como as forças provenientes da pressão térmica do gás, dos movimentos turbulentos e dos campos magnéticos. Esses mecanismos contrários ao colapso gravitacional da nuvem fazem com que o processo de formação estelar seja pouco eficiente (Myers et al. (1986) estimaram que apenas  $\sim 2\%$  da matéria contida na nuvem molecular se transforma em estrelas), apesar da baixa temperatura e da alta densidade da nuvem viabilizarem a ocorrência de um ambiente favorável à contração gravitacional.

Durante a contração, ocorre também a fragmentação da nuvem molecular, e uma condição para que isso ocorra é descrita pelo critério de Jeans (Jeans 1902, 1928). Esse critério estabelece a massa mínima necessária para que ocorra o colapso, que depende das propriedades locais da nuvem. Esse critério considera uma nuvem densa, esférica e homogênea, com massa  $M$ , raio  $R$  e densidade  $\rho$ , sendo  $M = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ . Para haver a formação estelar é necessário que  $U \geq -2K$ , em que  $U = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$  é a energia potencial gravitacional da nuvem e  $K = \frac{3}{2}Nk_bT$  a energia cinética da nuvem, sendo  $N = \frac{M}{m}$  o número total de partículas e  $m$  a massa média das partículas da nuvem,  $k_b$  é a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura da nuvem. A massa mínima para que ocorra a contração é a massa de Jeans, dada por

$$M_J = \left( \frac{5k_bT}{Gm} \right)^{3/2} \left( \frac{3}{4\pi\rho} \right)^{1/2}. \quad (1.1)$$

Outros processos que afetam a massa de Jeans, como campos magnéticos e turbulências, não foram levados em consideração na obtenção da Equação 1.1.

O início do colapso do núcleo é isotérmico, ou seja, toda energia potencial gravitacional gerada durante o colapso é irradiada e, à medida que a densidade aumenta,  $M_J$  diminui (Equação 1.1), causando fragmentação da nuvem em corpos menores. Esse processo continua até o ponto em que a nuvem se torna opticamente espessa. A partir deste momento, o colapso deixa de ser isotérmico e passa a ser adiabático, sendo assim, a temperatura aumenta, o que aumenta a massa de Jeans, cessando a fragmentação.

Devido à conservação do momento angular contido na nuvem progenitora, a matéria não cai apenas no objeto central recém formado, mas também ao seu redor, gerando um disco circunstelar, formando um sistema composto por um objeto central com seu disco circunstelar e um envoltório de poeira. Esse objeto é identificado como uma protoestrela e pode ser observado em comprimentos de onda do rádio ao infravermelho longínquo. À

medida que o objeto central colapsa, a temperatura aumenta gradativamente e, devido à energia irradiada na forma de ventos e jatos bipolares, o envoltório de poeira é evaporado, tornando a protoestrela um objeto opticamente visível e iniciando a fase evolutiva conhecida como Pré-Sequência-Principal (PSP) (Hartmann et al. 2016).

Strom (1972) criou o termo “objetos estelares jovens” (YSOs) para os objetos que podem ser significativamente afetados ou alterados pelo seu material circunstelar. São esses os objetos encontrados na PSP e, devido ao material circunstelar, são objetos que possuem grande variabilidade fotométrica e espectroscópica e fortes linhas de emissão.

O diagrama Hertzsprung-Russell (HR) representa os caminhos evolutivos das estrelas e é construído a partir dos parâmetros estelares luminosidade e temperatura efetiva. A leitura deste diagrama se faz da direita para esquerda, sendo o início do caminho evolutivo representado pela fase de protoestrela. Para uma estrela de  $1 M_{\odot}$  este início ocorre em torno de  $10^5$  anos e sua estrutura interna é completamente convectiva devido a alta opacidade. A temperatura aumenta gradativamente, devido à contração da protoestrela, o envoltório de poeira é evaporado e, entre  $10^5 - 10^6$  anos, a luminosidade dos objetos se torna quase constante. Após a perda do envoltório de poeira esses objetos passam a serem vistos em comprimentos de onda do ótico e entram na fase da pré-sequência principal. A opacidade cai devido ao aumento da temperatura nas regiões mais internas dessas estrelas tornando assim o transporte de energia radiativa mais eficiente que o transporte convectivo. Quando a região mais interna dessa estrela alcança a temperatura necessária para a fusão do hidrogênio ( $\sim 10^7$  K), a estrela chega à Sequência Principal de idade zero (ZAMS). A Fig. (3.1) ilustra trilhas evolutivas na PSP para objetos com massas que variam de  $2 M_{\odot}$  a  $10 M_{\odot}$ .

Os discos circunstelares são detectados em torno de diversas estrelas jovens (Hartmann & Kenyon 1987; Adams 1989; Beckwith et al. 1990; Strom et al. 1990; Hillenbrand et al. 1992; Grady et al. 1999; Klaassen et al. 2013; Boehler et al. 2017, 2018) e o estudo da evolução desses discos propicia o entendimento da formação planetária (Kraus et al. 2012). Desta forma, o estudo da formação estelar e planetária está diretamente ligado à interação estrela-disco, através dos processos de acreção e ejeção do material circunstelar.

As estrelas que possuem a fase PSP podem ser divididas em duas categorias de acordo com suas massas: estrelas T Tauri e estrelas Ae/Be de Herbig. As estrelas T Tauri são estrelas jovens ( $\sim 10^6$  anos) de baixa massa ( $< 2 M_{\odot}$ ) com tipo espectral de M a F, que equivale

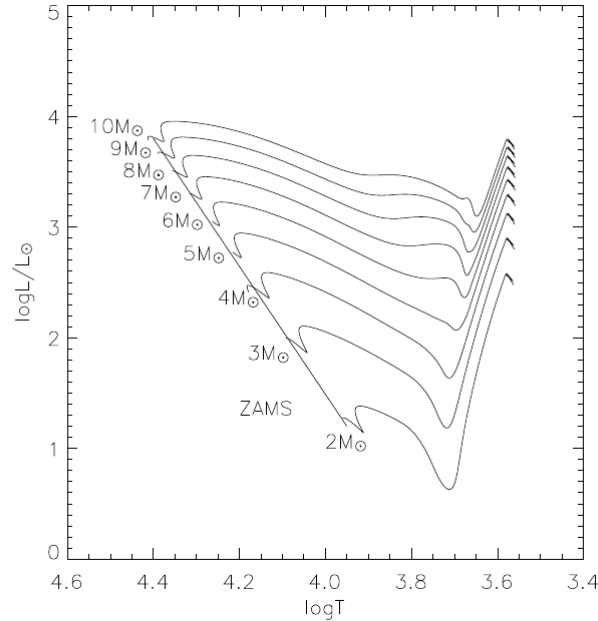


Figura 1.1: Trilhas evolutivas teóricas (calculadas com o código de evolução estelar ATON 2.0) para estrelas de massas entre 2 -  $10M_{\odot}$  em direção à Sequência Principal de idade zero (ZAMS) (Guimarães 2004).

à temperatura efetiva entre 3000 e 7000 K . Estrelas T Tauri que ainda possuem acreção do disco circunestelar são conhecidas como Estrelas T Tauri Clássicas (ETTCs) (Hartmann 2000). As estrelas Ae/Be de Herbig, descritas detalhadamente na seção a seguir, têm massas entre 2 e  $8M_{\odot}$  (Herbig 1960; Finkenzeller & Mundt 1984; The et al. 1994). A faixa de tipo espectral desses sistemas varia de F2 a B0, equivalente à temperatura efetiva entre 7000 e 30000 K (Pogodin et al. 2015).

As ETTCs são identificadas pela variabilidade fotométrica e espectroscópica e pela presença de linhas de emissão intensas. São caracterizadas pelo excesso no ultravioleta e no infravermelho, em relação à fotosfera estelar, presença de manchas frias e quentes na superfície e emissão de raios-X (Ingleby et al. 2013).

O disco circunestelar das ETTCs não chega a encostar na superfície da estrela, pois ele é truncado pelo forte campo magnético estelar ( $\sim 2\text{kG}$ ) a alguns raios estelares da superfície da estrela (Koenigl (1991) e Fig. 1.2). Se este truncamento ocorrer antes do raio de corotação (local onde a velocidade angular kepleriana é igual à velocidade angular da estrela), o material circunestelar é levado à estrela por meio das linhas de campo magnético, formando colunas de acreção e manchas quentes nas regiões de choque. O campo magnético é também responsável pela ejeção de material, através de ventos magneto-centrífugos. O

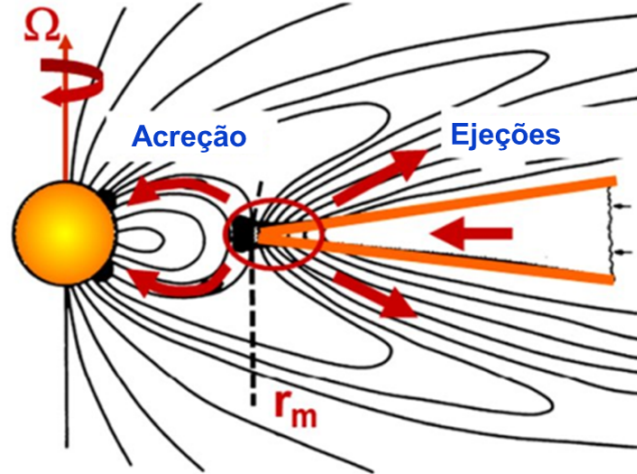


Figura 1.2: Esboço da interação entre estrela-disco e seus campos magnéticos. O campo magnético da estrela trunca o disco em  $r_m$  (raio da magnetosfera) e forma colunas de acreção, levando matéria do disco para a superfície da estrela. As linhas de campo ancoradas após o raio de corotação, representadas pela região de ejeções, levam a matéria do disco para fora do sistema através de ventos magneto-centrífugos.  $\Omega$  representa a velocidade angular da estrela. As linhas do campo magnético estão representadas em preto (figura adaptada de Romanova & Owocki 2015).

cenário de magneto-acreção (MA) (Bouvier et al. 2007) em ETTCs é bem estabelecido teórica e observacionalmente (Johns-Krull et al. 1999; Alencar et al. 2005; Bouvier et al. 2007; Hartmann et al. 2016) e está ilustrado na Fig. 1.2.

As observações de acreção nas estrelas da PSP com massas  $\lesssim 2 M_{\odot}$  são consistentes com a teoria de acreção magnetosférica. No entanto, para estrelas de maiores massas, os campos magnéticos medidos têm em média poucas centenas de Gauss (Wade et al. 2007; Hubrig et al. 2009; Alecian et al. 2013b). Sem um campo magnético suficientemente forte para interromper o disco circunestelar, o disco pode alcançar a superfície estelar e ser acretado através do processo conhecido como *boundary layer* (Hamann & Persson 1992; Davis 1996; Cauley 2014).

## 1.1 Estrelas Ae/Be de Herbig

Estrelas Ae/Be de Herbig (HAeBes) foram identificadas e classificadas pela primeira vez na literatura por Herbig (1960). Elas apresentam a ocorrência frequente de discos circunstelares (Waters & Waelkens 1998; Natta et al. 2001; Chiang et al. 2001; Hillenbrand et al. 1992). Esses objetos foram recentemente observados em detalhes pelo conjunto de

telescópio ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*), que é composto por 66 antenas de alta precisão, e opera numa gama de comprimentos de onda entre os 0,32 e os 3,6 mm. Nessa faixa de comprimento de onda, as observações do ALMA são favoráveis aos objetos jovens, pois estes possuem excesso de emissão do infravermelho ao rádio. Os indícios de discos circunstelares ao redor de estrelas HAeBes foram confirmados após as observações realizadas pelo ALMA (e.g. [Boehler et al. 2018, 2017](#); [Klaassen et al. 2013](#)), porém a maneira como essas estrelas acretam e ejetam seu material circunstellar ainda não é clara.

Os discos circunstelares das estrelas HAeBes são mais brilhantes que das ETTCs, pois suas fotosferas estelares possuem temperaturas maiores, gerando assim um aquecimento por radiação dos seus discos circunstelares mais significativo. Essa característica faz desses objetos laboratórios apropriados para o estudo da evolução dos discos. Esse estudo se faz possível desde discos de acreção ativos até os discos de detritos e sistemas planetários maduros ([Wit et al. 2014](#)).

Os sistemas HAeBes geralmente apresentam grande variabilidade espectroscópica e fotométrica ([Strom et al. 1972a](#)) devido ao ambiente circunstellar altamente dinâmico. Essas características podem ser usadas como ferramentas para estudarmos a física dos processos de acreção e ejeção, resultantes da interação entre a estrela e seu disco circunstellar ([Mendigutía et al. 2011b](#)).

Devido à falta de detecção dos campos magnéticos na maior parte das estrelas HAeBes, a adoção do modelo MA é justificável apenas quando indícios de magneto-acreção são observadas em suas linhas espectrais.

[Muzerolle et al. \(2004\)](#) analisaram a acreção na estrela HAe UX Ori através de modelos de linhas de emissão dentro do cenário de magneto-acreção. Eles mostraram que esses modelos conseguem descrever as características gerais das linhas observadas em sistemas do tipo UX Ori. Tais linhas, como linhas da série de Balmer, NaI D, CaII apresentam fortes emissões e absorções desviadas para o vermelho, evidenciando assinaturas de acreção nesses sistemas. Utilizando um cenário de magneto-acreção, [Mendigutía et al. \(2011a\)](#) modelaram o choque de acreção de uma amostra de 38 estrelas HAeBes. Com os resultados do modelo, eles conseguiram inferir um valor médio para a taxa de acreção de massa de sua amostra de  $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Porém, as linhas das estrelas HBes de sua amostra não puderam ser reproduzidas pelo modelo de choque e magneto-acreção. Assim, apenas as HAes de

sua amostra puderam ser inseridas no cenário de magneto-acreção, enquanto eles sugeriram que os sistemas HBes devem ser governados por outro mecanismo de acreção. [Fairlamb et al. \(2015\)](#) analisaram espectros de 91 estrelas HAeBes e mostraram que cerca de 68% de sua amostra tinham excesso de UV detectado e que para 89% desta amostra foi possível determinar a taxa de acreção de massa dentro do contexto de acreção magnetosférica.

Dentro da classificação dos sistemas HAeBes há uma faixa relativamente grande de valores de massa, levando a diferentes estruturas internas, o que deve influenciar a geração e sustentação de campos magnéticos. A atividade magnética decai significativamente na evolução na PSP das estrelas de 2 a  $5 M_{\odot}$ , ao variarem suas estruturas internas através do desenvolvimento de um núcleo radiativo ([Hussain et al. 2009](#); [Gregory et al. 2012](#)). Para estrelas com estrutura interna totalmente radiativa não se espera geração de campos magnéticos complexos e globalmente organizados como os observados nas ETTCs, que possuem pelo menos um envelope convectivo ([Stelzer et al. 2006](#)). Apesar da inexistência de envelopes convectivos, há uma pequena parcela ( $\sim 10\%$ ) de estrelas HAeBes com campos magnéticos fortes detectados ([Hubrig et al. 2013](#)). Uma possível explicação para a existência desses campos magnéticos é a hipótese de campo fóssil. Nessa teoria, supõe-se que o campo magnético da estrela teve origem durante o processo de formação estelar considerando dois possíveis cenários: 1) O campo magnético das nuvens moleculares ([Crutcher et al. 2010](#)) é concentrado nas protoestrelas, tornando-se um campo magnético em larga escala e decaindo lentamente, 2) O campo magnético é gerado durante as fases totalmente convectivas da evolução da protoestrela. Esses campos relaxariam em configurações de larga escala dentro dos interiores radiativos à medida que os objetos evoluem durante a fase PSP ([Alecian 2014](#)). Sendo assim, as poucas estrelas HAeBes que apresentam campos magnéticos fortes, e que podem ser as precursoras dos sistemas Ap/Bp, podem ter como explicação para esses campos magnéticos a hipótese do campo fóssil ([Alecian 2014](#)). Estrelas Ap/Bp são estrelas peculiares, na fase evolutiva da Sequência Principal, de tipos espectrais A e B que apresentam características diferentes das demais estrelas do mesmo grupo deste tipo espectral, como sobreabundância de alguns elementos e fortes campos magnéticos, alcançando milhares de Gauss de intensidade ([Järvinen et al. 2020](#); [Romanovskaya et al. 2020](#); [Shultz et al. 2018](#)).

[Alecian et al. \(2013b\)](#) detectaram campos magnéticos em 10% de 70 estrelas HAeBes observadas utilizando análises de espectropolarimetria de alta resolução. [Wade et al. \(2007\)](#)

encontraram de 8 a 12% de estrelas de sua amostra de 50 estrelas HAeBes com campo magnético. Já na amostra de 21 estrelas HAeBes estudada por [Hubrig et al. \(2009\)](#), foram detectados campos magnéticos em 6 estrelas, com os campos magnéticos mais intensos no valor de 454 G. A estrela HAe HD 101412 apresenta um campo magnético medido de 3,5 kG ([Hubrig et al. 2013](#)), mas valores nessa ordem são exceções encontradas nos sistemas HAeBes. No geral, esses resultados indicam que apenas uma pequena parte das estrelas HAeBes possuem campos magnéticos detectáveis e a maioria deles tem poucas centenas de Gauss. Dentro do grupo das HAeBes, as HAes são os tipos de sistemas com maior detecção de campos magnéticos, como pode ser visto na Tab. 1.1. Esse predomínio de detecção pode estar relacionado às diferentes estruturas internas presentes nos subgrupos HAes e HBes, pois enquanto as HAes apresentam uma estrutura radiativa as HBes desenvolvem um núcleo convectivo.

Tabela 1.1: Lista com nomes e tipos espectrais de estrelas HAeBes com seus respectivos valores médios de campo magnético longitudinal ( $\langle B_z \rangle$ ) e desvio padrão médio ( $\bar{\sigma}$ ).

Nome	Tipo espectral	$\langle B_z \rangle$	$\bar{\sigma}$	Referência
PDS 2	F2	75	25	W07 H09 H15
HD 31648	A3	416	125	H07 W07 H11b A13a
HD 35929	F2	54	23	W07 A13a
HD 36112	A5	89	84	W07 A13a
V380 Ori	A1	348	137	W05 W07 A09
BF Ori	A2	87	36	W07 A13a
HD 58647	B9	218	69	H13
Z CMa	B9	1231	164	S10
HD 97048	A0	105	58	W07 H09 H11b
HD 98922	A2	135	64	W07 A13a H13
HD 100546	B9	106	52	W07 H09
HD 101412	A0	273	53	W05 W07 H09 H11a
HD 104237	A4	56	35	D97 W07 H13
HD 135344A	A0	80	85	H09 A13a
HD 139614	A7	73	26	W05 H07 H09 A13a
HD 144432	A7	100	50	H07 W07 H09 A13a
HD 144668	A7	106	34	H07 W07 H09 A13a
HD 150193	A1	159	136	H09 H11b A13a
HD 176386	B9	130	81	H09 H11b A13a
HD 190073	A1	62	21	C07 H07 W07 H09 A13b H13

**Referência:** A09 - [Alecian et al. \(2009\)](#); A13a - [Alecian et al. \(2013b\)](#);

A13b - [Alecian et al. \(2013a\)](#); C07 - [Catala et al. \(2007\)](#); D97 - [Donati et al. \(1997\)](#);

H07 - [Hubrig et al. \(2007\)](#); H09 - [Hubrig et al. \(2009\)](#); H11a - [Hubrig et al. \(2011b\)](#);

H11b - [Hubrig et al. \(2011a\)](#); H13 - [Hubrig et al. \(2013\)](#); H15 - [Hubrig et al. \(2015\)](#);

S10 - [Szeifert et al. \(2010\)](#); W05 - [Wade et al. \(2005\)](#); W07 - [Wade et al. \(2007\)](#).

Analisando o perfil da linha de HeI  $\lambda 10830$  (linha que carrega assinaturas de acreção e ejeção de massa, comumente utilizada para analisar ETTCs) para uma amostra de 56 estrelas HAeBe, [Cauley & Johns-Krull \(2014\)](#) não encontraram evidências claras de acreção

magnetosférica nos sistemas HBes e encontraram assinaturas de uma magnetosfera nos sistemas HAes. Eles discutem que para valores comumente detectados de campos magnéticos e taxas de acreção de massa nos sistemas HAeBes, o raio de truncamento do disco está mais próximo à superfície estelar do que nos sistemas típicos de ETTCs. [Cauley & Johns-Krull \(2015\)](#) analisaram espectros na região do óptico de uma amostra de 88 estrelas HAeBes e confirmaram os resultados encontrados em [Cauley & Johns-Krull \(2014\)](#). Eles concluíram que, em geral, o ambiente circunstelar das estrelas HAeBes não é meramente um análogo escalonado das ETTCs.

Os sistemas HAeBes, em geral, giram mais rápido e possuem campos magnéticos menores do que as ETTCs. A detecção de pequenos campos magnéticos em sistemas que giram acima de  $80 \text{ km s}^{-1}$  é bastante difícil, pois altos valores de  $v \sin i$  podem mascarar o alargamento Zeeman das linhas fotosféricas, aumentando o limite inferior de possíveis detecções de campos magnéticos nesses sistemas ([Reiter et al. 2018](#)). Portanto, é essencial usarmos ferramentas de modelagem, além de observações, para entendermos os processos físicos que envolvem o ambiente circunstelar dos sistemas HAeBes.

Os objetos HAeBes possuem tanto características de objetos de alta massa ([Testi et al. 1999](#)), como a ausência de regiões convectivas nas camadas mais externas, quanto características em comum com as T Tauri ([Vink et al. 2002](#)), como linhas de emissão com características similares. Uma das principais questões em aberto na formação estelar refere-se à diferença entre os mecanismos de formação de estrelas de baixa e alta massa. Embora seja bem estabelecido que estrelas de baixa massa acretam matéria através de um campo magnético, o mecanismo que leva a essa acreção em estrelas de maiores massas ainda é incerto ([Hartmann et al. 2016](#)). O estudo das estrelas HAeBes possui extrema importância para o entendimento desses mecanismos, pois é uma ponte entre a formação das estrelas de baixa e alta massa.

Este trabalho está organizado da seguinte forma. No capítulo 2 apresentamos os dados observados que estão descritos no capítulo 3. A determinação dos parâmetros físicos são apresentados no capítulo 4, assim como a análise espectroscópica, classificação morfológica e modelagem dos perfis de linha de emissão de  $H\alpha$ . As discussões e conclusões deste trabalho são apresentadas no capítulo 5 e as perspectivas no capítulo 6.

## 1.2 Objetivos

Possuímos espectros de uma amostra de 15 objetos estelares, incluindo estrelas HAeBe e T Tauri, membros do aglomerado jovem NGC 2264, obtidos pelo espectrógrafo UVES/ESO. O propósito deste trabalho tem como foco selecionar estrelas dessa amostra que possuem indicações de material circunstellar suficiente para ocorrer os processos de acreção e ejeção e, como análise final, estudar detalhadamente aquelas que são Ae/Be de Herbig. Assim, o objetivo deste trabalho é promover um estudo detalhado das propriedades espectroscópicas das estrelas Ae/Be de Herbig pertencentes ao aglomerado NGC 2264, analisando a morfologia e a variabilidade das linhas de emissão formadas no ambiente circunstellar e usando ferramentas de modelagem para investigarmos a física dos processos de acreção/ejeção nesses sistemas.

## Capítulo 2

# Observações

As observações analisadas na tese compõem a campanha observacional em múltiplos comprimentos de onda chamada de *Coordinated Synoptic Investigation of NGC 2264* (CSI 2264, [Cody et al. 2014](#)) de estrelas T Tauri e Ae/Be de Herbig. Os estudos desta campanha compõem diferentes técnicas e ferramentas de análise dos dados, porém, nosso foco encontra-se apenas na espectroscopia. A amostra alvo deste estudo constitui-se de 15 estrelas Ae/Be de Herbig e T Tauri, membros do aglomerado NGC 2264. Esse é um aglomerado aberto jovem com cerca de 3 milhões de anos, localizado a aproximadamente 760 pc de distância do Sol ([Sung et al. 1997](#)). Nesse aglomerado é possível observar processos de formação estelar, sendo essa a região analisada no estudo pioneiro das estrelas Ae/Be de Herbig, feito por [Herbig \(1954\)](#), onde foram identificadas 84 estrelas na fase de Pré-Sequência Principal com emissão de  $H\alpha$ , exibindo características semelhantes às estrelas T Tauri.

Nossa amostra foi observada com o *Very Large Telescope* (VLT/ESO), situado no deserto do Atacama, Chile, equipado com o espectrógrafo óptico de alta resolução *Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph* (UVES) ([Dekker et al. 2000](#)). O instrumento *Fibre Large Array Multi Element Spectrograph* (FLAMES) do VLT é o arranjo de fibras ópticas que alimenta os espectrógrafos UVES e GIRAFFE e cobre um campo de visão de 25' de diâmetro. O

GIRAFFE permite a observação de até 130 alvos ou espectroscopia de campo integral com resolução intermediária ou alta (tipicamente de  $R \sim 5000$  a  $R \sim 30000$ ). Já o UVES fornece maior resolução ( $R \sim 47000$ ), mas pode acessar no máximo oito objetos por vez. O UVES possui dois braços que observam separadamente, um “lower arm” (L) que vai de  $\sim 4800 \text{ \AA}$  até  $\sim 5800 \text{ \AA}$ , e um “upper arm” (U) que vai de  $\sim 5800 \text{ \AA}$  até  $\sim 6800 \text{ \AA}$ . Neste trabalho utilizamos dados apenas do espectrógrafo UVES.

As observações ocorreram em duas épocas diferentes, nos anos de 2011 e 2013. Em 2011 foram alocadas duas das oito fibras óticas ao céu, com o intuito de medir a emissão nebulosa em cada campo e em 2013 foi alocada no céu apenas uma do conjunto de fibras óticas disponível. Em 2011 foram observados dois campos, um com 20 observações e outro com 21, e em 2013 foi observado um campo com 13 observações. Algumas informações referente às observações estão mostradas na Tab. 2.1.

A redução de dados foi realizada usando o programa *Reflex*, disponibilizado pelo ESO, e os pipelines de redução próprios do UVES. Foram feitas subtração de *bias*, correção de *flatfield* e calibração em comprimento de onda.

Após a redução dos dados, utilizamos rotinas em IDL para tratá-los e obtermos o espectro final para análise. Interpolamos os espectros de todas as noites de observação para que possuíssem o mesmo vetor comprimento de onda e cortamos os espectros em pequenas regiões, para que a análise fosse focada nas linhas de interesse. O espectro ficou dividido da seguinte forma: Região 1: 4955-5200  $\text{ \AA}$  (linhas fotosféricas); Região 2: 5200-5465  $\text{ \AA}$  (linhas fotosféricas); Região 3: 4800-4900  $\text{ \AA}$  ( $H\beta$ ); Região 4: 6475-6640  $\text{ \AA}$  ( $H\alpha$ ); Região 5: 5865-5885  $\text{ \AA}$  ( $HeI$ ); Região 6: 5885-5900  $\text{ \AA}$  ( $NaI D$ ) e Região 7: 6270-6440  $\text{ \AA}$  ( $[OI]$ ). Essas regiões são mostradas no exemplo da estrela Mon-000631 na Fig. 2.1.

A nebulosidade presente na região de NGC 2264 contribui com emissões que afetam os espectros estelares. Para que essa contribuição seja retirada do espectro observado total, é necessário colocar uma fibra ótica no céu, com o intuito de captar as contribuições de uma região próxima à estrela de interesse. Após obtermos a região do céu equivalente ao espectro total e removermos os raios cósmicos, subtraímos noite a noite do espectro total observado a contribuição espectral referente ao céu, dispondo assim apenas da contribuição estelar.

Normalizamos o contínuo do espectro estelar utilizando ajuste de polinômio, com grau

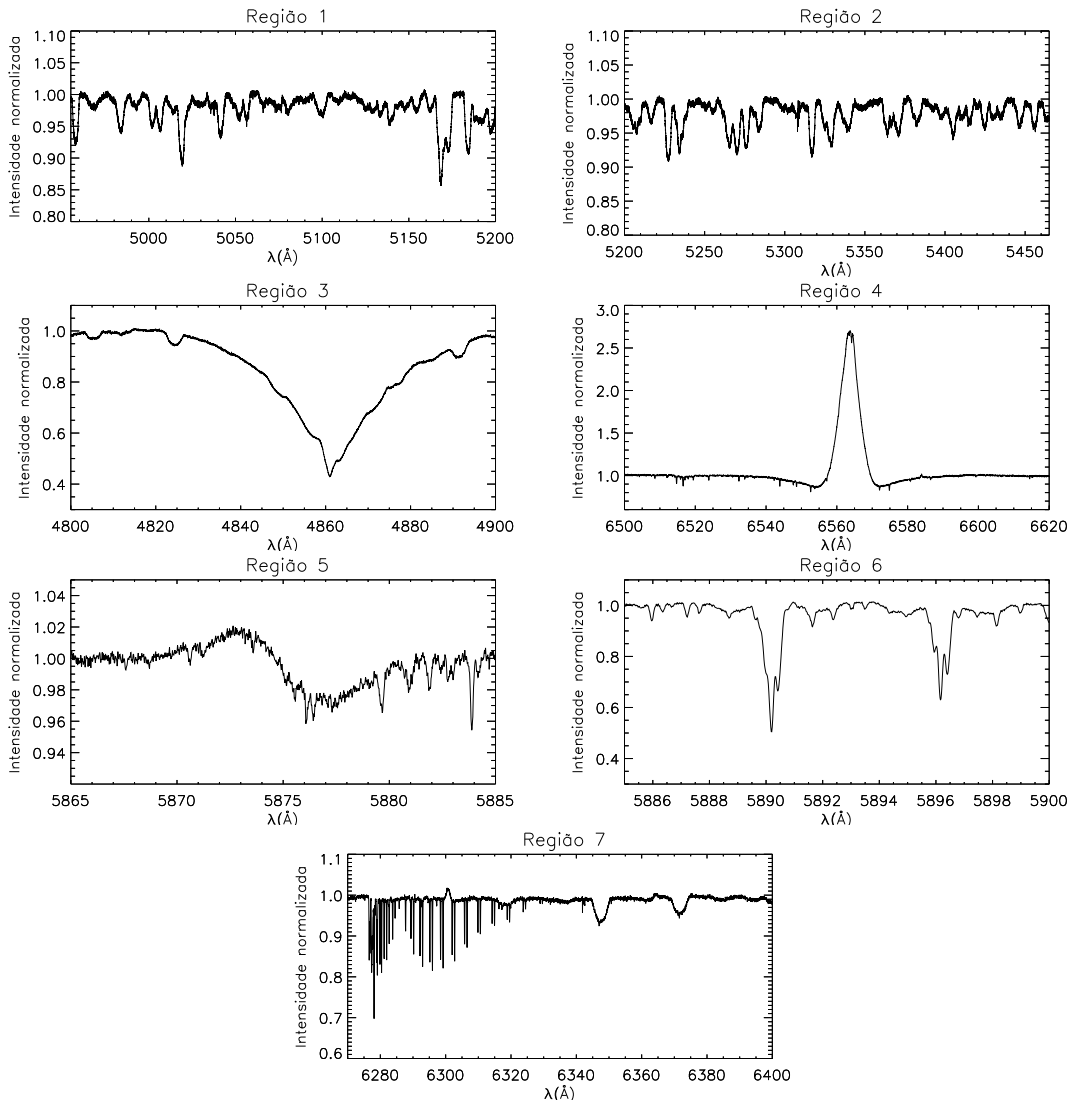


Figura 2.1: Regiões selecionadas do espectro médio da estrela Mon-000631 observadas com o espectrógrafo UVES. Região 1: 4955-5200 Å (linhas fotosféricas); Região 2: 5200-5465 Å (linhas fotosféricas); Região 3: 4800-4900 Å ( $H\beta$ ); Região 4: 6475-6640 Å ( $H\alpha$ ); Região 5: 5865-5885 Å (HeI); Região 6: 5885-5900 Å (NaD) e Região 7: 6270-6440 Å ([OI]).

variando entre 1 e 6 de acordo com cada janela espectral. A normalização é dada por

$$f_n = \frac{S}{C} \quad (2.1)$$

em que  $S$  representa o espectro não normalizado e  $C$  a função que representa o contínuo desse espectro. Utilizamos esses espectros normalizados para as análises deste trabalho.

Além das observações do VLT na campanha CSI 2264, foram obtidos dados de fotometria no óptico com o satélite CoRoT. Estudos de diferentes áreas analisaram dados adquiridos pelo CoRoT, como rotação estelar (Affer et al. 2013), sistemas binários (Zwintz et al. 2013) e acreção (Alencar et al. 2010). Nossos dados foram obtidos entre os longos períodos de observações regulares do satélite CoRoT, em que o satélite se deslocava do centro para o antcentro Galáctico. A trajetória percorrida nessa mudança de apontamento permitia que observações de regiões no caminho do satélite fossem realizadas. Com isso, esse satélite observou o aglomerado NGC 2264 em duas épocas distintas: a primeira em Março de 2008 durante 23 dias e a segunda em Dezembro de 2011 a Janeiro de 2012 durante 40 dias. A partir desses dados foi possível construir curvas de luz referentes aos nossos objetos selecionados.

Além dos dados descritos anteriormente, utilizamos dados da literatura para construirmos o diagrama HR e a distribuição de energia espectral (SEDs), discutidos no Cap. 3. Usamos valores de temperatura efetiva ( $T_{eff}$ ) e luminosidade estelar de Fairlamb et al. (2015); Flaccomio et al. (1999a, 2006); Venuti et al. (2014a); Zwintz et al. (2013, 2009); Neri et al. (1993); Lamm et al. (2004); Penston (1964). Para a construção das SEDs utilizamos dados fotométricos do *Wide-field Infrared Survey Explorer* (WISE) em comprimentos de onda de 3,4, 4,6, 12,0 e 22  $\mu m$  (Wright et al. 2010) e dados fotométricos dos instrumentos IRAC (3,6, 4,5, 5,8 e 8,0  $\mu m$ ) e MIPs (24  $\mu m$ ), do telescópio Spitzer (Sung et al. 2009). Os fluxos JHK foram obtidos dos catálogos do 2MASS e os dados fotométricos no comprimento de onda do óptico (UBVRI) foram obtidos em Sung et al. (2008).

Neste trabalho selecionamos as estrelas Ae/Be de Herbig de nossa amostra que possuem material circunstelar suficiente para que haja eventos de acreção e ejeção de massa e discutimos como esses eventos circunstelares ocorrem nos objetos selecionados.

Tabela 2.1: Dados das Observações

Objetos	Telescópio	Instrumento	Datas
CSIMon-000098	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012
CSIMon-000274	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012
CSIMon-000392	VLT	UVES	19-Dez-2011 a 28-Fev-2012
CSIMon-000459	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012
CSIMon-000462	VLT	UVES	21-Dez-2013 a 02-Jan-2014
CSIMon-000517	VLT	UVES	19-Dez-2011 a 02-Jan-2014
CSIMon-000525	VLT	UVES	19-Dez-2011 a 28-Fev-2012
CSIMon-000631	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012
CSIMon-000647	VLT	UVES	19-Dez-2011 a 28-Fev-2012
CSIMon-000774	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012
CSIMon-000798	VLT	UVES	19-Dez-2011 a 28-Fev-2012
CSIMon-005612	VLT	UVES	21-Dez-2013 a 02-Jan-2014
CSIMon-005644	VLT	UVES	21-Dez-2013 a 02-Jan-2014
CSIMon-005938	VLT	UVES	21-Dez-2013 a 02-Jan-2014
CSIMon-022237	VLT	UVES	03-Dez-2011 a 23-Fev-2012

## Capítulo 3

# Seleção dos Objetos

### 3.1 A Amostra no Diagrama HR

A maneira como as estrelas evoluem está diretamente relacionada ao valor da massa de cada estrela. Os caminhos evolutivos das estrelas podem ser analisados a partir do diagrama HR, que pode representar a posição da estrela em função da temperatura e da luminosidade estelares.

Utilizamos trilhas evolutivas, considerando abundância solar para toda a amostra, calculadas com o código CESTAM (Morel & Lebreton 2008; Marques et al. 2013) para produzir o diagrama HR da Fig. 3.1. O início do caminho evolutivo de cada estrela ocorre quando ela se torna opticamente visível (linha de nascimento) e entra na fase conhecida como Pré-Sequência Principal (PSP), representada pelas linhas pretas no diagrama HR da Fig. 3.1. Na PSP, as estrelas estão em contração gravitacional quase estática e evoluem ao longo das trilhas evolutivas até a Sequência Principal da Idade Zero (ZAMS).

A maior parte das estrelas que possuem a fase PSP apresentam estruturas evolutivas iniciais similares, começando como um núcleo de baixa massa completamente convectivo

cuja massa aumenta à medida que evolui através de uma fase de acreção intensa até chegar na fase de PSP, momento no qual a acreção já diminuiu em intensidade (Palla & Stahler 1992). Como pode ser visto na Fig. 3.1, para estrelas com massa acima de  $1,5 M_{\odot}$ , a fase PSP apresenta consideráveis mudanças em suas estruturas internas, começando totalmente convectiva (região alaranjada), passando pela fase parcialmente convectiva (região verde) até chegar a uma estrutura totalmente radiativa (região azul) e, próximo à Sequência Principal, o núcleo torna-se convectivo (região rosa).

As mudanças na estrutura interna das estrelas HAeBes influenciam na geração do campo magnético estelar e afetam sua complexidade, variabilidade e intensidade (Gregory et al. 2012; Villeda-Brown et al. 2019). A existência da fase com um envoltório convectivo pode ser responsável pelos campos magnéticos observados em algumas estrelas de massa intermediária totalmente radiativas (Alecian et al. 2017).

Gregory et al. (2012) analisaram a topologia do campo magnético em relação à estrutura interna das estrelas T Tauri usando informações contidas no diagrama HR de sua amostra. Eles sugeriram que a topologia em grande escala do campo magnético relaciona-se com a estrutura interna das estrelas T Tauri. Os campos magnéticos com maiores intensidades foram observados em estrelas totalmente convectivas e, à medida que o envelope convectivo diminui, o campo magnético tornava-se mais complexo e a componente dipolar desse campo tornava-se mais fraca.

Nossa amostra, com seus principais parâmetros descritos na Tab. 3.1, cobre uma grande faixa de estruturas internas, as estrelas variando de ETTCs a estrelas HAeBes. As estrelas de nossa amostra estão representadas na Fig. 3.1, com exceção da estrela Mon-022237, pois seu valor de temperatura é abaixo do valor mínimo calculado pelo modelo utilizado.

## 3.2 Distribuição Espectral de Energia

Verificaremos quais sistemas de nossa amostra ainda possuem material circunstelar suficiente para que os processos de acreção e ejeção de matéria sejam possíveis. Essa investigação fez-se a partir da análise da Distribuição Espectral de Energia (SED) de cada uma das 15 estrelas de nossa amostra.

Modelamos as SEDs de nossa amostra, construídas com os dados fotométricos descritos

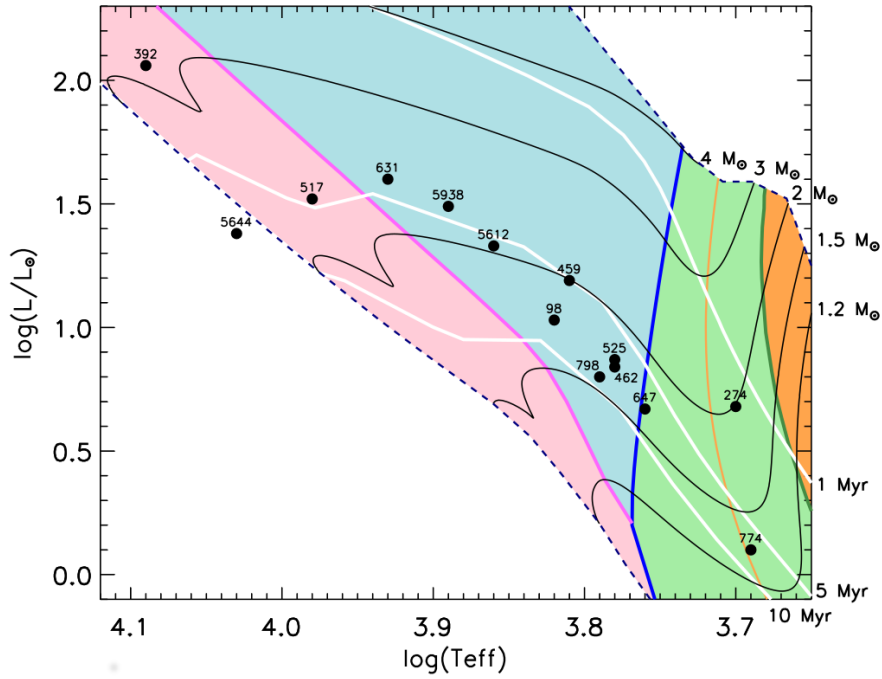


Figura 3.1: Diagrama HR da amostra observada pelo UVES de 14 estrelas do aglomerado NGC 2264. As linhas brancas são as isócronas de 1, 5, 10 Manos, respectivamente. Na região laranja a estrutura interna é totalmente convectiva, a região verde corresponde a estrelas com núcleo radiativo e envelope convectivo, a região azul representa estrelas totalmente radiativas e na região rosa as estrelas possuem núcleo convectivo e envelope radiativo. As linhas pretas são as trilhas evolutivas na PSP para 1,2, 1,5, 2, 3 e 4  $M_{\odot}$ . A ZAMS e a linha de nascimento são representadas por linhas tracejadas pretas. A linha alaranjada representam o envoltório convectivo contendo 50% da massa estelar. Os símbolos representam as estrelas observadas pelo UVES.

no Cap. 2. Utilizamos o código de ajuste *Sedfitter*<sup>1</sup> (Robitaille 2017), baseado no código *Hyperion*, um código tridimensional aberto de transferência radiativa do contínuo de poeira (Robitaille 2011). O código *Sedfitter*<sup>2</sup> é composto de modelos com diferentes conjuntos de componentes, que podem incluir uma fotosfera estelar, um disco, um envelope e cavidades ambipolares. Usamos cinco conjuntos de modelos: modelo 1 - composto apenas de uma fotosfera estelar, modelo 2 - uma fotosfera estelar e um disco passivo, modelo 3 - uma fotosfera estelar, um disco passivo e um buraco na parte interna do disco, modelo 4 - uma fotosfera estelar, um disco passivo e um envelope de poeira e o modelo 5 - uma fotosfera estelar, um disco passivo, um envelope de poeira e um buraco na parte interna do disco. O raio interno do disco ( $R_{in}$ ), região onde o disco é truncado, ocorre no raio de sublimação da poeira ( $R_{sub}$ ) em discos sem buraco (modelos 2 e 4) e varia de 1 a  $1000 R_{sub}$  para obter o melhor ajuste nos modelos com buraco (modelos 3 e 5).

Os parâmetros de entrada do código *Hyperion* são uma faixa dos valores de extinção visual ( $A_v$ ), a distância da fonte ao Sol e uma estimativa da abertura fotométrica usada durante o processo de redução de dados. Utilizamos a paralaxe da segunda remessa de dados da missão Gaia (Gaia Collaboration et al. 2016, 2018) para determinarmos a distância individual de cada sistema através de métodos Bayesianos, seguindo Luri et al. (2018) e usamos valores de  $A_v$  da literatura (Tab. 3.1). Os cinco modelos foram ajustados para cada estrela da amostra e o melhor modelo de cada sistema foi selecionado a partir da comparação entre os parâmetros de saída do ajuste de SED (temperaturas e raios estelares) e os previamente determinados na literatura, listados na Tab. 3.1.

A Fig. 3.2 mostra os melhores modelos de ajuste de SED para cada membro da amostra. Pontos pretos correspondem aos fluxos observados retirados da literatura e as linhas são os resultados do modelo. Linhas pretas representam o fluxo total do código *Sedfitter* e linhas coloridas tracejadas (quando presentes) representam as componentes de emissão que foram calculados com o código *Hyperion*. Linhas azuis correspondem à contribuição fotosférica estelar e linhas vermelhas representam a contribuição circunstelar. Todos os sistemas foram modelados satisfatoriamente, com exceção do Mon-022237, para o qual não conseguimos obter uma solução física razoável. Apenas sete estrelas mostraram um excesso substancial

<sup>1</sup>Utilizamos a versão v1.0 do código, disponível para download em <https://doi.org/10.5281/zenodo.235786>.

<sup>2</sup>Todos os conjuntos de modelos de distribuição espectral de energia foram baixados de <http://doi.org/10.5281/zenodo.166732>, usando a versão v1.1 dos modelos.

Tabela 3.1: Parâmetros estelares da nossa amostra.

CSIMon ID <sup>1</sup>	2MASS ID	$A_v$ (mag)	Dist. (pc) <sup>d</sup>	$R_*$ ( $R_\odot$ ) <sup>e</sup>	$T_{eff}$ (K)	Disco <sup>f</sup>	Ref.
CSIMon-000098	06405436+0920046	0,40 <sup>a</sup>	$783 \pm 30$	3,82	6600	N	Flaccomio et al. (1999a)
CSIMon-000274**	06410687+0923214	0,22	$185 \pm 1$	3,70	5000	Y	<b>SIMBAD</b>
CSIMon-000392	06404464+0948021	$1,03^{+0,04}_{-0,05}$	$826 \pm 65$	2,30	12500	E	Fairlamb et al. (2015)
CSIMon-000459	06411304+0927319	0,10 <sup>b</sup>	$824 \pm 27$	3,81	6500	Y	Flaccomio et al. (1999a)
CSIMon-000462	06404218+0933374	0,29 <sup>c</sup>	$711 \pm 19$	3,78	6100	Y	Flaccomio et al. (2006)
CSIMon-000517	06410470+0936267	0,10 <sup>b</sup>	$835 \pm 41$	3,98	9600	N	Flaccomio et al. (2006)
CSIMon-000525	06405118+0944461	0,10 <sup>b</sup>	$716 \pm 18$	3,77	5900	Y	Venuti et al. (2014b)
CSIMon-000631	06410587+0922556	0,40 <sup>a</sup>	$760 \pm 36$	2,90	8500	Y	Flaccomio et al. (1999b)
CSIMon-000647	06410295+0947543	0,40	$585 \pm 11$	3,76	6400	N	Venuti et al. (2014b)
CSIMon-000774	06405883+0930572	0,10 <sup>b</sup>	$832 \pm 86$	3,69	4900	Y	Flaccomio et al. (2006)
CSIMon-000798	06405695+0948407	0,10 <sup>b</sup>	$873 \pm 25$	3,79	6220	N	Zwintz et al. (2013)
CSIMon-005612	06413748+0943407	0,40 <sup>a</sup>	$410 \pm 7$	3,86	7310	N	Zwintz et al. (2009)
CSIMon-005644	06405184+0939075	0,26	$796 \pm 37$	4,03	10840	N	Neri et al. (1993)
CSIMon-005938	06402146+0941505	0,05	$758 \pm 21$	3,89	7920	N	Lamm et al. (2004)
CSIMon-022237	06405668+0910588	0,40 <sup>a</sup>	$1187 \pm 48$				<b>SIMBAD</b>

<sup>1</sup>CSIMon é uma identificação interna da campanha CSI 2264. Nos demais lugares no texto CSI será omitido por questões de brevidade. \*\* Essa estrela tem uma distância muito menor que o valor esperado para membros do aglomerado NGC 2264 e provavelmente não é um membro desse aglomerado. <sup>a</sup> Valor médio para o aglomerado NGC 2264 (Rebull et al. 2002); <sup>b</sup> Venuti et al. (2014b); <sup>c</sup> Manoj et al. (2006); <sup>d</sup> Gaia Collaboration et al. (2018); <sup>e</sup> O raio foi calculado usando a relação  $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$ , exceto para as estrelas Mon-000392 e Mon-000631, cujas referências encontram-se em Tab. 4.3; <sup>f</sup> Disco interno detectado pelo ajuste de SED usando o código *Hyperion* (Y), disco interno + envelope (E) e disco interno não detectado (N) (ver Fig. 3.2).

no infravermelho, indicando a presença de material circunstelar, e apenas duas delas são sistemas HAeBes: Mon-000392 e Mon-000631. Os dois últimos gráficos da Fig. 3.2 correspondem aos ajustes de SED da estrela Mon-000392, um sistema HBe com excesso de infravermelho significativo. O resultado do modelo 2 (fotosfera estelar + disco) convergiu para valores de raio e temperatura efetiva muito diferentes dos disponíveis na literatura para esse sistema (Fairlamb et al. 2015). Decidimos, portanto, adotar o modelo 5, que consiste em uma fotosfera estelar, um disco, um envelope, um buraco com um raio interno maior do que o raio de sublimação ( $R_{in} = 4,32 R_{sub}$ ) e obtivemos valores muito mais consistentes com os disponíveis na literatura de raio estelar e temperatura efetiva ( $T_{eff} = 12320$  K e  $R_* = 2,6 R_\odot$ ). O modelo 5 de SED adotado para Mon-000392 é ainda justificado pela descrição na literatura da presença de um envelope neste sistema (e.g. Herbig 1960; The et al. 1994; Valenti et al. 2000, 2003).

### 3.3 Diagrama cor-cor

Outra maneira de verificarmos a existência do disco circunstelar nos nossos sistemas é através da análise dos fluxos JHK ( $1,2\mu\text{m}$ ;  $1,6\mu\text{m}$ ;  $2,2\mu\text{m}$ , respectivamente) utilizando a classificação proposta por Hillenbrand et al. (1992) em um diagrama cor-cor. Segundo essa classificação, estrelas com  $J-H > 0,3$  e  $H-K > 0,3$  possuem disco circunstelar. Abaixo desses valores,

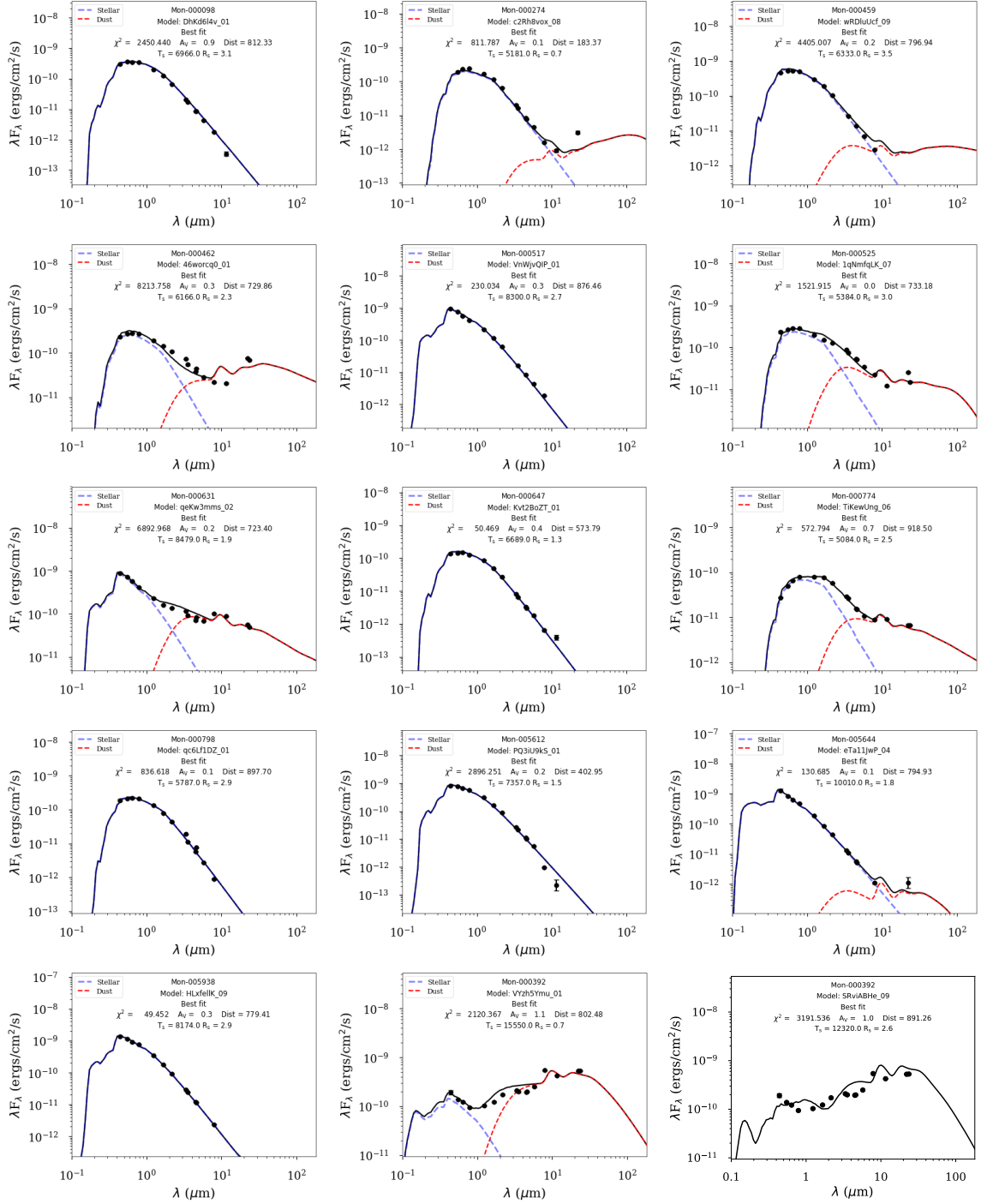


Figura 3.2: Distribuição de energia espectral da nossa amostra. Os pontos correspondem aos dados fotométricos da literatura de 0,2 a 24  $\mu$ m (ver Cap. 2). A linha preta sólida é o melhor ajuste do modelo de SED e as linhas tracejadas, quando presentes, correspondem às componentes estelar (azul) e de emissão de poeira (vermelha) (Robitaille 2011, 2017). Os gráficos listam os valores ajustados da extinção visual ( $A_v$ ) em mag, a distância da fonte (Dist) em parsec, a temperatura efetiva da estrela ( $T_s$ ) em Kelvin e o raio estelar ( $R_s$ ) em raios solares. Para a estrela Mon-000392, representada nos dois últimos gráficos, possuem configurações distintas: o gráfico do meio correspondem ao modelo com raio de disco interno igual ao raio de sublimação de poeira (modelo 2), enquanto o último foi modelado com raio de disco interno maior que o raio de sublimação de poeira ( $R_{in} = 4,32 R_{sub}$ , modelo 5), convergindo para os valores de  $T_s$  e  $R_s$  que concordam com as determinações anteriores.

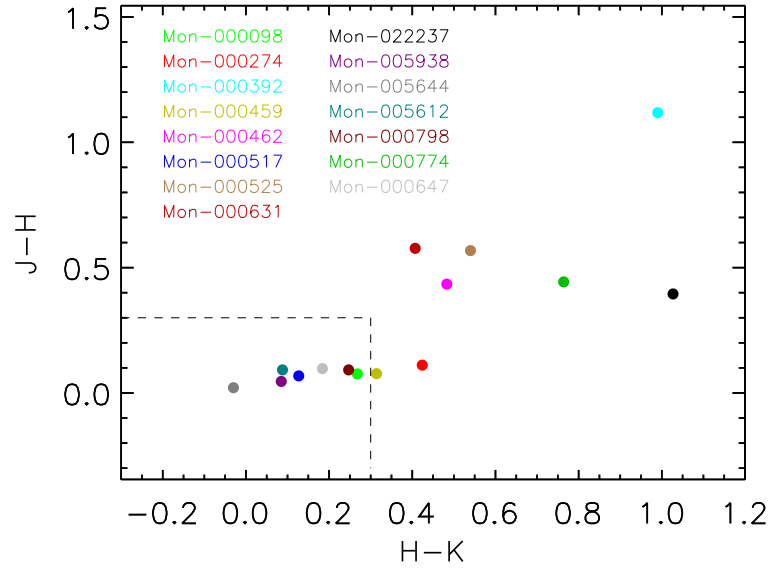


Figura 3.3: Diagrama Cor-Cor J-H *versus* H-K para a nossa amostra. A área dentro das linhas tracejadas contém objetos sem excesso significativo no infravermelho. Cada cor representa uma estrela.

encontram-se estrelas sem excesso significativo de emissão no infravermelho.

A Fig. 3.3 mostra o diagrama cor-cor das estrelas de nossa amostra, contruído a partir dos dados da literatura descritos no Cap. 2. Cada estrela corresponde a uma cor diferente, e o limite para excesso no infravermelho está delimitado pela caixa pontilhada. Estrelas dentro dessa caixa não possuem disco circunstelar, e são os mesmos objetos sem excesso no infravermelho no modelo de SED (Fig. 3.2).

Estrelas sem material circunstelar suficiente para que haja processos de acreção e ejeção de massa fogem do propósito deste trabalho e não serão analisadas em detalhes. As estrelas Ae/Be de Herbig com disco circunstelar selecionadas para análise são Mon-000392 e Mon-000631.

## 3.4 Estrelas Selecionadas

### 3.4.1 Mon-000392

A estrela Mon-000392 (Lk H $\alpha$  25, Walker 90, V590 Mon) é umas das estrelas mais atípicas pertencente ao aglomerado jovem NGC 2264 (Breger 1974; Rydgren 1977; Pérez et al.

Tabela 3.2: Tipo Espectral da estrela Mon-000392 - literatura

Tipo espectral	Ref.
A2p	2, 3
A2	1, 4, 7
A0	11, 12
B9-A0	13
B8p+envelope	14, 17, 19, 22
B8	8, 9, 10, 23, 25
B7	15, 16, 18, 20, 21, 24, 26
B4	5, 6

(1)Herbig (1954); (2)Walker (1956); (3)Strom (1972); (4)Garrison (1978); (5)Young (1978); (6)Sagar & Joshi (1983); (7)Strom et al. (1972b); (8)Rydgren (1977); (9)Brooke et al. (1993); (10)Damiani et al. (1994); (11)Corcoran & Ray (1998); (12)Hillenbrand et al. (1992);(13)Warner et al. (1977); (14)Herbig (1960); (15)Testi et al. (1997); (16)Testi et al. (1999); (17)Valenti et al. (2000); (18)Fuentes et al. (2002); (19) Valenti et al. (2003); (20) Hernández et al. (2004); (21) Hamaguchi et al. (2005); (22)The et al. (1994); (23) Perez et al. (1987); (24) Hillenbrand (1995); (25) Wheelwright et al. (2010); (26) Liu et al. (2011)

2008). As determinações do tipo espectral dessa estrela na literatura possuem uma enorme discrepância entre si, variando de A2 a B4 (Tab. 3.2). Pérez et al. (2008) associaram os diversos tipos espectrais determinados por diferentes trabalhos ao aumento da temperatura devido a eventos de acreção do material circunstelar vistos em nossa linha de visada.

A extinção no visível ( $A_v$ ) também apresenta diferentes valores na literatura, variando de  $A_v = 0,42$  (Liu et al. 2011) a  $A_v = 5$  (Strom et al. 1972a). Essa extinção anômala foi associada aos grãos de tamanhos não usuais contidos em seu material circunstelar (Rydgren 1977; Sitko et al. 1984), causando uma extinção visual incomum, dificultando o posicionamento dessa estrela no diagrama HR.

Strom et al. (1972b); Sitko et al. (1984); Rydgren & Vrba (1987) discutiram a distribuição de energia espectral dessa estrela e sugeriram que seu disco circunstelar é visto perpendicular em relação à nossa linha de visada, ou seja, o disco “esconde” a estrela, se posicionando em sua frente. Essa geometria justificaria em parte a grande extinção deste sistema.

Essa estrela possui variabilidade no óptico e no infravermelho em vários trabalhos reportados na literatura (Walker 1956; Poveda 1965; Strom et al. 1971; Breger 1972; Mendoza V. & Gomez 1980; Perez et al. 1987; Bhatt & Sagar 1992), e alguns trabalhos relacionaram a variabilidade fotométrica a um envelope espesso ao redor da estrela. Já Bhatt & Sagar (1992) sugeriram que a variabilidade fotométrica observada está relacionada à variação na taxa de acreção do disco circunstelar.

Hillenbrand et al. (1992) examinaram acreção do disco circunstelar de estrelas Ae/Be de Herbig a partir de suas SEDs e classificaram as estrelas de acordo com o excesso no infravermelho. Essa classificação é baseada na morfologia das SEDs e divide as estrelas em

Tabela 3.3: Parâmetros da literatura da estrela Mon-000392

$M_*$ [ $M_\odot$ ]	$R_*$ [ $R_\odot$ ]	$T_{eff}$ [K]	$\log g$	$v_{rad}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Período [dias]	Ref.
		9000	3,0	$36 \pm 10$		Strom et al. (1971)
		8750	2,9			Strom (1972)
		9000	4,0			Garrison (1978)
1,9	1,1	9800				Hillenbrand et al. (1992)
		12000	4,0			Brooke et al. (1993)
		11600	4,0			Neri et al. (1993)
3,8	3,0		4,1			Hillenbrand (1995)
					4,47	Kearns & Herbst (1998)
					27,18	Makidon et al. (2004)
< 3,35		12900				Manoj et al. (2006)
4,6						Weidner et al. (2007)
4,71	5,86	11500				Liu et al. (2011)
				$17,7 \pm 10,0$		Cauley & Johns-Krull (2015)
$3,1 \pm 0,6$	$2,3 \pm 0,2$	$12500 \pm 1000$	$4,20 \pm 0,30$			Fairlamb et al. (2015)
$2,30^{+0,13}_{-0,11}$		$12500 \pm 1000$				Vioque et al. (2018)

três distintos grupos. Mon-000392, segundo esse estudo, é classificada como pertencente ao grupo II, que contém estrelas jovens de massa intermediária com seus discos circunstelares ou sistemas com envelopes de poeira que interceptam um ângulo sólido significativo em relação a nossa linha de visada.

A estrela Mon-000392 foi considerada uma candidata a sistema binário pela primeira vez por Thomas et al. (2007) com uma separação de 5 segundos de arco e Wheelwright et al. (2010) confirmaram a binaridade desse sistema. A partir dos nossos dados, não foi possível o estudo de sua binaridade.

O complexo comportamento da estrela Mon-000392 foi observado e relatado em diversos trabalhos, e os diferentes valores de parâmetros medidos na literatura para essa estrela são listados na Tab. 3.3. A grande discrepância entre os parâmetros determinados em diferentes trabalhos mostra o quão intrigante é esse sistema e um dos objetivos da nossa análise é elucidar a natureza deste sistema.

### 3.4.2 Mon-000631

O segundo objeto selecionado é a estrela Mon-000631 (HD 261941, Walker 165), pertencente ao aglomerado jovem NGC 2264 (Vasilevskis et al. 1965). É um objeto com comportamento menos complexo, comparado à Mon-000392, e com um número menor de estudos relatados na literatura.

Essa estrela foi considerada não variável (Walker 1956; Breger 1972; Warner et al. 1977; Zwintz et al. 2009) e com tipo espectral entre A5/A2 (Strom et al. 1972a; McNamara 1976;

Tabela 3.4: Parâmetros da literatura da estrela Mon-000631

$M_*$ [ $M_\odot$ ]	$T_{eff}$ [K]	$\log g$	$v_{rad}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Tipo espectral	Ref.
2,05	8500	3,4		A5	<a href="#">Strom et al. (1972a)</a>
	8400	4,2			<a href="#">Feldbrugge &amp; van Genderen (1991)</a>
	8570	4,1		A4	<a href="#">Neri et al. (1993)</a>
	8500				<a href="#">Flaccomio et al. (1999a)</a>
				A2	<a href="#">Park et al. (2000)</a>
				A2	<a href="#">Young (1978)</a>
				A2	<a href="#">Paunzen et al. (2002)</a>
			A5	<a href="#">Clarke et al. (2005)</a>	
			23		<a href="#">Strom et al. (1971)</a>
			$9,75 \pm 3,36$		<a href="#">Tobin et al. (2015)</a>

[Rydgren 1977](#); [Young 1978](#); [Neri et al. 1993](#); [Park et al. 2000](#); [Paunzen et al. 2002](#); [Clarke et al. 2005](#)).

É uma estrela com um grande excesso no infravermelho ([Strom et al. 1972a](#)) e foi classificada como uma estrela com variabilidade na velocidade radial por [Mendoza V. & Gomez \(1980\)](#). A classificação para suas curvas de luz obtidas pelos telescópios CoRoT e Spitzer foi de aperiódica e irregular ([Cody et al. 2014](#)).

Alguns parâmetros determinados na literatura para a estrela Mon-000631 estão descritos na Tab. 3.4 e pretendemos contribuir para um melhor entendimento a respeito desse sistema com o nosso estudo.

# Capítulo 4

## Resultados

Para analisar o ambiente circunstelar de nossos sistemas HAeBes selecionados é necessário identificar a contribuição circunstelar, relativa à interação estrela-disco, nos perfis de linha de emissão observados. Portanto, removemos a contribuição fotosférica das linhas de emissão observadas, usando espectros fotosféricos sintéticos.

### 4.1 Espectro Sintético

Os espectros sintéticos foram construídos com os códigos *SME* (Valenti & Piskunov 1996), *BinMag4* (Kochukhov 2007), o modelo de atmosfera *ATLAS9* (Kurucz 1993) e o banco de dados de linhas atômicas *Vienna Atomic Line Database* (VALD) (Ryabchikova & Pakhomov 2015). Em nossas análises, adotamos metalicidade solar, velocidade de micro ( $v_{mic}$ ) e macroturbulência ( $v_{mac}$ ) iguais a  $2 \text{ km s}^{-1}$  e  $5 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente (Dunkin et al. 1997) para as duas estrelas selecionadas. Calculamos modelos com a resolução do espectrógrafo UVES ( $R \sim 47000$ ).

Para analisarmos as linhas espectrais de interesse, foi necessário separar os espectros observados em pequenas janelas de comprimento de onda (ver descrição em Cap. 2).

Os principais parâmetros de ajuste do espectro sintético são: temperatura efetiva ( $T_{eff}$ ); velocidade radial ( $v_{rad}$ ); logaritmo da gravidade superficial ( $\log g$ ), metalicidade ( $[Fe/H]$ )<sup>1</sup> e  $v \sin i$ , para ambos os códigos, *SME* e *BinMag4*. A construção do espectro sintético foi realizada seguindo os mesmos passos para cada janela de comprimento de onda de cada estrela para ambos os códigos.

Para cada estrela, ajustamos o espectro sintético ao espectro observado através da minimização do  $\chi^2$

$$\chi^2 = \sum_n \frac{(obs - teo)^2}{teo} \quad (4.1)$$

em que *obs* e *teo* são as intensidades observadas e teóricas, respectivamente, subtraídas ponto a ponto para cada comprimento de onda e  $n$  representa todos os pontos em comprimento de onda da janela espectral.

Os parâmetros foram ajustados utilizando o espectro médio observado das regiões fotosféricas de cada estrela, exceto para o  $\log g$ , que foi ajustado com as asas da linha de  $H\beta$  a 0,8 da intensidade da linha. Para cada estrela, os espectros sintéticos foram calculados usando os códigos *SME* e *BinMag4* e comparados ao espectro médio observado através da minimização de  $\chi^2$ . Os melhores espectros sintéticos foram obtidos com o código *BinMag4* e a Tab. 4.3 mostra o melhor conjunto de parâmetros que obtivemos para cada sistema.

As iterações iniciais foram realizadas a partir do código *SME* e o refinamento dos valores dos parâmetros foram ajustados de acordo com o valor do  $\chi^2$ . Alguns exemplos de iterações podem ser vistos na Tab. 4.1, onde o parâmetro  $T_{eff}$  variou enquanto os demais foram mantidos fixos.

As Figs. 4.1 e 4.2 representam três dos onze espectros teóricos, referentes à Tab. 4.1, comparados ao espectro médio observado com seus respectivos resíduos. Os melhores valores são  $T_{eff}=8500$  K para a região 2 e  $T_{eff}=8570$  K para a região 1. Os valores entre 8500 - 8600 K possuem  $\chi^2 < 1$  para as duas regiões analisadas (ver Tab. 4.1). Comparando nossos resultados com valores da literatura, temos que Flaccomio et al. (1999a), McNamara (1976) e Strom et al. (1972a) encontraram  $T_{eff} \cong 8500$  K, concordando assim com os valores encontrados neste trabalho.

O processo de construção dos espectros sintéticos se repetiu para os demais parâmetros

---

<sup>1</sup>Inicialmente foram feitos vários ajustes para esse parâmetro. Devido a não convergência dessas iterações, adotamos a metalicidade solar.

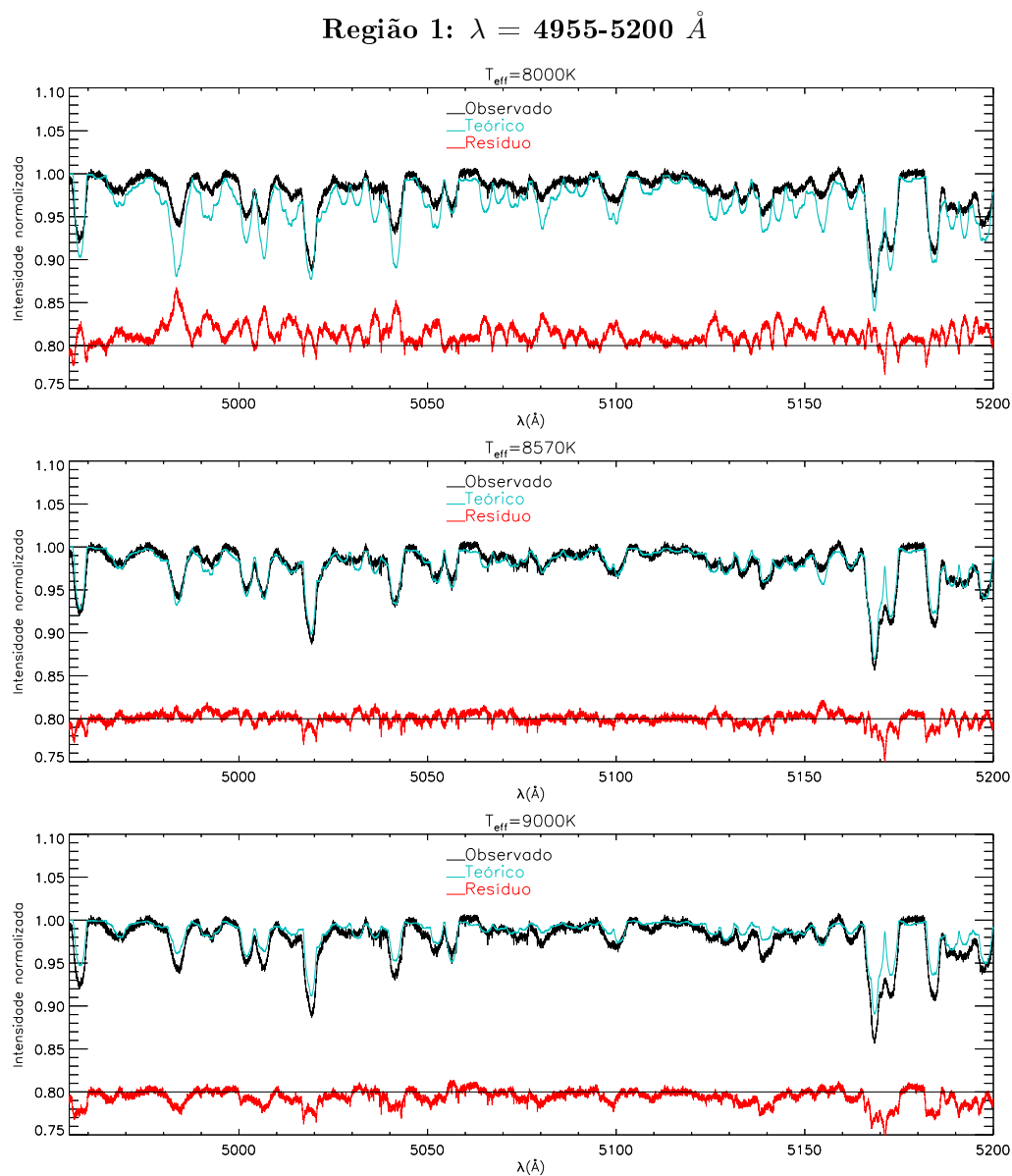


Figura 4.1: Espectros sintéticos (azul) comparados ao espectro médio observado (preto) para ajustes de diferentes valores de  $T_{\text{eff}}$  com o resíduo em vermelho: valores extremos de 8000 e 9000 K e o valor relativo ao melhor ajuste: 8570 K. Espectros referentes à região 1.

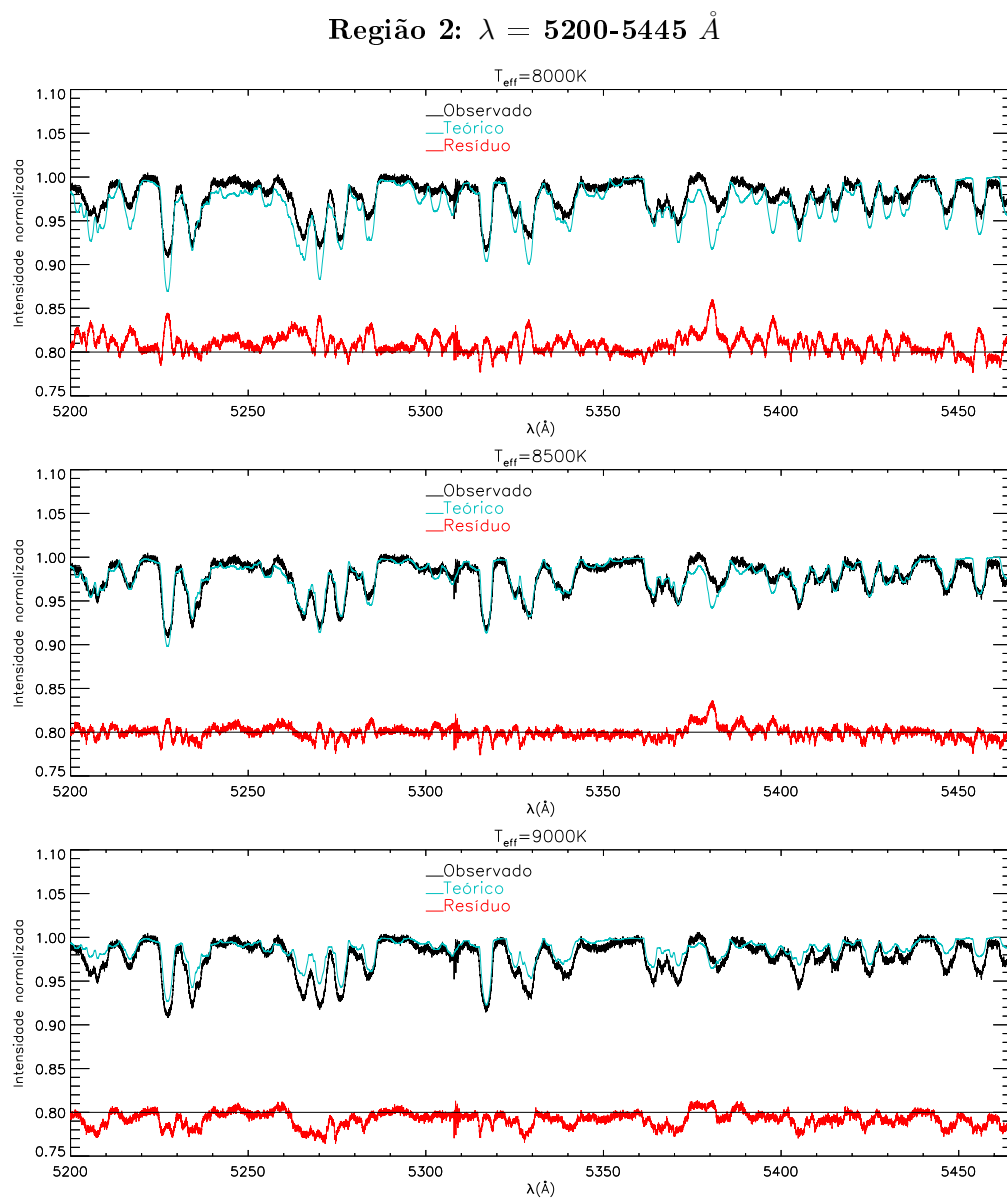


Figura 4.2: Espectros sintéticos (azul) comparados ao espectro médio observado (preto) para ajustes de diferentes valores de  $T_{eff}$  com o resíduo em vermelho: valores extremos de 8000 e 9000 K e o valor relativo ao melhor ajuste: 8500 K. Espectros referentes à região 2.

Tabela 4.1: Variação da temperatura efetiva com seus respectivos valores de  $\chi^2$ .

Temperatura efetiva (K)	$\chi^2 \rightarrow \lambda$ : 4955-5200 Å	$\chi^2 \rightarrow \lambda$ : 5200-5465 Å
8000	5,7242	3,8463
8100	3,9433	2,7656
8200	2,7503	2,0203
8300	1,7551	1,3776
8400	1,2127	1,0364
8500	0,8962	0,8670
8550	0,8538	0,8696
8570	0,8506	0,8827
8580	0,8525	0,8915
8600	0,8608	0,9128
8700	1,0268	1,1508
8800	1,3090	1,4813
8900	1,7365	1,9746
9000	2,1634	2,4623

com os mesmos critérios. Para os parâmetros  $T_{eff}$ ,  $v_{rad}$ ,  $[Fe/H]$  e  $v \sin i$  foram utilizados as regiões 1 e 2, como exemplificado para  $T_{eff}$  na Tab. 4.1 e Figs. 4.1 e 4.2. Para o parâmetro  $\log g$  a região espectral utilizada foi H $\beta$ , pois as asas da linha de Balmer H $\beta$  possuem uma grande sensibilidade à variação da gravidade superficial. Por conta dessa sensibilidade apenas nessa região, toda análise que fizemos em relação ao  $\log g$  foi realizada nas asas das linha de H $\beta$  a 0,8 da intensidade da linha, considerando todos os espectros normalizados, pois as demais regiões da linha possuem influência da estrutura circumstelar, enquanto a 0,8 de intensidade a linha possui informações apenas da fotosfera estelar.

Construímos onze espectros sintéticos variando o  $\log g$  de 0,1 com valores entre 3,0 e 4,0. Comparamos cada espectro sintético ao espectro médio observado, calculamos o  $\chi^2$  e o resíduo. Para essa subtração temos um resíduo interessante, pois representa H $\beta$  em emissão produzido no meio circumstelar. E, realizando essa subtração noite a noite, podemos analisar a variabilidade da linha de emissão e inferir processos que possivelmente ocorrem no meio circumstelar dessa estrela.

Para análise do valor do  $\log g$  utilizaremos o espectro médio observado para a comparação com os espectros sintéticos. A Tab. 4.2 representa os valores de  $\chi^2$  resultantes dessa comparação. A Fig. 4.3 ilustra quatro dos onze ajustes comparados ao espectro médio observado e seus respectivos resíduos. A comparação foi realizada com os lados direito e esquerdo da asa de 0,8 a 1,0 da intensidade da linha. Os melhores ajustes possuem os valores de  $\log g=3,4$  e  $\log g=3,5$  para os lados esquerdo e direito, respectivamente, das asas

da linha de H $\beta$ . Comparando nosso resultado com a literatura, [McNamara \(1976\)](#) e [Strom et al. \(1972a\)](#) encontraram  $\log g = 3,4$ .

Tabela 4.2: Variação da gravidade superficial com seus respectivos valores de  $\chi^2$ .

$\log g$	$\chi^2 \rightarrow \lambda$ : 4800-4900 Å (esquerdo)	$\chi^2 \rightarrow \lambda$ : 4800-4900 Å (direito)
3,0	0,9286	0,7345
3,1	0,6109	0,5000
3,2	0,2545	0,2285
3,3	0,1120	0,1095
3,4	<b>0,0219</b>	0,0140
3,5	0,0535	<b>0,0118</b>
3,6	0,2390	0,1015
3,7	0,4268	0,2035
3,8	0,8619	0,4500
3,9	1,6484	0,6484
4,0	1,7991	1,1039

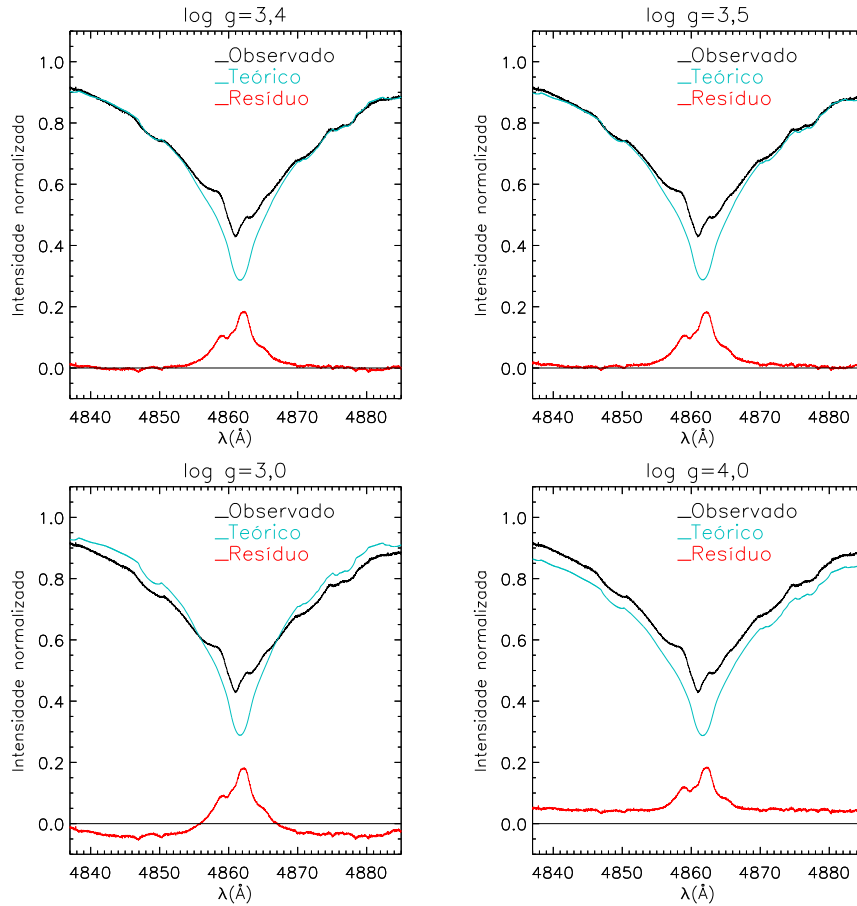


Figura 4.3: Espectros sintéticos (azul) comparados ao espectro médio observado (preto) para ajustes de diferentes valores de  $\log g$ : valores extremos de 3,0 e 4,0 e o valor relativo ao melhor ajuste: esquerdo: 3,4, direito: 3,5. Espectros referentes à região 3.

Após adquirirmos os melhores espectros sintéticos obtidos com os códigos *SME* e *BinMag4*, comparamos cada código ao espectro médio observado através da minimização de  $\chi^2$ . O

melhor resultado foi obtido a partir do código *BinMag4* e a Fig. 4.4 mostra duas janelas espectrais da estrela Mon-000631 (em preto) com seus respectivos ajustes de espectro sintético (em vermelho) final.

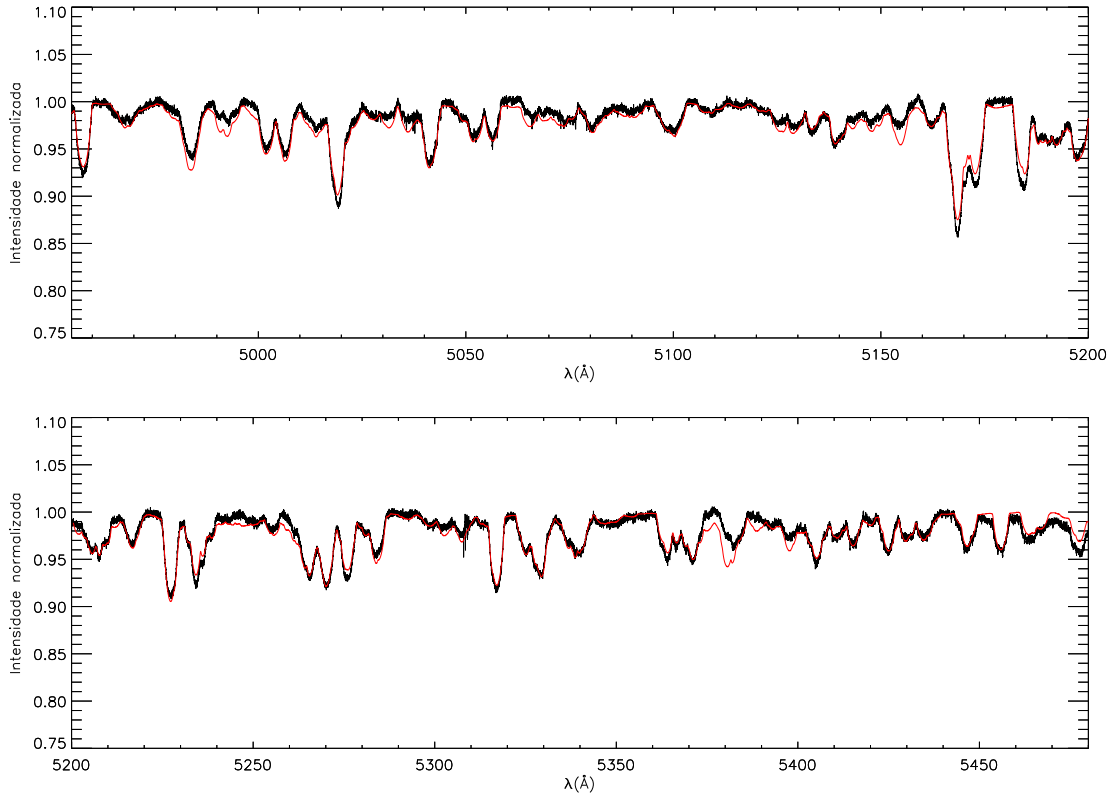


Figura 4.4: Espectro sintético calculado com o código *BinMag4*, em vermelho, sobreposto ao espectro médio observado da estrela Mon-000631, em preto. As janelas espectrais, 4900-5200 Å (superior) e 5200-5500 Å (inferior), mostram as regiões do espectro observado com o maior número de linhas fotosféricas dessa estrela.

A estrela Mon-000392 apresenta poucas linhas fotosféricas nos nossos espectros observados, por isso, para construirmos seu espectro sintético, nos guiamos pelo estudo realizado por [Fairlamb et al. \(2015\)](#). Eles analisaram espectros observados com o espectrógrafo X-Shooter, que possui uma faixa de comprimento de onda que abrange 3000-23000 Å e compararam as asas das linhas observadas da série de Balmer com os modelos do Kurucz-Castelli ([Kurucz 1993](#); [Castelli & Kurucz 2004](#); [Munari et al. 2005](#)). Eles determinaram para a estrela Mon-000392 (chamada V590 Mon naquele trabalho)  $T_{eff} = 12500 \pm 1000$  K e  $\log g = 4,20 \pm 0,30$ . Dentro desses valores, calculamos modelos com intervalos de 250 K e 0,5 dex para  $T_{eff}$  e  $\log g$ , respectivamente. O melhor modelo encontrado para Mon-000392 correspondeu aos valores de  $T_{eff}=(12500 \pm 1500)$  K e  $\log g=4,5 \pm 0,5$ .

A estrela Mon-000631 possui uma grande quantidade de linhas fotosféricas nos espectros

Tabela 4.3: Conjunto de parâmetros das estrelas Mon-000392 e Mon-000631.

Parâmetro	Mon-000392	Mon-000631	Ref
$A_v$ [mag]	$1,03^{+0,04}_{-0,05}$ <sup>a</sup>	$0,40$ <sup>b</sup>	<sup>a, b</sup>
$d$ [pc]	$826 \pm 64$	$759 \pm 36$	Gaia Collaboration et al. (2018)
$M_*$ [ $M_\odot$ ]	$3,2 \pm 0,5$	$2,32^{+0,20}_{-0,18}$	Cap. 3
$R_*$ [ $R_\odot$ ]	$2,15 \pm 0,20$	$2,85 \pm 0,50$	Cap. 3
$\log L_*$ [ $L_\odot$ ]	$2,06 \pm 0,37$ <sup>a</sup>	$1,6 \pm 0,1$ <sup>c</sup>	<sup>a, c</sup>
<i>BinMag4</i> (Este Trabalho)			
$T_{eff}$ [K]	$12500 \pm 1500$	$8500 \pm 200$	
$\log g$	$4,5 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$	
$v_{rad}$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$40 \pm 10$	$22 \pm 2$	
$v \sin i$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$150 \pm 50$	$120 \pm 20$	
Rotinas em <i>IDL</i> (Este Trabalho)			
$L_{acc}$ [ $L_\odot$ ]	$7,3^{+2,4}_{-1,8}$	$2,6^{+0,8}_{-0,7}$	
$R_{cor}$ [ $R_*$ ]	$1,9^{+1,1}_{-0,5}$	$2,2^{+0,6}_{-0,4}$	
$\langle W_{10}(H\alpha) \rangle$ [ $\text{km s}^{-1}$ ]	$578 \pm 30$	$537 \pm 32$	
$\dot{M}_{acc}$ [ $M_\odot \text{ ano}^{-1}$ ]	$(3,4^{+4,6}_{-1,3}) \times 10^{-7}$	$(2,0^{+1,0}_{-0,7}) \times 10^{-7}$	
$P$ [dias]	$0,6^{+0,9}_{-0,3}$	$1,2^{+0,9}_{-0,5}$	
$P_{max}$ [days]	$0,78$	$1,22$	
$i$ [ $^\circ$ ]	$\sim 51$	$\sim 79$	

<sup>a</sup> Fairlamb et al. (2015); <sup>c</sup> Penston (1964)

observados (Fig. 4.4), nos permitindo construir seu espectro sintético a partir apenas das nossas observações. Os modelos desse sistema foram calculados com os mesmos intervalos de 250 K e 0,5 dex para  $T_{eff}$  e  $\log g$ , respectivamente. O melhor modelo encontrado para Mon-000631 correspondeu aos valores de  $T_{eff}=(8500 \pm 200)$  K e  $\log g=3,5 \pm 0,5$ .

Utilizando a relação entre tipo espectral e temperatura efetiva dada por Pecaut & Mamajek (2013), Mon-000392 é uma estrela HBe de tipo espectral B8 ( $T_{eff} \simeq 12500$  K) e Mon-000631 é uma estrela HAe de tipo espectral A3 ( $T_{eff} \simeq 8500$  K). Os valores de  $v \sin i$  obtidos mostram que ambas as estrelas são rotores rápidos com os valores de  $v \sin i \sim 120 \text{ km s}^{-1}$  e  $v \sin i \sim 150 \text{ km s}^{-1}$  para Mon-000631 e Mon-000392, respectivamente.

Após a construção do espectro sintético de cada estrela, removemos a contribuição fotosférica de todos os espectros em todas as noites observadas e obtivemos os espectros circunstelares dos sistemas.

## 4.2 Linhas Circunstelares

As linhas espectrais formadas no ambiente circunstellar e suas variabilidades carregam assinaturas dos processos físicos que ocorrem nos sistemas jovens. Nós selecionamos as linhas a seguir para analisarmos:  $H\alpha$ ,  $H\beta$ , HeI  $\lambda 5875,7$ , NaD  $\lambda 5889,9$ , NaD  $\lambda 5895,9$ , [OI]  $\lambda 6300,3$  e [OI]  $\lambda 6363,7$ .

### 4.2.1 Mon-000392

Mon-000392 é uma estrela HBe cuja estrutura interna é composta por um núcleo convectivo e um envelope radiativo, de acordo com o modelo de evolução CESTAM (Fig. 3.1). A SED desta estrela (Fig. 3.2) apresenta considerável contribuição no infravermelho, referente à presença de material circunstellar. Essa grande quantidade de matéria no ambiente circunstellar será, de alguma maneira, em parte acretada à estrela e em parte ejetada do sistema através de ventos.

A Fig. 4.5a mostra a linha de H $\alpha$  em 13 noites de observações não consecutivas do sistema Mon-000392. Essa linha apresenta grandes intensidade e largura, porém sem variabilidade significativa. Sistemas jovens com acreção magnetosférica mostram variabilidades consideráveis em suas linhas circunstelares, devido à rotação da região do fluxo de acreção assimétrico, o que não foi observado na linha de H $\alpha$  desse sistema. A largura da linha de H $\alpha$  indica que o material circunstellar está sendo acelerado a altas velocidades e essa característica, para as ETTCs, é um forte indício de acreção magnetosférica. Porém, para HAeBes, as altas velocidades de rotação naturalmente geram linhas de H $\alpha$  largas (Mendigutía et al. 2011a). Sendo Mon-000392 uma HBe de alta rotação ( $v \sin i \sim 150 \text{ km s}^{-1}$ ), não podemos associar a largura de H $\alpha$  diretamente ao processo de acreção magnetosférica. Como os perfis de H $\alpha$  não apresentam grandes variabilidades em sua intensidade e morfologia, não há indícios claros de magneto acreção.

Diferentemente das nossas observações, Pérez et al. (2008) observaram H $\alpha$  da estrela Mon-000392 (nesse trabalho referenciada como W90) com grande variabilidade morfológica. A Fig. 4.6a mostra os sete perfis observados por eles, com larguras semelhantes às observadas neste trabalho ( $\pm 400 \text{ km s}^{-1}$ ), porém com uma variabilidade significativa.

Em nossas observações, a linha de H $\beta$  (Fig. 4.5b) apresenta variabilidade em intensidade, porém sua morfologia não muda significativamente. Com perfis menos intensos que a linha H $\alpha$ , H $\beta$  possui perfis largos e absorções importantes no lado vermelho da linha. Entretanto, não é possível observar absorções desviadas para o azul e/ou para o vermelho abaixo do contínuo (P Cygni e P Cygni inverso, respectivamente) no sistema Mon-000392. Tais características são comumente encontradas nas ETTCs que se enquadram no cenário de magneto-acreção. Pérez et al. (2008) também observaram linhas de H $\beta$  e obtiveram perfis com comportamentos diferentes ao deste trabalho. A Fig. 4.6b representa seus resultados de

cinco noites de observação. Eles reportam perfis P Cygni e P Cygni inverso na linha de  $H\beta$ , diferentemente das nossas observações, que possuem apenas perfis de pico duplo. Porém, suas linhas de  $H\alpha$  (Fig. 4.6a) e  $H\beta$  (Fig. 4.6b) correspondem aos espectros totais, em que a contribuição fotosférica presente nos perfis pode camuflar os sinais circunstelares.

Os perfis da linha de HeI  $\lambda 5875,7$  em nossas observações (Fig. 4.5c) mostram absorções abaixo do contínuo desviadas para o vermelho em todas as noites. Absorções desviadas para o vermelho podem ocorrer em regiões onde o material se afasta do observador, em relação à nossa linha de visada. Essas absorções estão associadas ao material caindo na superfície da estrela, podendo assim ser associadas ao processo de acreção.

Outras linhas que apresentam comportamentos típicos de matéria sendo acelerada pela estrela são as linhas de NaD. Esse dubleto, representado pelas Figs. 4.5d e 4.5e, mostra absorções na região vermelha da linha abaixo do contínuo. O dubleto NaD é formado em parte no meio interestelar (Mendigutía et al. 2011b), mas estas linhas podem também estar associadas a eventos circunstelares identificados através de absorções variáveis com origem tanto em ventos, se desviadas para o azul, quanto em processos de acreção, se desviadas para o vermelho (Lauroesch & Meyer 2003), como as absorções observadas nas Figs. 4.5d e 4.5e.

Esse sistema também apresenta linhas proibidas em emissão do oxigênio (Figs. 4.5f e 4.5g), tipicamente associadas às regiões de ejeção de baixa densidade. Ajustamos as linhas de [OI]  $\lambda 6300$  e  $\lambda 6363$  com gaussianas e identificamos o pico de emissão desviado para o azul e centralizado nas velocidades  $-23,8 \text{ km s}^{-1}$  e  $-24,1 \text{ km s}^{-1}$  para as linhas de [OI]  $\lambda 6300$  e  $\lambda 6363$ , respectivamente, confirmando uma provável formação em uma região de ejeção de matéria. McGinnis et al. (2018) analisaram assinaturas de jatos e ventos em estrelas jovens, usando a linha de emissão [OI]  $\lambda 6300$  e um de seus alvos foi Mon-000392. Eles decompueram a linha [OI]  $\lambda 6300$  com duas gaussianas em emissão, uma emissão mais proeminente, com desvio para o azul e pico em torno de  $-22,8 \text{ km s}^{-1}$  e uma outra emissão de pequena intensidade, em torno de  $-47,6 \text{ km s}^{-1}$ . Nosso resultado concorda com a componente mais intensa da linha, porém não identificamos a componente de menor intensidade nos nossos dados.

Absorções circunstelares desviadas para o azul, produzidas por material que se desloca em direção ao observador, foram observadas apenas na linha  $H\beta$  do sistema Mon-000392.

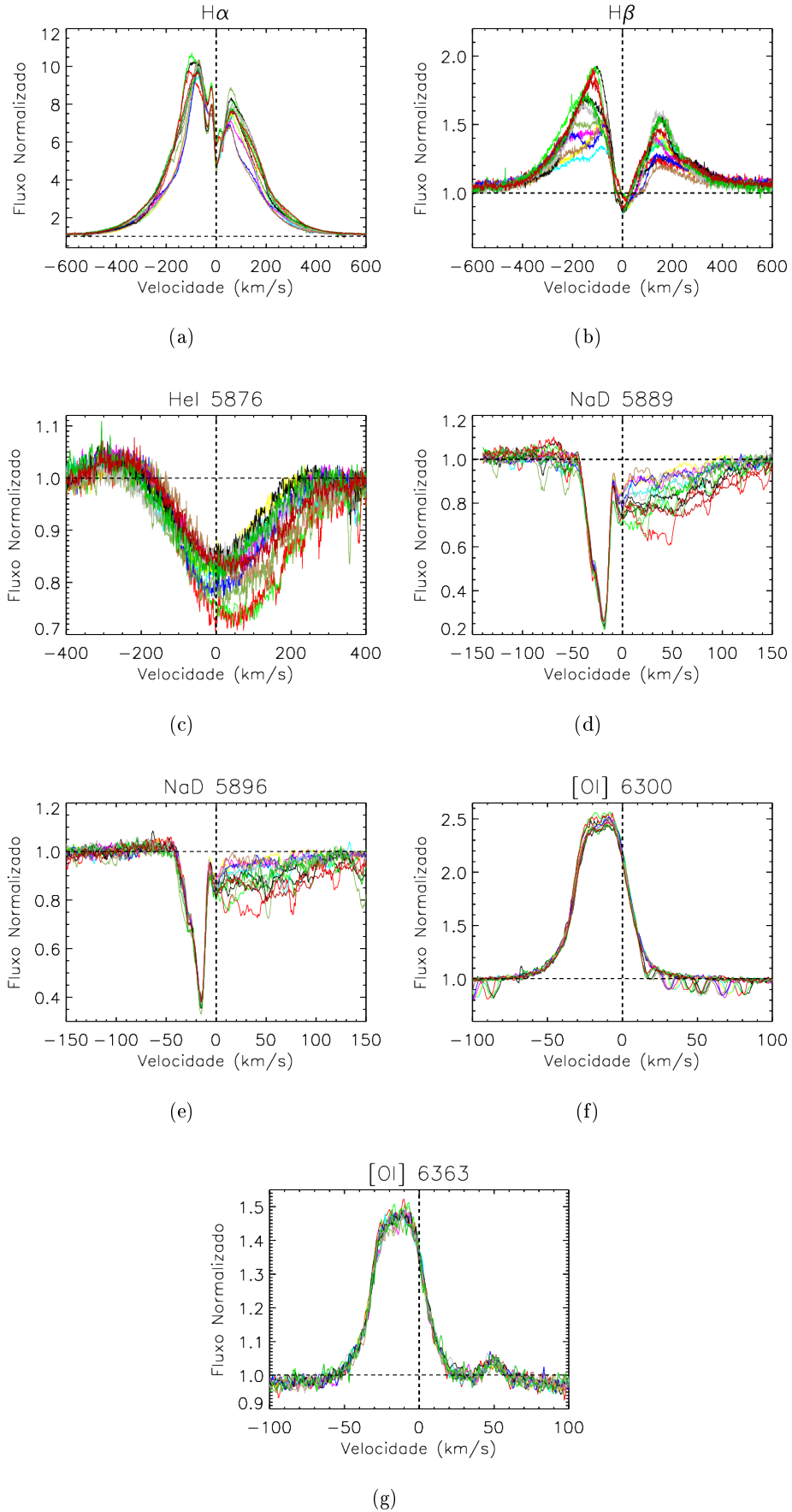


Figura 4.5: Linhas espectrais circunstelares do sistema Mon-000392:  $H\alpha$  (a),  $H\beta$  (b), He I  $\lambda 5875.7$  (c), dupletos de NaD (d,e) e linhas proibidas de oxigênio [O I]  $\lambda 6300$  (f) e [O I]  $\lambda 6363$  (f). Cada cor representa uma das 13 observações do UVES.

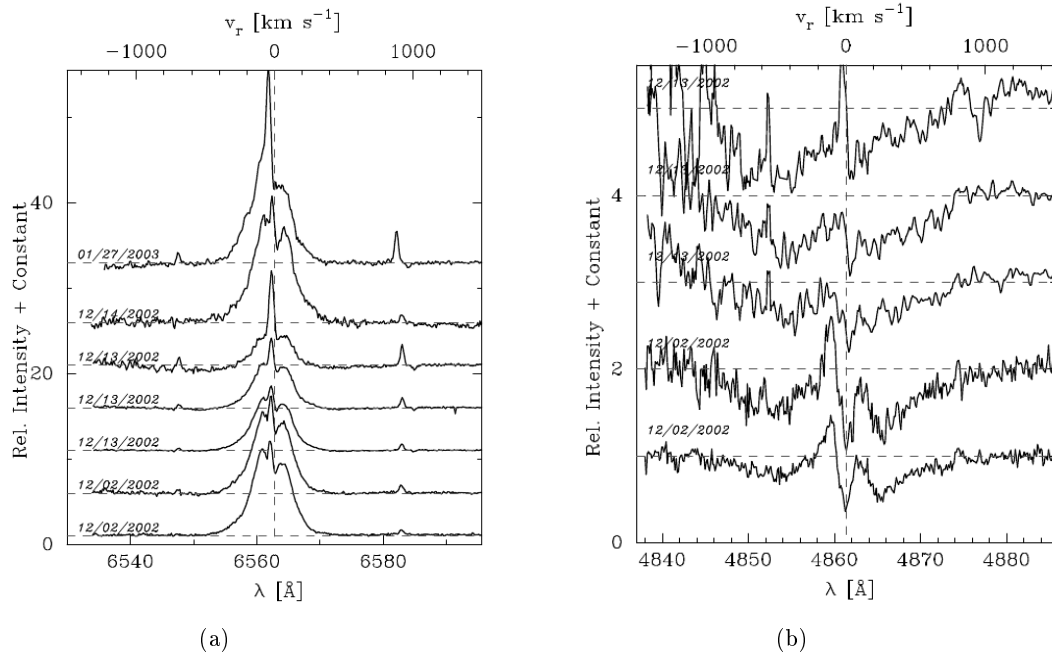


Figura 4.6: Perfis da linha de  $H\alpha$  (a) e  $H\beta$  (b) do sistema Mon-000392 observados por Pérez et al. (2008).

#### 4.2.2 Mon-000631

Mon-000631 é uma estrela HAe totalmente radiativo, de acordo com o modelo de evolução CESTAM (Fig. 3.1). Esse sistema apresenta variabilidade em suas linhas de emissão e características compatíveis com o cenário de magneto-acreção, como discutido abaixo. Sistemas HAes são retratados em Cauley & Johns-Krull (2014, 2015) como sistemas semelhantes às ETTCs em relação ao processo de acreção.

A Fig. 4.7a apresenta a componente circunestelar da linha de  $H\alpha$  desse sistema. Cada cor representa uma das 21 noites não-consecutivas observadas. Os perfis são intensos e largos, com variabilidade significativa, sendo essa mais proeminente na asa azul. A morfologia varia entre pico simples e pico duplo, esse último sempre com a absorção no azul. Absorções desviadas para o azul estão associadas à ejeção de matéria do sistema, comumente ventos de disco e/ou ventos estelares. A linha de  $H\alpha$  possui uma grande largura ( $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ ), indicando a presença de gás em altas velocidades, mas, como no sistema Mon-000392, essa estrela possui alta rotação ( $v \sin i \sim 120 \text{ km s}^{-1}$ ) e essa grande largura pode não estar diretamente relacionada à acreção magnetosférica. A linha de emissão de  $H\alpha$  pode estar associada aos ventos (Cabrit et al. 1990) ou uma combinação de acreção magnetosférica e ventos (Kurosawa et al. 2006) nos sistemas ETTSs e HAeBes. Muzerolle et al. (2004), por

exemplo, foram capazes de reproduzir a linha de emissão  $H\alpha$  do sistema HAe UX Ori com o modelo de acreção magnetosférica de [Muzerolle et al. \(2001\)](#).

A linha de  $H\beta$  em nossas observações, mostrada na Fig. 4.7b, possui intensidades menores, quando comparada à linha de  $H\alpha$ , porém possui largura semelhante. A variabilidade dessa linha é intensa, com absorções desviadas para o azul e para o vermelho. A maior variabilidade dessa linha, comparada à variabilidade da linha de  $H\alpha$ , pode estar relacionada à região de formação dessa linha, pois a linha de  $H\beta$  forma-se em regiões mais internas, na base da magnetosfera. E essas regiões mais internas experienciam grandes variações nas interações estrela-disco. A linha de  $H\beta$  apresenta quatro tipos de morfologia distintos (Tab. 4.4), incluindo PCygni, PCygni inverso, emissões de pico duplo e simples. As absorções abaixo do contínuo desviadas para o azul e para o vermelho são indícios de um sistema composto por magnetosfera e vento de disco, respectivamente.

A linha de HeI  $\lambda 5875,7$  (Fig. 4.7c) apresenta absorções desviadas para o vermelho em todas as noites observadas. O duplete de NaD deste sistema (Figs. 4.7d e 4.7e) provavelmente é formado no meio interestelar, pois essas linhas não apresentam variações, além de possuírem velocidade radial diferente da velocidade radial da estrela.

### 4.3 Período

Investigamos o período de rotação dos sistemas analisados de três maneiras distintas: (1) analisando as curvas de luz do CoRoT ([Cody et al. 2013](#)); (2) estudando a variabilidade das linhas circunstelares; (3) e relacionando o raio de corotação do sistema à terceira lei de Kepler e a largura da linha de  $H\alpha$  ([Mendigutía et al. 2011a](#)).

A melhor maneira de inferir o período de rotação de uma estrela é através da variabilidade de eventos fotosféricos (como manchas quentes e frias). Porém, as variações da curva de luz devido à presença de manchas são frequentemente irregulares nos sistemas HAeBes. As variações de velocidade radial das linhas fotosféricas dependem da presença de manchas estáveis na superfície da estrela e que apresentem uma grande diferença de temperatura em relação à fotosfera, o que não é esperado nos sistemas HAeBes.

Outra maneira possível de obter o período de rotação estelar é através da variabilidade das linhas circunstelares, supondo que a região de formação da linha gire no período de rotação estelar. As linhas circunstelares costumam apresentar variabilidade em suas intensidades e

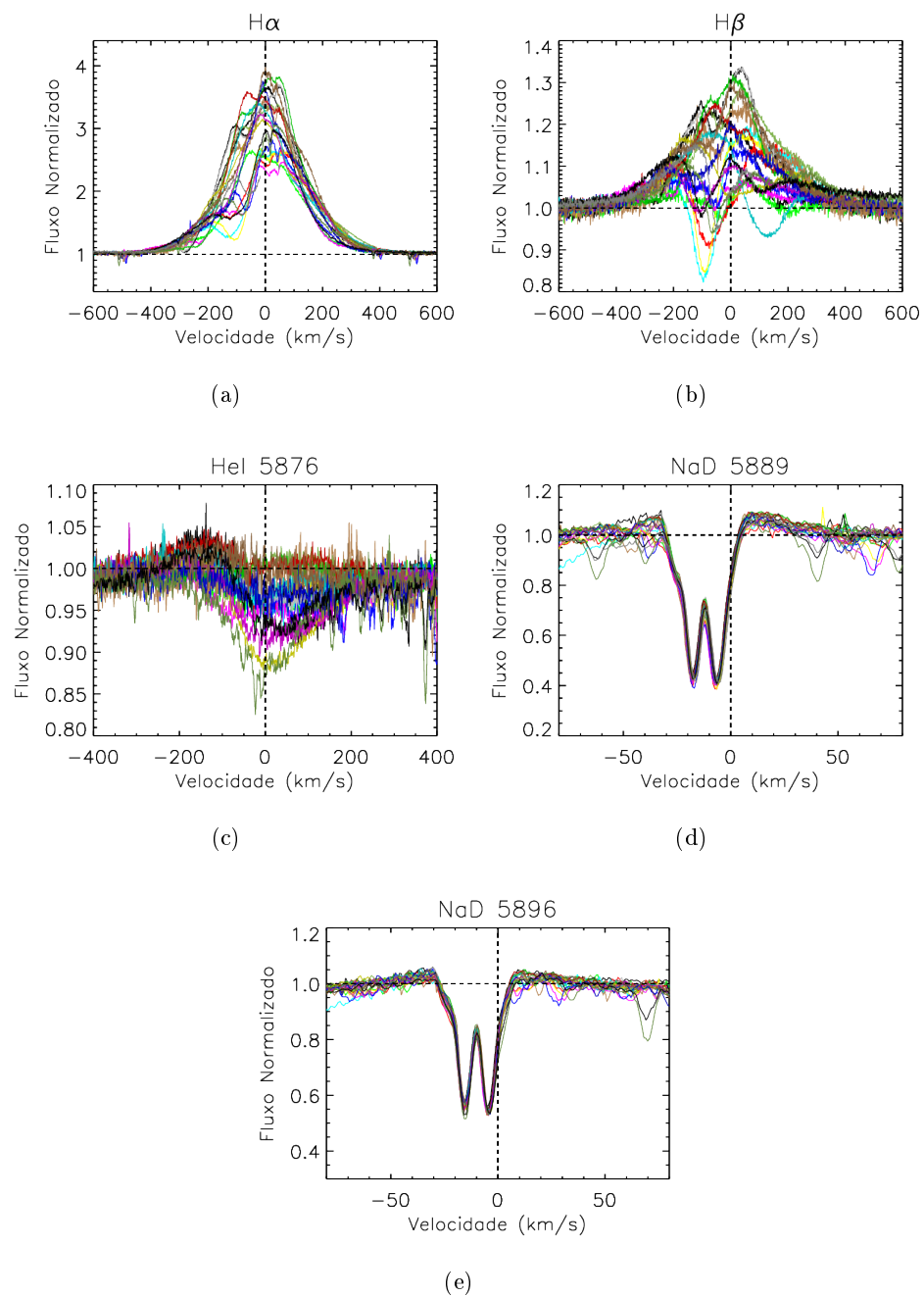


Figura 4.7: Linhas circunstelares do sistema Mon-000631 como  $H\alpha$  (a),  $H\beta$  (b), He I  $\lambda 5875.7$  (c), duplete de NaD (d,e). Cada cor representa uma das 21 observações do UVES.

morfologias, mas podem se formar em diferentes regiões que variam com períodos diferentes e, por isso, a detecção de um único período nas linhas circunstelares de objetos estelares jovens é difícil.

Procuramos periodicidades usando o método descrito em [Scargle \(1982\)](#) e modificado por [Horne & Baliunas \(1986\)](#) para lidar com dados que não são igualmente espaçados. Calculamos periodogramas nas intensidades dos perfis de linha em diferentes intervalos de velocidade e apresentamos nossos resultados como gráficos de potência 2D que mostram quais regiões das linhas são periódicas. Esse cálculo se baseia em ajuste de senoides com períodos variando de um valor mínimo de dias de 0,01 ao valor máximo de noites observadas (13 para Mon-000392 e 21 para Mon-000631) em intervalos de velocidade de  $0,4 \text{ km s}^{-1}$ . O valor máximo da potência do periodograma indica o período mais provável.

Também estimamos o período de rotação estelar seguindo a análise feita por [Mendigutía et al. \(2011a\)](#) que relacionava a largura a 10% da intensidade máxima da linha de  $H\alpha$  ( $\langle W_{10}(H\alpha) \rangle$ ) com raio de corotação. Supondo um disco com rotação kepleriana, o raio do disco que possui a mesma velocidade angular da estrela é dado por

$$R_{cor} \sim \frac{v_{gas} R_*}{v_*}, \quad (4.2)$$

sendo  $v_{gas}$  a velocidade azimutal do gás no raio de corotação e  $v_*$  a velocidade de rotação da estrela. Dado que  $v_* \geq v \sin i$ , e supondo que a largura da linha de  $H\alpha$  circunstelar reflète a velocidade do gás em algum ponto entre  $R_*$  e  $R_{cor}$ , de forma que  $v_{gas} \leq \langle W_{10}(H\alpha) \rangle / 2$ , podemos obter que

$$R_{cor} \leq \frac{\langle W_{10}(H\alpha) \rangle R_*}{2v \sin i}. \quad (4.3)$$

Considerando a terceira lei de kepler, temos a seguinte relação para o raio de corotação

$$R_{cor} = \left( \frac{GM_* P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (4.4)$$

Comparando as Equações 4.3 e 4.4 temos que

$$\left( \frac{GM_* P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \leq \frac{\langle W_{10}(H\alpha) \rangle R_*}{2v \sin i}, \quad (4.5)$$

que pode ser usada para obtermos um limite superior do período de rotação estelar. Usando

os parâmetros descritos na Tab. 4.3 junto com a Eq. 4.5, calculamos a valor máximo do período de rotação dos sistemas Mon-000392 e Mon-000631, obtendo  $P \leq 0,6$  dias e  $P \leq 1,2$  dias, respectivamente. Usando a relação  $v \sin i = \frac{2\pi R_* \sin i}{P}$ , tem-se uma estimativa da inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada, obtendo  $i \sim 51^\circ$  para Mon-000392 e  $i \sim 79^\circ$  para Mon-000631. Na seção 4.7, ao modelar o perfil de emissão  $H\alpha$ , discutiremos novamente a inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada.

Levando em conta nossos valores de  $v \sin i$  obtidos através do espectro sintético e o raio estelar proveniente do modelo de evolução (CESTAM), podemos estimar o período máximo de rotação estelar considerando que

$$v \sin i = \frac{2\pi R_* \sin i}{P},$$

$$\sin i = \frac{Pv \sin i}{2\pi R_*} \leq 1,$$

$$P_{max} \leq \frac{2\pi R_*}{v \sin i}.$$

Assim, obtivemos  $P_{max} = 0,78$  dias para Mon-000392 e  $P_{max} = 1,22$  dias para Mon-000631. Esses resultados estão de acordo com os limites superiores obtidos no parágrafo anterior.

### 4.3.1 Mon-000392

A Fig. 4.8a representa a curva de luz do sistema Mon-000392 observada em 2008 com o satélite CoRoT. A análise da variabilidade dessa curva de luz indica um sinal periódico em torno de 5 dias, porém com uma baixa potência, como pode ser visto na Fig. 4.8b. Para analisarmos apenas a variabilidade de curto prazo, normalizamos a curva de luz da estrela Mon-000392 com uma função polinomial de 3º grau e obtivemos a curva de luz normalizada mostrada na Fig. 4.8d. Os resultados da busca de período da curva de luz normalizada confirmaram o período de 5 dias (Fig. 4.8d), com uma potência maior que a obtida com a curva de luz original. As curvas de luz dobradas em fase, representadas pelas Figs. 4.8c e 4.8e, apresentam irregularidades nas variações de fluxo do sistema. Além dessas irregularidades, o período de 5 dias não pode ser associado ao período de rotação desse sistema, considerando o valor máximo calculado anteriormente de 0,78 dias. O sinal periódico identificado nas curvas de luz pode estar associado ao material circunestelar localizado em regiões de raios

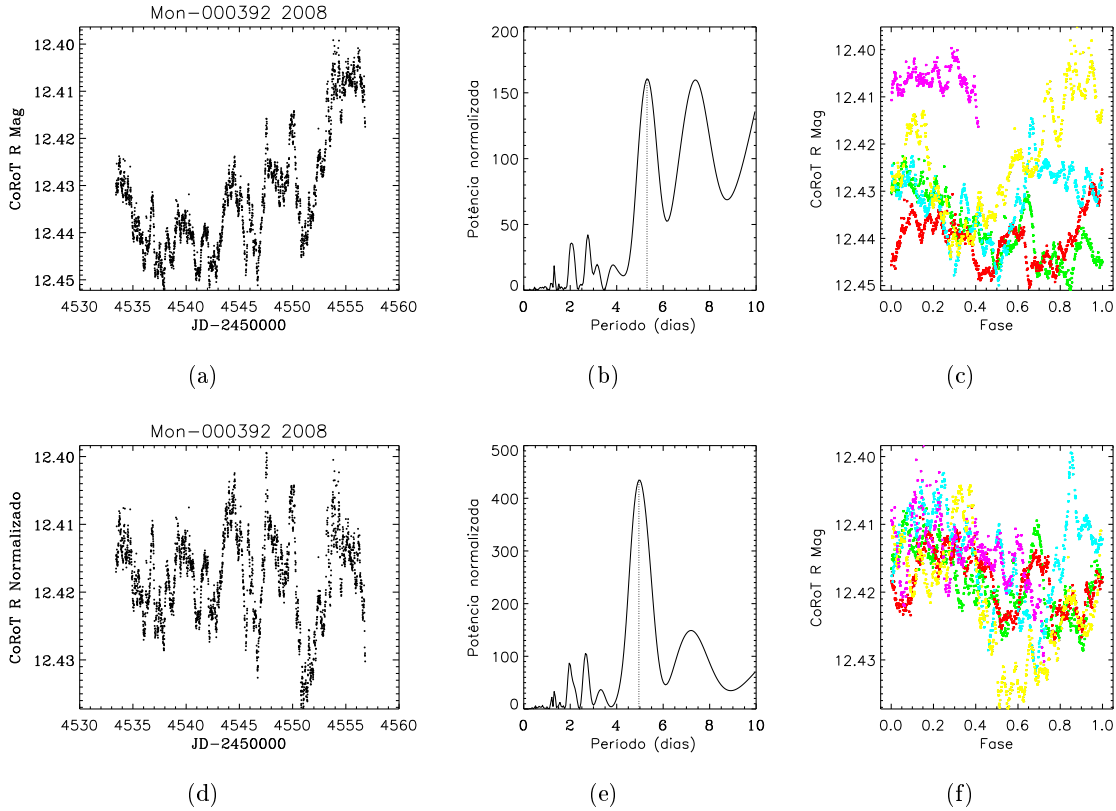


Figura 4.8: (a) Curvas de luz obtidas com o satélite CoRoT do sistema Mon-000392 calibradas usando o ponto zero do filtro R com magnitude de 26,74, como descrito em [Cody et al. \(2014\)](#). O periodograma da curva de luz de 2008 é mostrado em (b) e a curva dobrada em fase com período de 5,3 dias em (c). Em (d) encontra-se a curva de luz normalizada, que corresponde ao periodograma em (e) e à curva de luz dobrada em fase com um período de 5,0 dias (f). Diferentes cores representam diferentes ciclos de rotação.

maiores que o raio de corotação do sistema, o que explicaria as irregularidades observadas e o período a elas associado.

Na análise da periodicidade das linhas de emissão de  $H\alpha$  e  $H\beta$  não há um sinal periódico claro, como pode ser visto nas Figs. 4.9a e 4.9b. Já na linha de  $HeI \lambda 5875.7$  (Fig. 4.9c) é possível ver um pequeno sinal periódico em torno de 4,2 dias entre os canais de velocidade 0 a  $400 \text{ km s}^{-1}$ . O valor de período de rotação máximo de 0,78 dias não é entretanto compatível com este sinal em torno de 4,2 dias presente na linha de  $HeI \lambda 5875,7$ .

Os valores do período de rotação dessa estrela descritos na literatura e associados à variabilidade fotométrica são de 4,47 dias ([Kearns & Herbst 1998](#)) e 27,18 dias ([Makidon et al. 2004](#)). Esses períodos relatados também encontram-se muito acima do valor calculado para período de rotação máximo para esse sistema, levando-nos a associá-los a eventos circunstelares a maiores distâncias do raio de corotação do sistema.

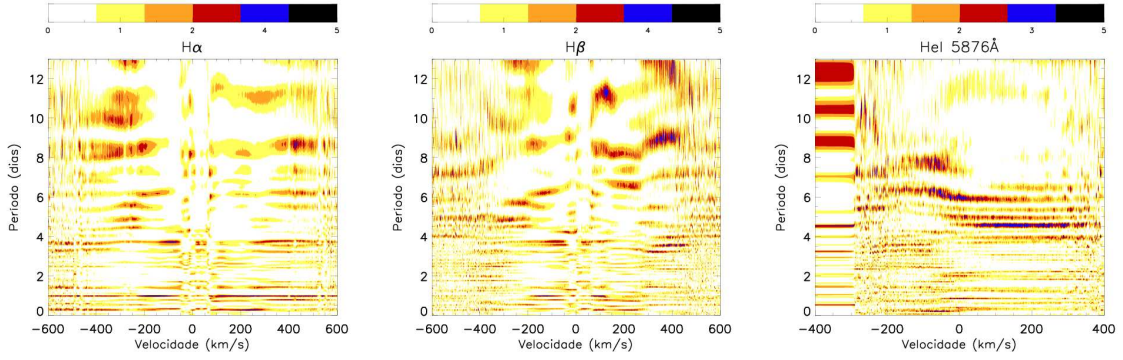


Figura 4.9: Periodograma das linhas circunstelares do sistema Mon-000392. Não há indícios de periodicidade nas linhas de  $H\alpha$  e  $H\beta$ . Apenas a linha de HeI apresenta uma periodicidade ao redor de 4,2 dias no lado vermelho da linha.

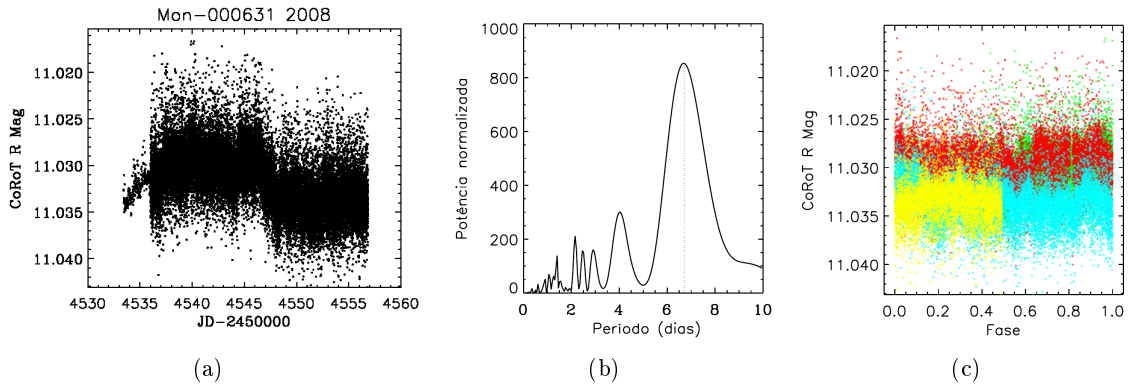


Figura 4.10: Curva de luz do CoRoT da estrela Mon-000631 observada em 2008. A curva de luz foi calibrada com o filtro R usando magnitude no ponto zero igual a 26,74 (Cody et al. 2013) para o ano de 2008 (a). O periodograma é mostrado em (b) e em (c) a curva de luz correspondente ao melhor período em fase.

### 4.3.2 Mon-000631

As Figs. 4.10a e 4.11a mostram as curvas de luz do CoRoT para o sistema Mon-000631 em dois períodos de observações, 2008 e 2011, respectivamente. A análise do periodograma indica um sinal periódico em 6,7 dias em 2008 e 8,0 dias em 2011 (Figs. 4.10b e 4.11b). Entretanto, as curvas de luz dobradas em fase (4.10c e 4.11c) não apresentam sinal periódico e portanto não consideramos as detecções de período confiáveis.

Buscamos também periodicidades nas linhas circunstelares do sistema Mon-000631. A linha de emissão de  $H\alpha$  apresenta um sinal periódico ao redor de 15 dias em torno de  $-100 \text{ km s}^{-1}$  (4.12a), onde encontram-se as absorções desviadas para o azul da linha. A linha de emissão de  $H\beta$  apresenta um sinal periódico em torno de 12 dias na região da linha onde ocorrem absorções desviadas para o vermelho, como pode ser visto na Fig. 4.12b. Porém,

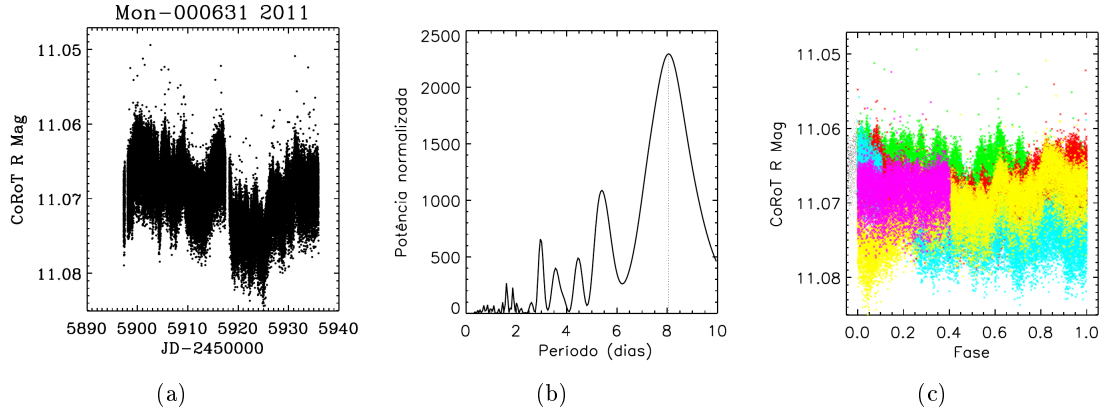


Figura 4.11: Curva de luz do CoRoT da estrela Mon-000631 observada em 2008. A curva de luz foi calibrada com o filtro R usando magnitude no ponto zero igual a 26,74 (Cody et al. 2013) para o ano de 2011 (a). O periodograma é mostrado em (b) e em (c) a curva de luz correspondente ao melhor período em fase.

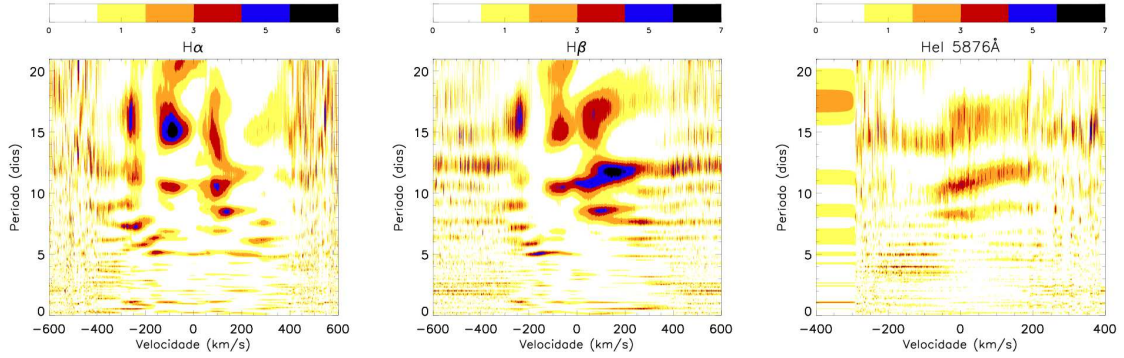


Figura 4.12: Periodogramas das linhas circunstelares do sistema Mon-000631. Não há indícios significativos de periodicidade abaixo de 10 dias nas linhas analisadas.

nossas observações abrangem apenas 21 dias, não sendo possível confirmar com confiabilidade sinais periódicos acima de 10 dias. Para isso, será preciso tempo de observação mais longo. Não há sinal periódico na linha de HeI  $\lambda$ 5875,7, como pode ser visto na Fig. 4.12c.

#### 4.4 Classificação Morfológica

A análise morfológica das linhas espectrais proporciona uma visão geral da dinâmica dos fluxos de matéria, acreção e ejeção, que ocorrem em sistemas jovens. Nesta Seção, analisaremos todas as linhas espectrais circunstelares observadas nos dois objetos selecionados. Nosso objetivo é investigar os processos de acreção e ejeção de matéria em sistemas HAeBes e compara-los aos estudos já bem estabelecidos da dinâmica dos sistemas ETTCs.

Cauley & Johns-Krull (2015) analisaram sistemas HAeBes com dados provenientes de dois espectrógrafos echelle diferentes, SES e TS2. Com o TS2,  $R \sim 60,000$ , eles obtiveram 13 noites em três diferentes períodos de observação, cobrindo uma faixa de 3700-10000 Å. Com o SES ( $R \sim 1000$  Å) os dados foram obtidos durante 4 noites. Dentre as 88 estrelas analisadas, encontra-se um dos sistemas deste trabalho: Mon-000392 (V590 Mon).

Identificamos a morfologia dos perfis de linha das nossas estrelas seguindo a classificação proposta por Cauley & Johns-Krull (2015), que consiste em seis perfis: P Cygni (PC), P Cygni inverso (IPC), emissão de pico duplo (DP), emissão de pico simples (E), absorção (A) e sem traços (F). A presença de absorção abaixo do contínuo foi classificada como PC se a absorção ocorrer apenas no lado azul ( $v < 0 \text{ km s}^{-1}$ ) e como IPC se a absorção ocorrer apenas no lado vermelho da linha ( $v > 0 \text{ km s}^{-1}$ ). Perfis com qualquer outra característica de absorção foram classificados simplesmente como perfis de absorção (A).

Cauley & Johns-Krull (2015) analisaram uma amostra de 88 estrelas HAeBes (45 HAes e 33 HBes) e observaram simultaneamente absorções deslocadas para o vermelho e para o azul em apenas uma estrela da sua amostra, uma Herbig Ae (tipo espectral A1). Na amostra, 19 estrelas apresentaram absorções desviadas para o vermelho, dentre elas, 15 eram estrelas HAe e duas HBes (ambas com tipo espectral B9). Supondo que as absorções desviadas para o vermelho abaixo do contínuo sejam indícios de acreção magnetosférica, como visto nas ETTS, eles concluíram que as estrelas HAe mostram mais frequentemente evidências de acreção magneticamente controlada do que os sistemas HBes. Evidências de ejeção de matéria, caracterizadas por absorções desviadas para o azul, são semelhantes em HAes e HBes, sugerindo que ventos são comumente presentes em ambos os grupos.

Nas seções seguintes, analisamos a morfologia dos perfis de linha de nossas estrelas. Mon-000392 apresenta, em nossas observações, linhas de emissão com uma morfologia de perfil estável. Assim, analisaremos apenas os perfis médios de cada linha, enquanto para Mon-000631 foi necessário analisar cada dia de observação separadamente, pois os perfis apresentam variações significativas.

#### 4.4.1 Mon-000392

Analisamos 17 linhas circunstelares do sistema Mon-000392, das quais três são perfis P Cygni inverso (IPC), dois perfis de emissão de pico duplo (DP), quatro perfis de emissão simples

(E) e dois perfis de absorção (A). Não encontramos perfis P Cygni e as demais 6 linhas são sem traço, como pode ser visto na Fig. 4.13. Encontramos algumas evidências de acreção através dos perfis IPC e nenhuma assinatura clara de vento, devido à falta de componentes de absorção desviadas para o azul.

Cauley & Johns-Krull (2015) analisaram morfologicamente 26 linhas circunstelares do sistema Mon-000392. Eles não encontraram nenhum perfil PC, IPC e A, dois perfis DP, quatro perfis E e vinte sem traços. Esses resultados mostram que esta estrela não apresentava absorções desviadas para o vermelho e para o azul, conseqüentemente sem indícios claros de magnetosfera e vento. Nossos resultados concordam apenas para os perfis DP e E (Fig. 4.14).

Como discutido na Seção 4.2, Pérez et al. (2008) observaram linhas circunstelares do sistema Mon-000392 com comportamentos diferentes dos observados neste trabalho (ver Figs. 4.5, 4.6a e 4.6b). Nas linhas de  $H\alpha$  e  $H\beta$  observadas por Pérez et al. (2008), há perfis PC e IPC, sugerindo magnetosfera e vento.

Analisando os trabalhos sobre essa estrela, podemos verificar uma diferença significativa na morfologia dos perfis de linha nos vários períodos de observação. Cada época de observação indica comportamentos distintos. Diferentes épocas de observação indicaram morfologias e variabilidades distintas, tornando difícil atribuir um modelo único à dinâmica circunstellar deste sistema.

#### 4.4.2 Mon-000631

Diferentemente do sistema Mon-00392, Mon-000631 possui grande variabilidade em suas linhas circunstelares, fazendo a análise dos perfis médios desse sistema inviável. Essas variações são mais evidentes nos perfis  $H\alpha$  e  $H\beta$  e podem ser vistas na Fig. 4.16. Por isso, decidimos analisar cada perfil separadamente, em vez de usar os perfis de linha médio. Mostramos os resultados na Tab. 4.4, correspondendo às 21 observações de 16 linhas circunstelares.

A morfologia da linha de  $H\alpha$  varia entre emissão de pico duplo e emissão de pico simples. No entanto, a grande variabilidade morfológica é encontrada na linha de  $H\beta$ , que apresenta perfis do tipo PC, IPC, DP, E e F. A classificação de todas as linhas pode ser encontrada na Tab. 4.4. Os perfis P-Cygni observados na linha  $H\beta$  do sistema Mon-000631 mostram

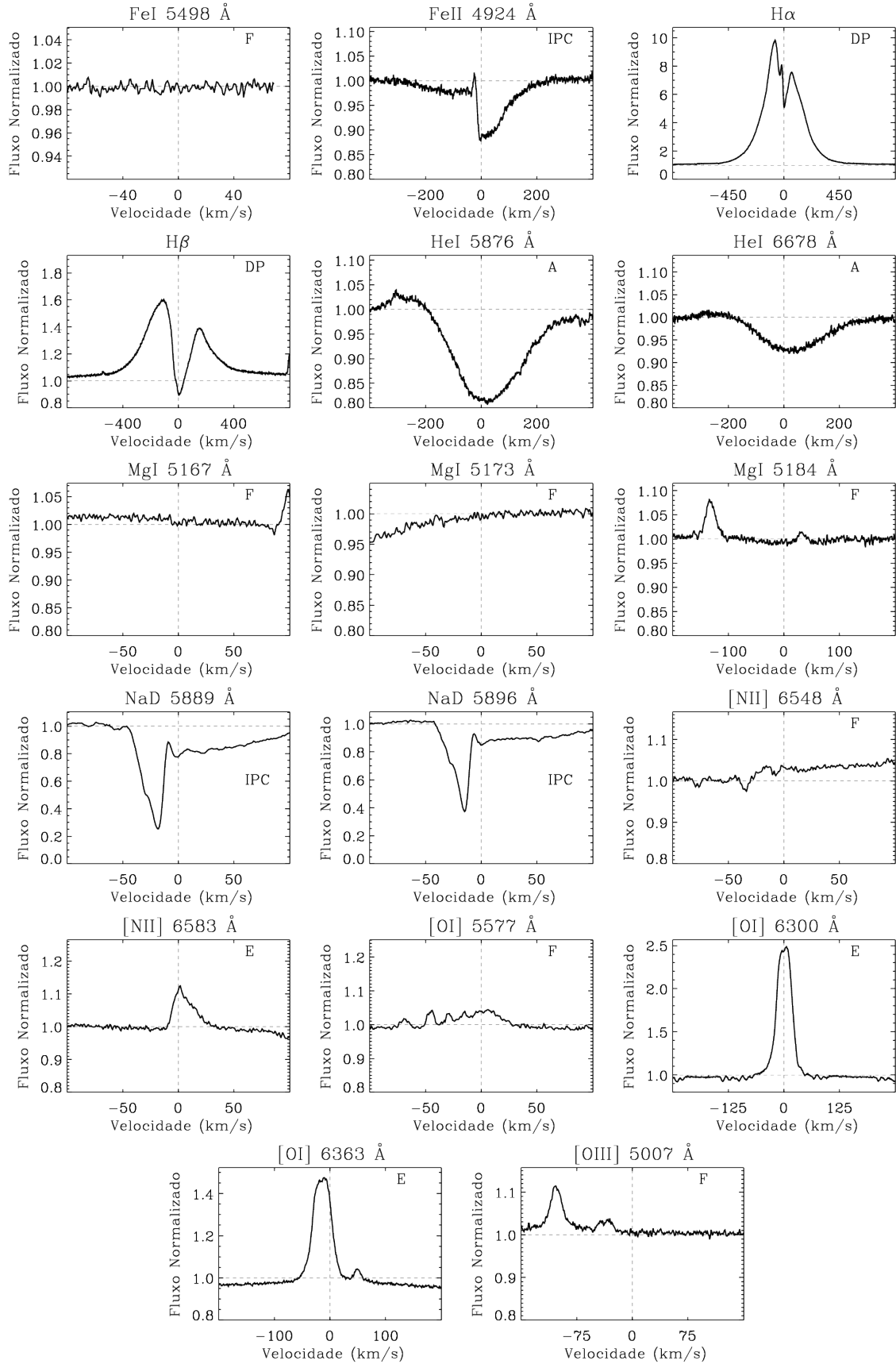


Figura 4.13: Perfis médios circunstelares do sistema Mon-000392. O contínuo normalizado é marcado com uma linha tracejada horizontal e a velocidade do ponto zero é marcada com uma linha tracejada vertical. A classificação do perfil é mostrada no lado direito de cada linha e segue o padrão proposto por [Cauley & Johns-Krull \(2015\)](#).

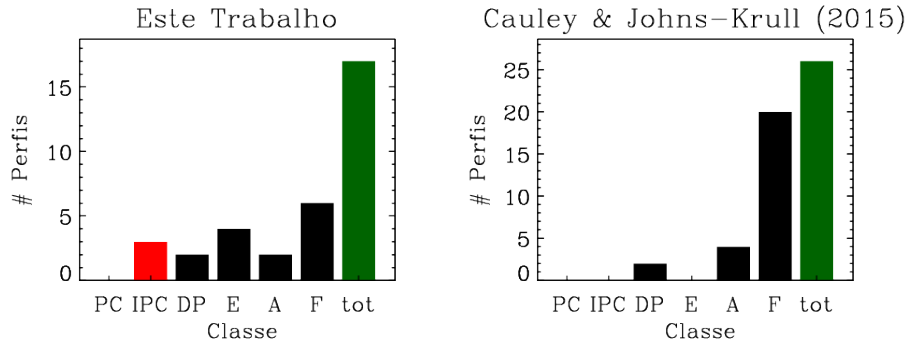


Figura 4.14: Histograma contendo as classificações das linhas circunstelares do sistema Mon-000392. Nas nossas observações analisadas são 17 linhas com 3 perfis IPC, 2 perfis DP, 4 emissões e 2 absorções (esquerda). O lado direito tem a classificação das 26 linhas de Mon-000392 realizada por [Cauley & Johns-Krull \(2015\)](#). No total, eles analisaram 26 linhas nas quais 2 são perfis DP, 4 emissões e 20 sem características.

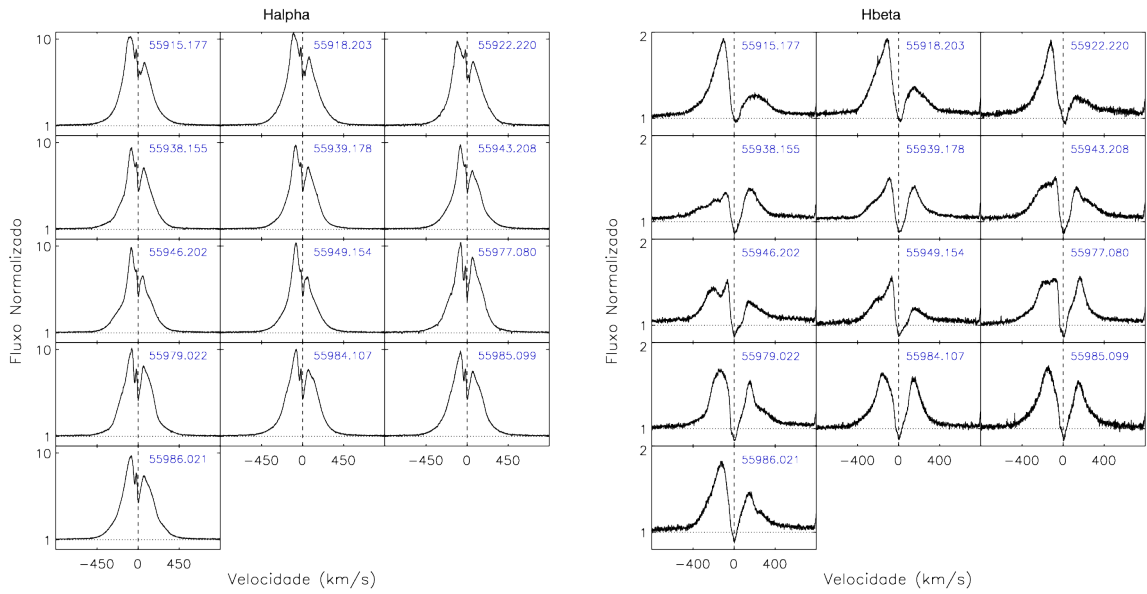


Figura 4.15: Espectros circunstelares de Mon-000392 observados e seus respectivos dias Julianos (azul). Da esquerda para a direita:  $H\alpha$  e  $H\beta$

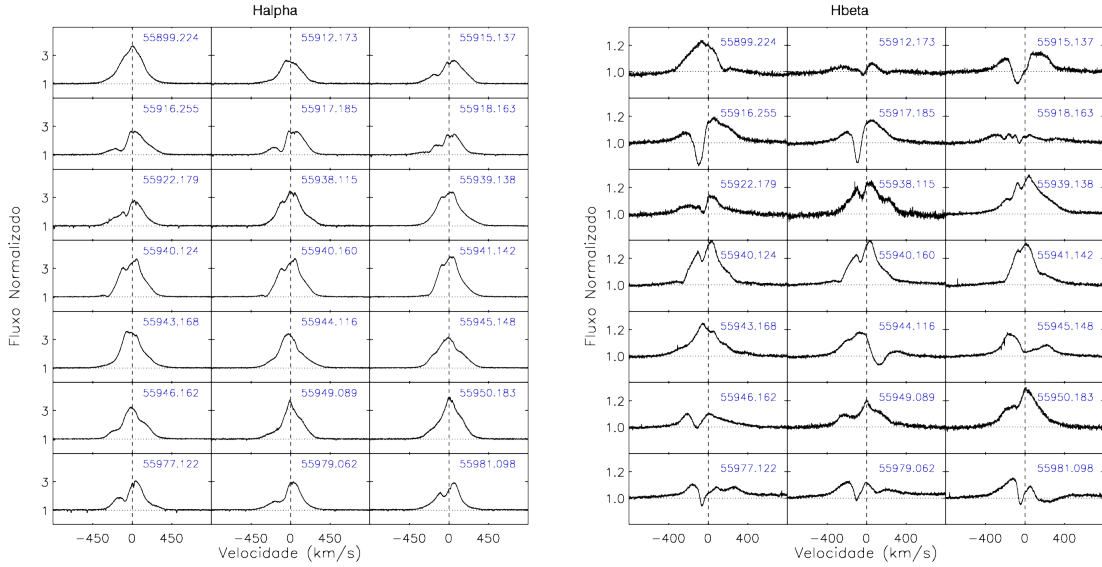


Figura 4.16: Espectros circunstelares de Mon-000631 observados e seus respectivos dias Julianos (azul). Da esquerda para a direita:  $H\alpha$  e  $H\beta$

absorções estreitas abaixo do contínuo, enquanto os perfis P Cygni normalmente estão associados à componentes de absorção largas. Essas absorções estreitas abaixo do contínuo podem estar associadas aos ventos de disco (Kurosawa et al. 2006; Lima et al. 2010). A linha  $H\beta$  apresenta características de acreção e ejeção de massa, mostrando absorções desviadas para o vermelho e azul abaixo do contínuo, como comumente observado em CTTS de alta inclinação descritos por modelos de acreção magnetosférica, como AA Tau (K7, Bouvier et al. 1999; Esau et al. 2014) e SU Aur (G2, Johns & Basri 1995b).

## 4.5 Matriz de Correlação

As linhas de emissão podem ser geradas em diferentes regiões do meio circunstelar, e sua variabilidade pode nos dar indícios de quais locais ocorrem a formação dessas linhas. Nesta seção analisaremos como essas variações acontecem e se existe alguma correlação entre a variabilidade de diferentes partes de uma mesma linha ou entre linhas distintas. Isso pode ser feito através das matrizes de correlação, inicialmente propostas por Johns & Basri (1995a).

Matrizes de correlação correspondem a gráficos em 2D dos coeficientes de correlação,  $r_{ij}$ , entre as variações de intensidades dos perfis analisados em dois intervalos de velocidades  $i$  e

Tabela 4.4: Estatística morfológica das linhas circunstelares nas 21 noites de observação do sistema Mon-000631

Line ID	PC	IPC	DP	E	A	F
H $\alpha$	0	0	8	13	0	0
H $\beta$	3	2	7	6	0	3
FeI $\lambda$ 5498	0	0	0	0	0	21
FeII $\lambda$ 4924	0	0	0	0	0	21
HeI $\lambda$ 5876	0	0	0	0	9	12
HeI $\lambda$ 6678	0	0	0	0	0	21
MgI $\lambda$ 5167	0	0	0	0	0	21
MgI $\lambda$ 5172	0	0	0	0	0	21
MgI $\lambda$ 5184	0	0	0	0	0	21
[NII] $\lambda$ 6548	0	0	0	0	0	21
[NII] $\lambda$ 6583	0	0	0	0	0	21
[OIII] $\lambda$ 5007	0	0	0	0	0	21
[OI] $\lambda$ 6300	0	0	0	0	0	21
[OI] $\lambda$ 6363	0	0	0	0	0	21
NaDI $\lambda$ 5889	0	0	0	0	21	0
NaDI $\lambda$ 5896	0	0	0	0	21	0

$j$ , em que

$$r_{ij} = \frac{\sum_{m=1}^N (S_{mi} - \bar{S}_i)(S_{mj} - \bar{S}_j)}{\sum_{m=1}^N (S_{mi} - \bar{S}_i)^2}, \quad (4.6)$$

onde  $N$  é o número total de espectros (noites observadas),  $i$  e  $j$  são índices para cada intervalo de velocidade,  $S_{mi}$  e  $S_{mj}$  são as intensidades da noite  $m$  nos intervalos  $i$  e  $j$ , respectivamente e  $\bar{S}_i$  e  $\bar{S}_j$  são as intensidades médias de todas as noites para cada intervalo.

Quando  $i=j$ ,  $r(i,j)=1$  e  $r(i,j)=r(j,i)$ , sendo assim matrizes simétricas em relação à diagonal principal. Uma maneira de apresentar esses dados é através de um gráfico de contorno dos coeficientes de correlação. A análise desse gráfico pode ser feita da seguinte forma: quando  $r_{ij}=1$  temos uma correlação entre os intervalos analisados e essa correlação diminui à medida que o valor de  $r_{ij}$  se aproxima do zero. Já para  $r_{ij}=-1$  temos a máxima anti-correlação e essa anti-correlação diminui à medida que se aproxima do zero. Caso haja correlação entre dois intervalos, é possível inferir que as variações observadas entre os intervalos provém de um processo físico em comum. Por exemplo, a asa azul de uma linha de emissão diminui de intensidade enquanto a asa vermelha também diminui sua intensidade. Neste caso podemos dizer que existe alguma correlação entre as asas azul e vermelha. Mas caso ocorra o contrário, enquanto uma asa diminui a outra aumenta sua intensidade, dizemos que há uma anti-correlação entre essas asas. Isso pode ser um indicio de fenômenos físicos diferentes atuando na formação da linha. A análise de matrizes de correlação é comum em trabalhos que estudam

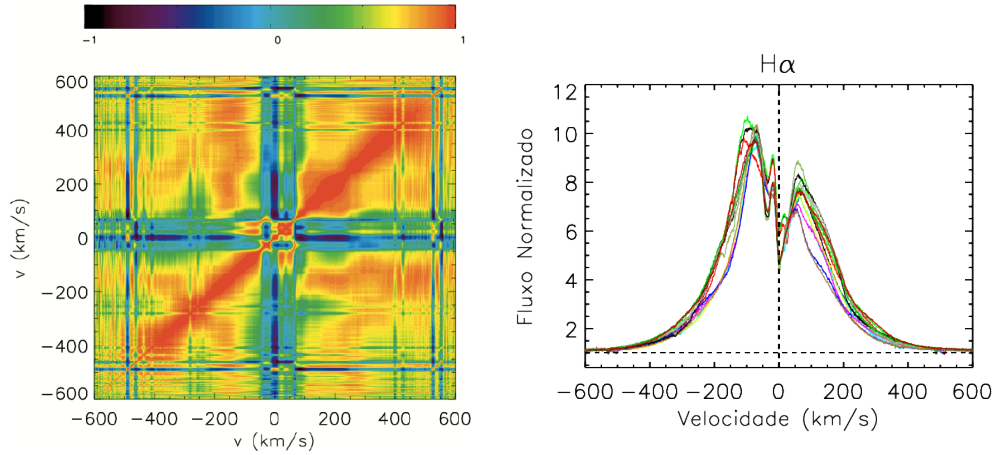


Figura 4.17: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de laranja para preto. Direita: Perfis de  $H\alpha$  usados no cálculo da matriz de correlação.

a variabilidade de linhas espectrais de estrelas jovens (Johns & Basri 1995a; Oliveira et al. 2000; Alencar & Batalha 2002; Kurosawa et al. 2005; Sousa et al. 2016).

Os mecanismos do processo de acreção e ejeção de matéria nas estrelas HAeBes são ainda pouco conhecidos, fazendo com que a análise das matrizes de correlação das linhas circunstelares dessas estrelas seja importante. Fizemos essa análise para as linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e He I de duas formas distintas: matrizes de autocorrelação e correlação entre linhas distintas para os dois sistemas estudados.

#### 4.5.1 Mon-000392

A Fig. 4.17 representa a matriz de autocorrelação da linha de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392. Essa linha é toda correlacionada, exceto ao redor do ponto de velocidade zero, indicando que a maior parte da linha é formada em apenas uma região do sistema. Muitos autores sugerem que os sistemas HBes, como Mon-000392, não são versões escalonadas das ETTs, e não apresentam evidências claras de que a acreção seja magneticamente controlada (Vink et al. 2002; Cauley & Johns-Krull 2014, 2015; Ababakr et al. 2015; Fairlamb et al. 2015; Schöller et al. 2016). A linha de emissão de  $H\alpha$  pode, portanto, ser formada principalmente nas regiões de vento de alta densidade sem apresentar uma contribuição magnetosférica significativa (Boehm & Catala 1995).

A linha de  $H\beta$  (Fig. 4.18) possui correlação apenas na diagonal principal. Existe anti-correlação entre o pico de emissão na região do vermelho, ao redor de  $v = 200 \text{ km s}^{-1}$  com a

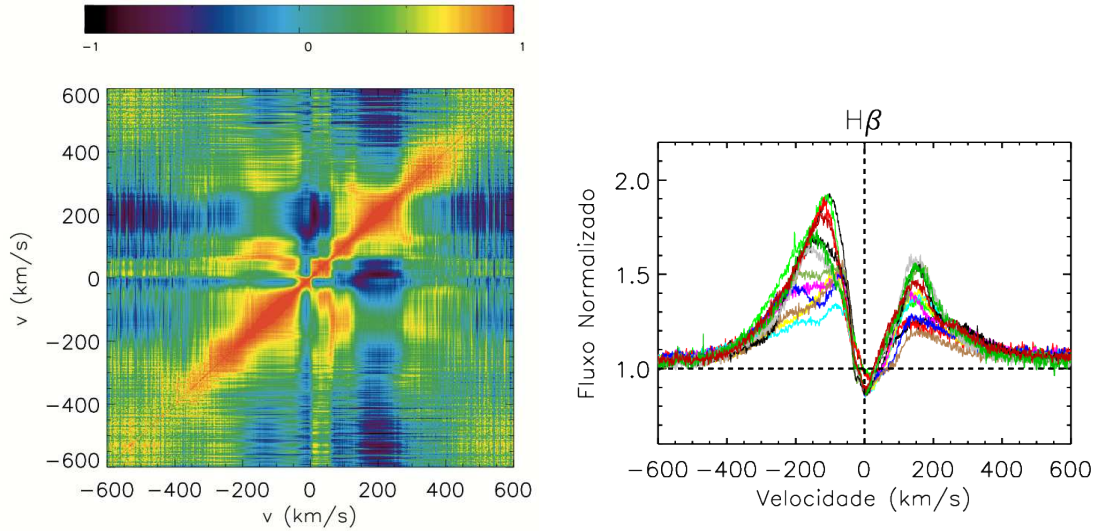


Figura 4.18: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de  $H\beta$  do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto. Direita: Perfis de  $H\beta$  usados no cálculo da matriz de correlação.

asa azul da linha. Essa anti-correlação pode ser um indício de diferentes fenômenos físicos, como acreção e ejeção, atuando na formação dessa linha.

Todo o lado vermelho da linha de  $HeI \lambda 5875,7$  (Fig. 4.19) é correlacionado.

As matrizes de correlação entre duas linhas diferentes, calculadas entre as linhas de  $H\alpha$ ,  $H\beta$  e  $HeI \lambda 5875,7$ , encontram-se nas Figs. 4.20, 4.21 and 4.22.

Entre  $H\alpha$  e  $H\beta$  (Fig. 4.20) é possível observar que a linha de  $H\beta$  se correlaciona bem com toda a linha de  $H\alpha$ , exceto na região de velocidade maiores do que  $150 \text{ km s}^{-1}$  da linha de  $H\beta$ . Isso indica que a linha de  $H\alpha$  e a maior parte da linha  $H\beta$  vêm de uma região de formação comum, como um vento. Para as variações relativas à asa vermelha da linha de  $H\beta$ , o processo dominante pode ser acreção. Ao modelar a linha de  $H\alpha$  na Seção 4.7, essa análise será levada em consideração.

Não há correlação entre as linhas  $HeI \lambda 5875,7$  e  $H\beta$  e as linhas  $HeI \lambda 5875,7$  e  $H\alpha$  (Figs. 4.21 e 4.22). Se as linhas  $H\beta$  e  $H\alpha$  são formadas principalmente em um vento, isso implica que a linha  $HeI \lambda 5875,7$  vem principalmente de uma região circunstelar diferente, como a cromosfera ou a região conhecida como *boundary layer*. As anti-correlações que aparecem nas matrizes de  $HeI \lambda 5875,7$  com as demais linhas são difíceis de ser interpretadas tanto em um cenário de acreção magnetosférica ou vento de disco quanto em uma configuração de *boundary layer*.

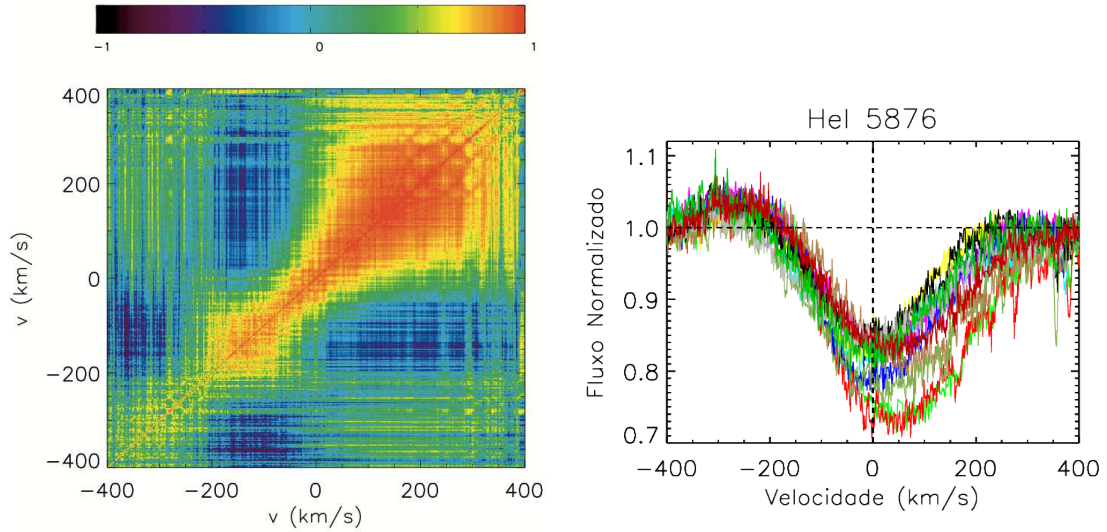


Figura 4.19: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de HeI do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto. Direita: Perfis de HeI usados no cálculo da matriz de correlação.

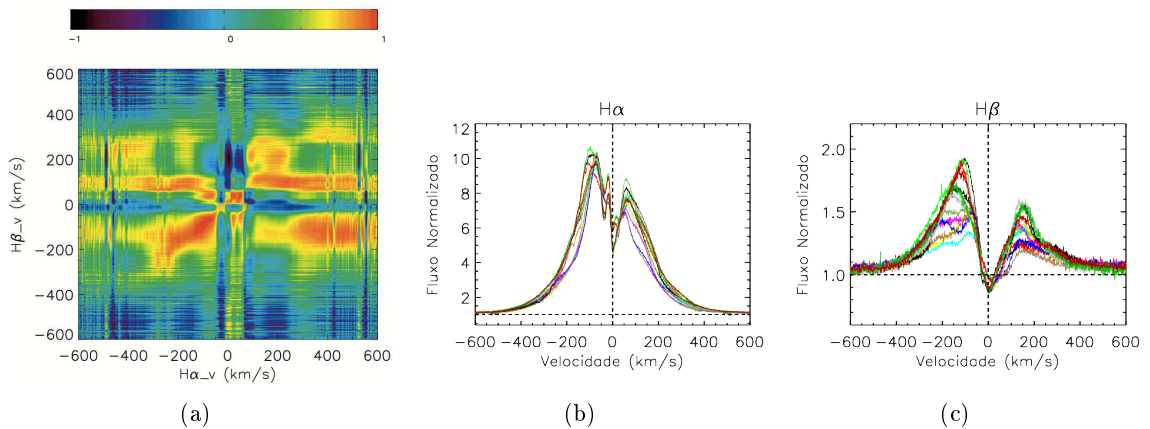


Figura 4.20: Matrizes de correlação (a) entre as linhas H $\alpha$  (b) e H $\beta$  (c) do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

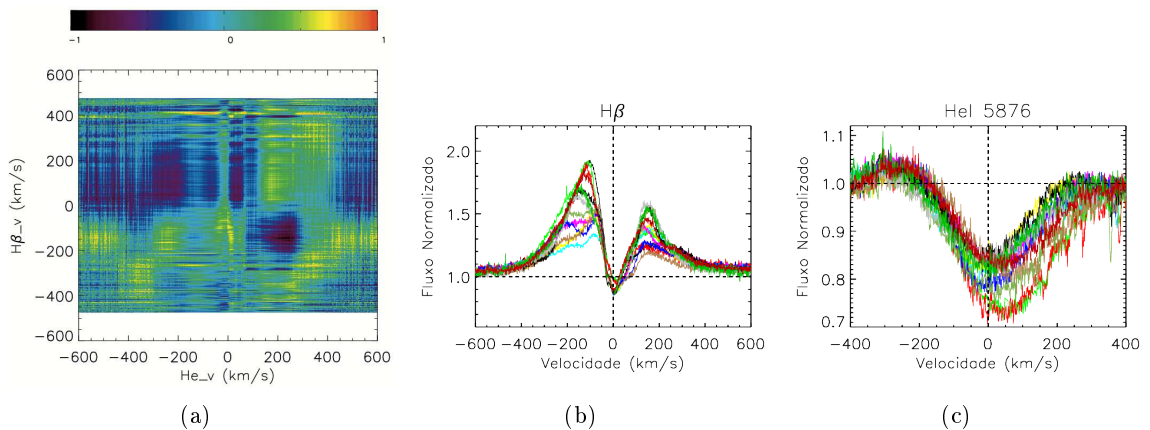


Figura 4.21: Matrizes de correlação (a) entre as linhas H $\beta$  (b) e HeI (c) do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

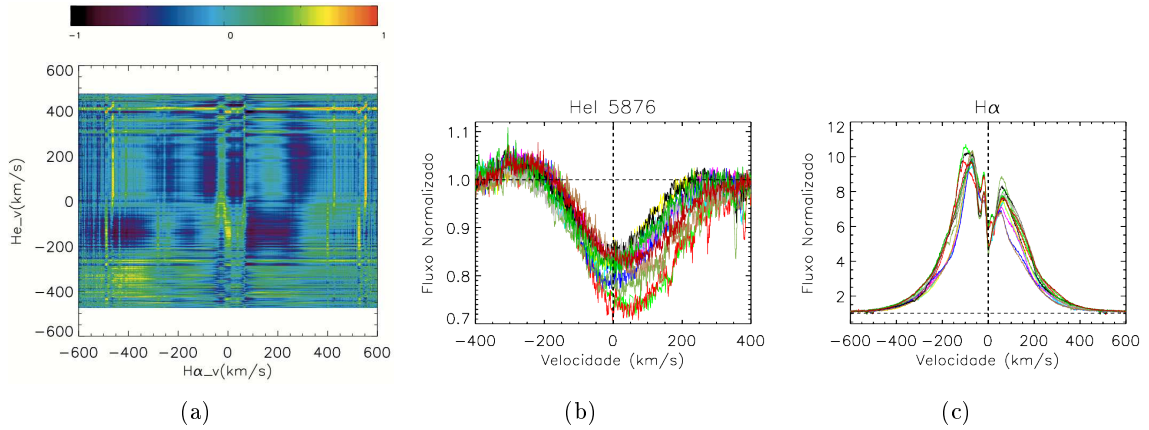


Figura 4.22: Matrizes de correlação (a) entre as linhas HeI (b) e H $\alpha$  (c) do sistema Mon-000392. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

#### 4.5.2 Mon-000631

A Fig. 4.23 representa a matriz de autocorrelação da linha H $\alpha$ . É possível ver uma pequena correlação apenas em torno da diagonal principal, mostrando assim que a maior parte dessa linha provém de processos físicos independentes entre si. Algumas exceções ocorrem nas regiões vermelha da linha, entre  $0 \text{ km s}^{-1} < v < 350 \text{ km s}^{-1}$ , e a asa azul, entre  $-200 \text{ km s}^{-1} < v < -400 \text{ km s}^{-1}$  que se mostram fortemente anti-correlacionadas. Essa anti-correlação pode corresponder a uma estrela com campo magnético inclinado em relação ao eixo de rotação. Neste contexto, os processos de acreção e ejeção de massa são favorecidos em diferentes rotações, fazendo com que haja variações em suas contribuições à medida que o sistema gira. Esse modelo, denominado *eggbeater*, foi proposto por Johns & Basri (1995b) para explicar as variabilidades observadas nas linhas de H $\alpha$  da estrela T Tauri clássica SU Aur.

A Fig. 4.24 mostra a linha de H $\beta$  e sua matriz de autocorrelação. Há uma anti-correlação predominante entre as asas vermelha ( $0 \text{ km s}^{-1} < v < 300 \text{ km s}^{-1}$ ) e azul ( $-300 \text{ km s}^{-1} < v < -200 \text{ km s}^{-1}$ ) dessa linha, assim como visto na linha de H $\alpha$ .

A matriz de autocorrelação da linha HeI  $\lambda 5875,7$ , Fig. 4.25, mostra uma forte correlação no lado vermelho da linha ( $0 \text{ km s}^{-1} < v < 300 \text{ km s}^{-1}$ ), correspondendo às absorções desviadas para o vermelho que dominam a variabilidade dessa linha. A variabilidade no lado vermelho da linha, que pode estar relacionada à acreção, não está correlacionada com as variações no lado azul do perfil.

A Fig. 4.26 mostra a matriz de correlação entre as linhas de H $\alpha$  e H $\beta$ . As regiões de

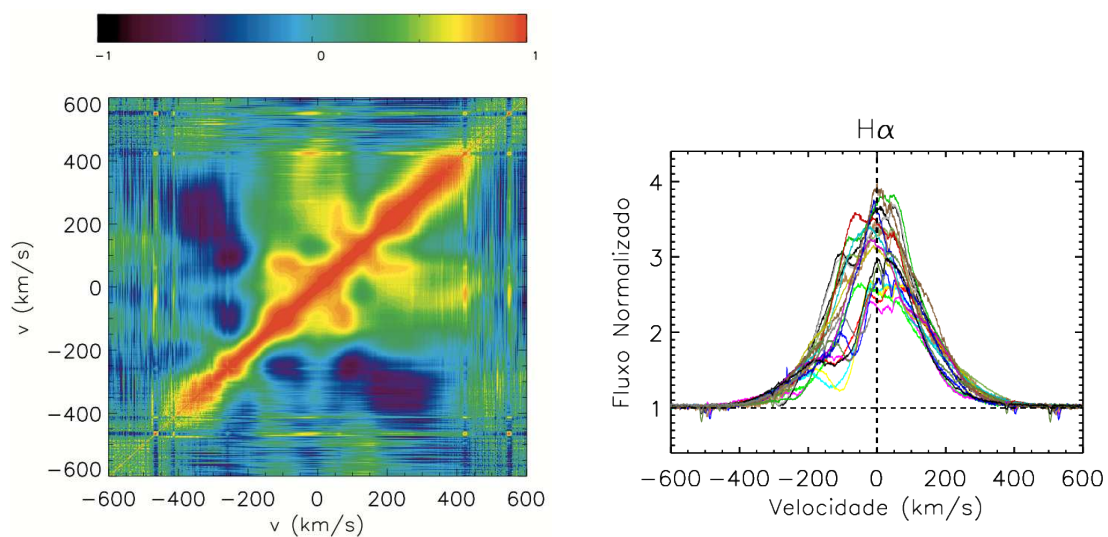


Figura 4.23: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de  $H\alpha$  do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto. Direita: Perfis de  $H\alpha$  usados no cálculo da matriz de correlação.

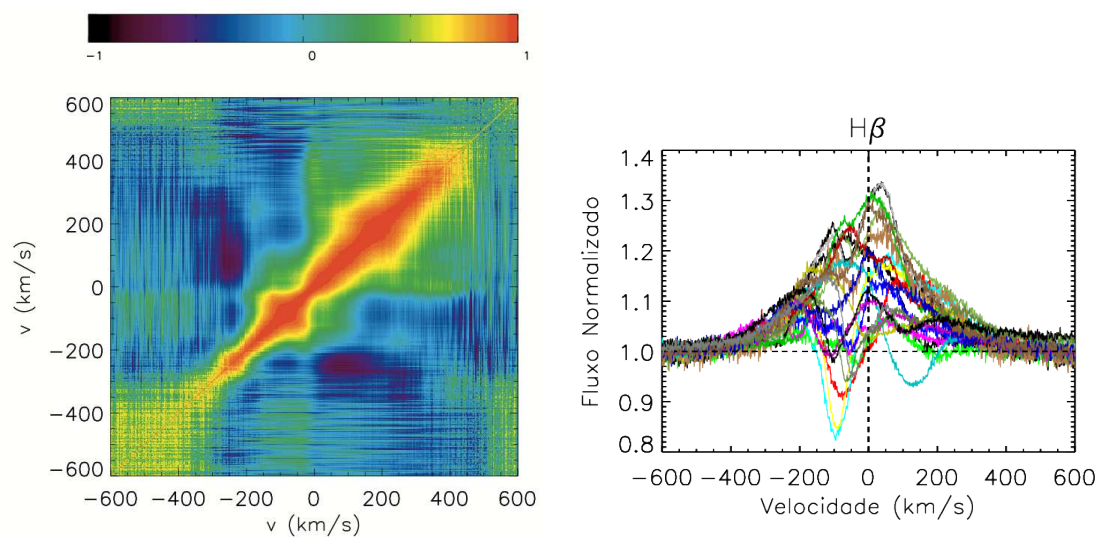


Figura 4.24: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de  $H\beta$  do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto. Direita: Perfis de  $H\beta$  usados no cálculo da matriz de correlação.

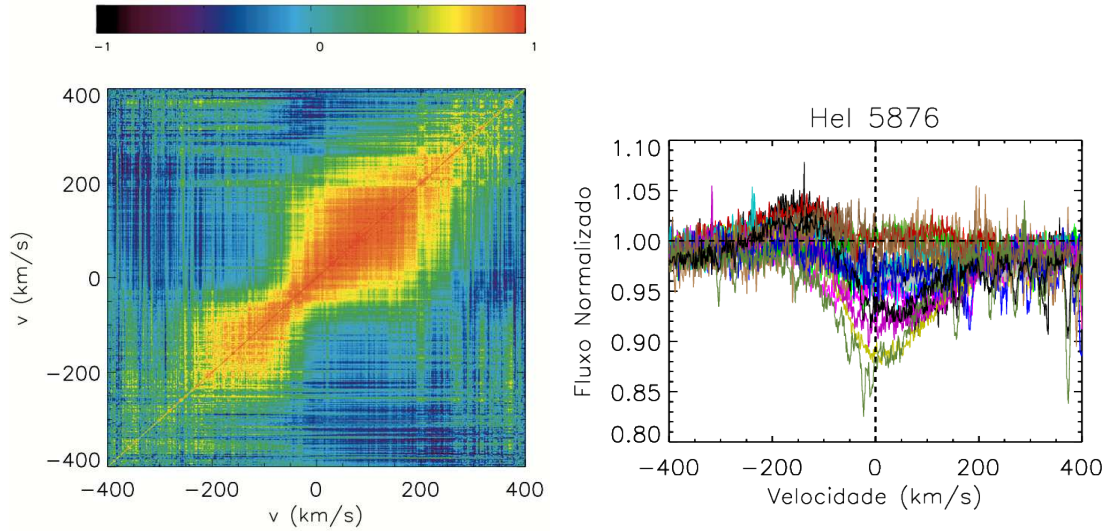


Figura 4.25: Esquerda: Matriz de auto-correlação da linha de He I do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto. Direita: Perfis de He I usados no cálculo da matriz de correlação.

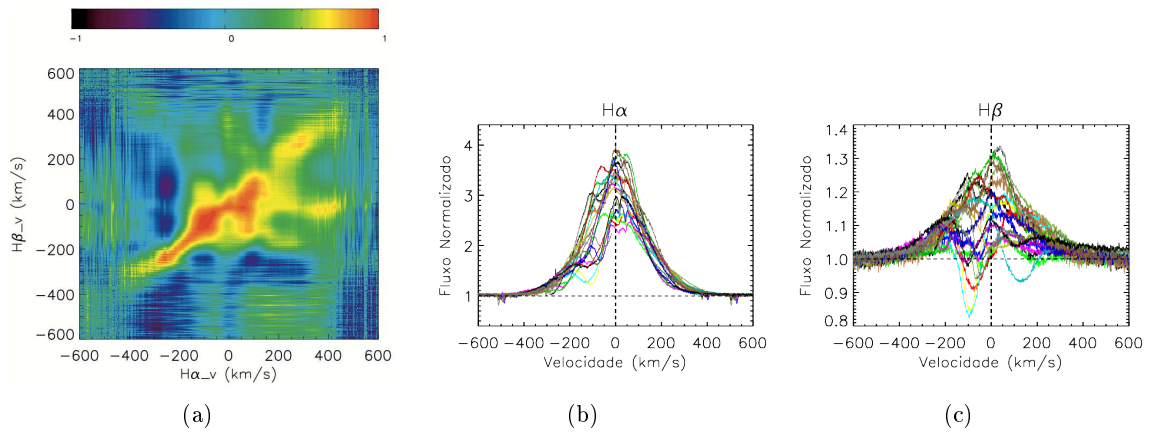


Figura 4.26: Matrizes de correlação (a) entre as linhas  $H\alpha$  (b) e  $H\beta$  (c) do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

velocidades negativas, em que estão presentes absorções variáveis, são fortemente correlacionadas. Essa correlação no lado azul das linhas pode indicar uma região de vento como possível origem de parte dessas linhas no sistema Mon-000631.

A Fig. 4.27 apresenta a matriz de correlação das linhas He I e  $H\alpha$ , e mostra que as duas linhas não estão bem correlacionadas. Há apenas uma fraca correlação entre a asa azul da  $H\alpha$  e o lado vermelho de He I, que podem estar relacionados ao vento e à acreção sendo favorecidos em momentos opostos.

A Fig. 4.28 mostra uma correlação entre as asas vermelhas das linhas de He I e  $H\beta$ . Essa correlação aponta para uma origem comum das duas regiões, como um funil de acreção, pois nessas regiões há a presença de absorções desviadas para o vermelho.

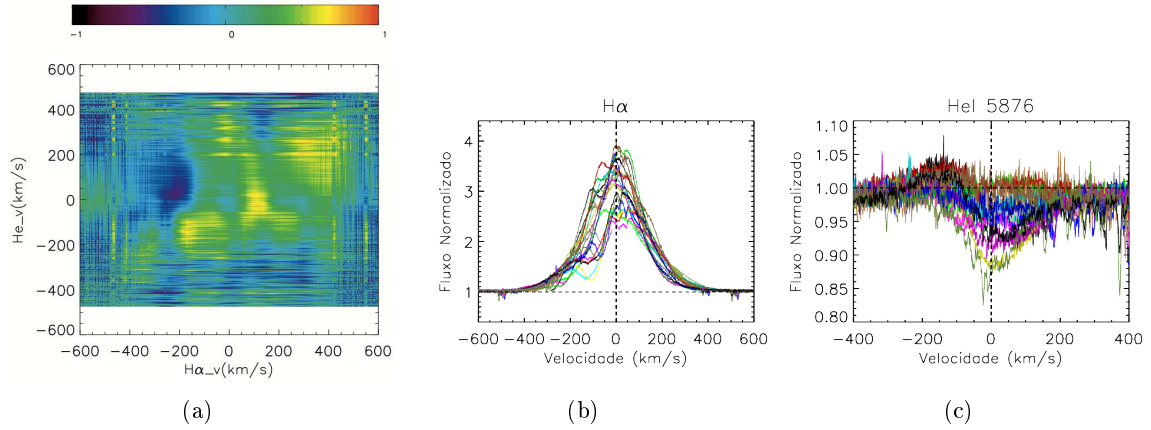


Figura 4.27: Matrizes de correlação (a) entre as linhas H $\alpha$  (b) e HeI (c) do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

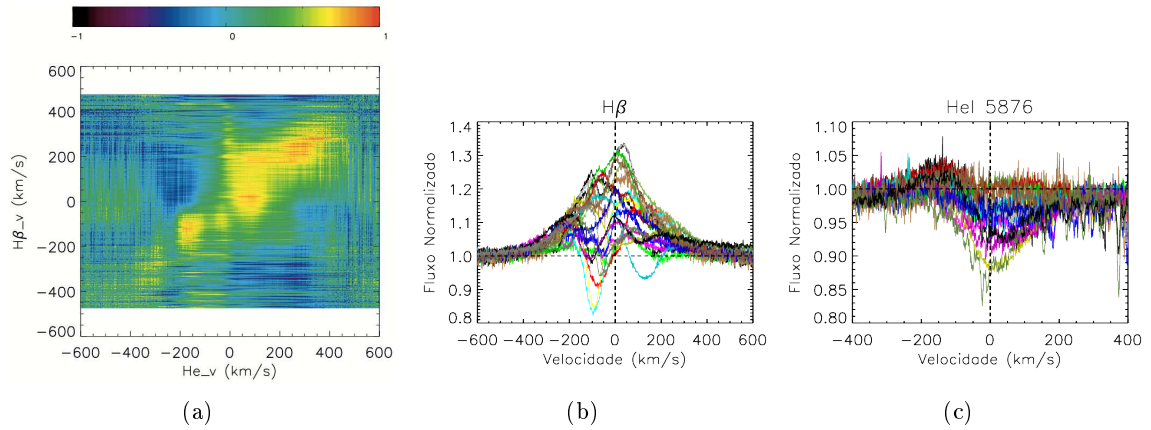


Figura 4.28: Matrizes de correlação (a) entre as linhas H $\beta$  (b) e HeI (c) do sistema Mon-000631. A faixa de cores indica correlação e anti-correlação de vermelho para preto.

## 4.6 Taxa de Acreção de Massa

A taxa de acreção de massa ( $\dot{M}_{acc}$ ) é a quantidade de gás transferido do disco para a superfície estelar por unidade de tempo. A evolução dos sistemas jovens está intrinsicamente relacionada à  $\dot{M}_{acc}$ , pois na fase PSP toda a massa adquirida pela estrela é através do disco (Mendigutía et al. 2012). O conhecimento da taxa de acreção de massa nos auxilia no entendimento da dinâmica do meio circunestelar, e esse parâmetro é de fundamental importância nos cálculos dos perfis teóricos da linha de H $\alpha$  (Seção 4.7)

Linhas de emissão, como H $\alpha$ , carregam assinaturas de acreção e suas luminosidades estão associadas à luminosidade de acreção (Muzerolle et al. 1998; Mendigutía et al. 2011a). No cálculo da luminosidade de acreção, usamos a relação determinada por Fairlamb et al. (2017),

dada por

$$\log\left(\frac{L_{acc}}{L_{\odot}}\right) = 2.09(\pm 0.06) + 1.00(\pm 0.05) \times \log\left(\frac{L_{H\alpha}}{L_{\odot}}\right). \quad (4.7)$$

A equação 4.7 foi obtida por Fairlamb et al. (2017) correlacionando o excesso de UV e a luminosidade da linha de H $\alpha$  para 62 HAeBes e relacionando a luminosidade da linha de H $\alpha$  com a luminosidade de acreção por um lei de potência.

A luminosidade de H $\alpha$  ( $L_{H\alpha}$ ) foi obtida através da relação entre o fluxo e a luminosidade da linha  $L_{H\alpha} = 4\pi d^2 F_{H\alpha}$ , em que  $d$  é a distância da estrela ao Sol listada na Tab. 4.3 para os sistemas analisados. O fluxo da linha de H $\alpha$  ( $F_{H\alpha}$ ) pode ser obtido a partir da largura equivalente de H $\alpha$  ( $EW_{H\alpha}$ ) da seguinte maneira:

$$F_{H\alpha} = EW_{H\alpha} F_c(H\alpha), \quad (4.8)$$

onde  $F_c(H\alpha)$  é o fluxo do contínuo no comprimento de onda da linha de H $\alpha$  obtido pela fotometria do CoRoT. Para Mon-000631, obtivemos observações da linha de H $\alpha$  simultâneas às observações do CoRoT, com isso usamos a magnitude do CoRoT dessa estrela no momento das observações espectroscópicas. Para Mon-000392, os dados espectroscópicos e fotométricos foram obtidos em diferentes épocas, então usamos a magnitude média observada com o CoRoT para estimar o fluxo próximo de H $\alpha$  para esse sistema. O fluxo do CoRoT foi calibrado com fotometria do filtro R, considerando a magnitude no ponto zero igual a 26,74 (Cody et al. 2014). O fluxo do contínuo de H $\alpha$  é  $F_c(H\alpha) = \nu/\lambda F_0 10^{[-0,4(mag-A_v)]}$ , em que  $\nu$  e  $\lambda$  representam a frequência e o comprimento de onda da banda R,  $F_0$  é o fluxo no ponto zero da banda R ( $F_0 = 2971,4$  Jy) e  $mag$  a magnitude medida com o CoRoT. A extinção interestelar ( $A_v \sim 0.4$ ) foi obtida por Rebull et al. (2002) para Mon-000631 e para Mon-000392 utilizamos a faixa de valores determinada por Fairlamb et al. (2015),  $A_v = 1.03^{+0.04}_{-0.05}$ .

Com a luminosidade de acreção calculada através da Equação 4.7 obtivemos a taxa de acreção de massa seguindo Gullbring et al. (1998)

$$\dot{M}_{H\alpha} = \frac{L_{acc} R_*}{GM_* \left(1 - \frac{R_*}{R_T}\right)}, \quad (4.9)$$

onde  $M_*$  e  $R_*$  representam a massa e o raio da estrela e  $R_T$  é o raio de truncamento do disco.

Para que o processo de acreção ocorra, o raio de truncamento deve ser menor do que

o raio de corotação ( $R_{cor}$ ), pois para raios de truncamento maiores a região do disco que integrará com o campo magnético possui velocidade de rotação inferior à velocidade de rotação da estrela. Com isso, essa interação não favorecerá a acreção e sim a formação de *conical winds*, de acordo com Romanova & Owocki (2015). Por isso usamos o raio de corotação como limite superior para o raio de truncamento dos nossos sistemas.

Mendigutía et al. (2011a) calcularam valores de raio de corotação para estrelas de massa intermediária de sua amostra, supondo um disco circunstelar com rotação kepleriana e usando a largura da linha  $H\alpha$  a 10% da intensidade máxima ( $\langle W_{10}(H\alpha) \rangle$ ). O raio de corotação corresponde à região do disco que gira com a mesma velocidade angular da estrela, dado pela Eq. 4.2. Usando as Eqs. 4.2 e 4.3, Mendigutía et al. (2011a) obtiveram  $R_{cor} \sim 1-5 R_*$  para valores típicos de  $\langle W_{10}(H\alpha) \rangle$  e  $v \sin i$  de sua amostra. Para o sistema Mon-000631, com  $v \sin i = (120 \pm 20) \text{ km s}^{-1}$  e  $\langle W_{10}(H\alpha) \rangle = (537 \pm 32) \text{ km s}^{-1}$ , obtivemos  $R_{cor} = (2,2^{+0,6}_{-0,4}) R_*$ . Para Mon-000392, com  $v \sin i = (150 \pm 50) \text{ km s}^{-1}$  e  $\langle W_{10}(H\alpha) \rangle = (578 \pm 30) \text{ km s}^{-1}$ , obtivemos  $R_{cor} = (1,9^{+1,1}_{-0,5}) R_*$ .

Usando Eq. 4.9 e os valores listados na Tab. 4.3, calculamos a taxa de acreção de massa de cada sistema analisado e obtemos  $\dot{M}_{acc} = (3,4^{+4,6}_{-1,3}) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  para Mon-000392 e  $\dot{M}_{acc} = (2,0^{+1,0}_{-0,7}) \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  para Mon-000631.

## 4.7 Modelo de Linha de $H\alpha$

As ETTCs apresentam campos magnéticos tipicamente mais intensos do que os valores medidos em estrelas HAeBes, o que pode afetar os processos físicos envolvidos na acreção do disco circunstelar. No caso de ETTCs, campos magnéticos da ordem de kG e taxas de acreção de massa da ordem de  $10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$  são valores típicos e permitem que o disco seja truncado a uma distância de alguns raios estelares da superfície da estrela (Bouvier et al. 2007). De acordo com Bessolaz et al. (2008), o raio de truncamento diminui quando a intensidade do campo magnético diminui e a taxa de acreção de massa aumenta. Na maioria dos sistemas HAeBes, os campos magnéticos são pelo menos 2 vezes menores do que nas ETTS típicas, enquanto as taxas de acreção de massa são entre 1 a 10 vezes maiores, reduzindo o raio de truncamento (Muzerolle et al. 2004). No entanto, o raio de truncamento aumenta com o raio estelar (Bessolaz et al. 2008). As estrelas HAeBes são de 2 a 4 vezes maiores que as estrelas T Tauri, permitindo que, mesmo com campos fracos, elas possam truncar o disco

em alguns raios estelares. Tais características sugerem de que a acreção magnetosféricas em estrelas HAeBes seja plausível.

Para verificar a presença de acreção e ejeção de matéria controlada pelo campo magnético em nossos sistemas, calculamos modelos de perfis de emissão da linha de  $H\alpha$  usando o código *CV* descrito em [Lima et al. \(2010\)](#), que considera uma magnetosfera acoplada radiativamente a um vento magneto-centrífugo.

Uma aproximação realizada nesse modelo é considerar o gás acrescido à estrela como totalmente composto por hidrogênio. Para o cálculo das populações atômicas utiliza-se o átomo de dois níveis mais o contínuo. O código *CV* cria uma grade de pontos, encontra as superfícies ressonantes, utilizando o método de Sobolev ([Sobolev 1957](#)) e calcula a função-fonte, opacidade e intensidade média em cada um dos pontos da grade ([Mihalas & Weibel-Mihalas 1999](#); [Lima 2010](#)). Para o cálculo dos parâmetros citados acima é necessário que, inicialmente, tenha-se os valores da temperatura, densidade e velocidade em cada ponto da grade.

O *CV* é composto por três códigos: *CVMOD*, *FLUX* e *diskwind*. O *CVMOD* é um código capaz de calcular o perfil de linha levando em conta ao mesmo tempo a magnetosfera e o vento de disco, de maneira consistente. O *FLUX*, proposto por [Muzerolle et al. \(2001\)](#), faz a integração da intensidade específica ao longo de todo o feixe de radiação, considerando os alargamentos térmico, natural, Stark e de Van der Waals. O *diskwind* é uma rotina que encontra uma solução auto-similar do vento magneto-centrífugo descrito por [Blandford & Payne \(1982\)](#) e calcula as densidades auto-similares em cada ponto. O vento de disco descrito por [Blandford & Payne \(1982\)](#) considera um disco de acreção com rotação kepleriana e um campo magnético ordenado em grande escala, preso a esse disco. O vento ocorrerá se a matéria na superfície do disco sofrer uma aceleração centrífuga ao longo das linhas de campo e se essas linhas formarem um ângulo com a superfície do disco menor do que  $60^\circ$ .

Um script escrito em *python*, criado pelo Dr. Gustavo Lima, permite o cálculo da linha espectral utilizando as três rotinas descritas acima de maneira otimizada. Para rodar o programa, além de um arquivo de configuração com informações sobre a estrela, é necessário indicar valores da inclinação do sistema, o tipo de geometria (apenas magnetosfera, apenas vento de disco, ambos) e a lei de temperatura escolhida. Para maiores detalhes ver [Lima \(2010\)](#) e [Moura \(2014\)](#).

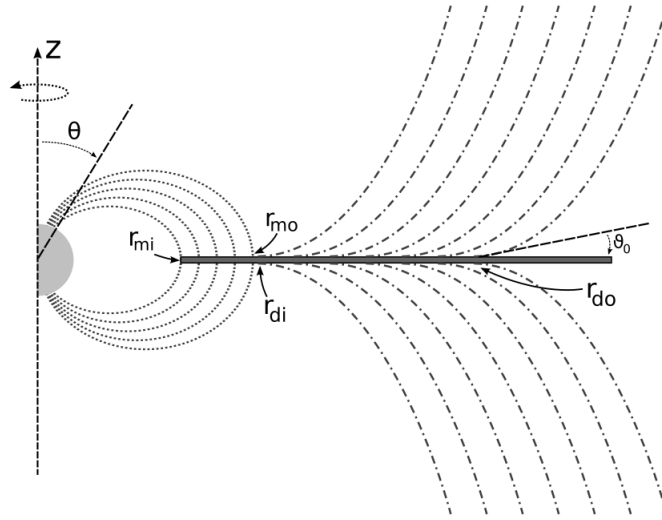


Figura 4.29: Representação do esquema da interação estrela-disco e seus campos magnéticos do modelo *CV*. O modelo é axissimétrico, em torno do eixo  $z$ . As linhas pontilhadas representam a magnetosfera (campo puramente dipolar) e são limitadas pelo raio interno  $r_{mi}$  e raio externo  $r_{mo}$ . O vento de disco é limitado por  $r_{di}$  e  $r_{do}$  para o raio interno e externo, respectivamente, e é representado por linhas tracejadas. A estrela é mostrada no semicírculo cinza, o disco é representado no plano horizontal,  $\theta$  é o ângulo entre a direção de propagação e o eixo  $z$  do sistema e o vento do disco é lançado com o ângulo  $\vartheta_0$  (figura adaptada de Lima et al. 2010).

No código *CV* a acreção é controlada pelo campo magnético dipolar com simetria axial (Figs. 1.2 e 4.29). O eixo- $z$  é o eixo de rotação do sistema e tem-se simetria no plano- $xy$ . O disco de acreção é considerado opaco, com espessura finita e sua componente de emissão é desprezada na região do visível. A superfície estelar é dividida em fotosfera e região de choque, ambas emitindo como corpo negro. O funil de acreção, ou magnetosfera, é limitado pelas linhas de campo magnético que cruzam o disco entre  $r_{mi}$  e  $r_{mo}$ , em que  $r_{mi}$  se refere ao raio interno da magnetosfera (também conhecido como raio de truncamento  $R_T$ ) e  $r_{mo}$  ao raio externo representados na Fig. 4.29. O funil de acreção é dividido em uma grade, com a quantidade de pontos determinada pelo número de linhas de campo magnético vezes um passo fixo ao longo de cada linha. O vento de disco é limitado por  $r_{di}$  e  $r_{do}$ , o raio interno e externo, respectivamente.  $\theta$  é o ângulo entre a direção de propagação e o eixo  $z$  do sistema e  $\vartheta_0$  é o ângulo de lançamento do vento de disco. Outras variáveis importantes do código são a temperatura máxima da magnetosfera ( $T_{mag}$ ), a temperatura máxima do vento em disco ( $T_{loss}$ ), a inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada ( $i$ ), a taxa de acreção em massa ( $\dot{M}_{acc}$ ) e a taxa de perda em massa ( $\dot{M}_{loss}$ ). Mantivemos a razão entre as taxas de perda de massa e acreção de massa em torno de 0,1 (Pelletier & Pudritz 1992).

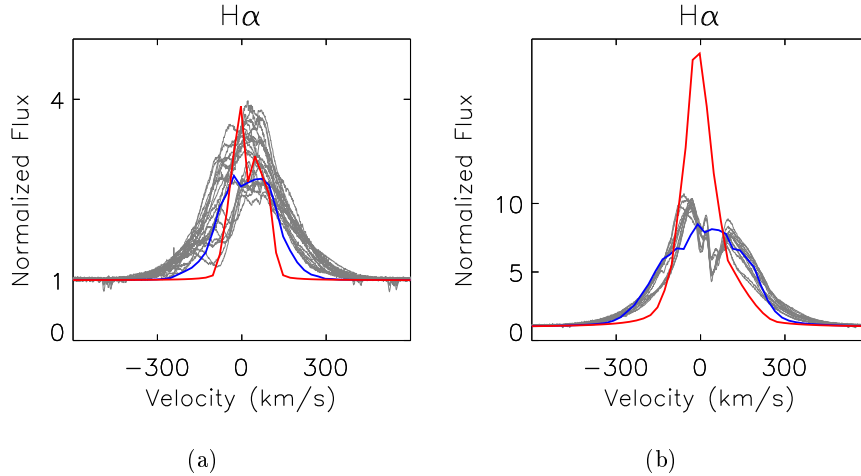


Figura 4.30: Perfis da linha de  $H\alpha$  calculados com modelos com rotação (azul) e sem rotação (vermelho), ambos com apenas a componente de vento de disco, para as estrelas Mon-000631 (a) e Mon-000392 (b). Os perfis de  $H\alpha$  observados são mostrados em cinza.

A rotação é um parâmetro importante a ser levado em consideração na modelagem de perfis de linha de sistemas HAeBes, pois são sistemas geralmente compostos de rotores rápidos. Muzerolle et al. (2001) mostraram que a rotação tem um efeito desprezível nos perfis modelados dentro do cenário de acreção magnetosférica quando  $v \sin i \lesssim 25 \text{ km s}^{-1}$ . Estrelas que possuem rotação mais rápida, no entanto, apresentam um efeito significativo nos perfis de linha e, nesses casos, a rotação deve ser incluída nos cálculos. O código *CV* (Lima et al. 2010) foi originalmente desenvolvido para ETTCs, que normalmente giram lentamente e não inclui a rotação na magnetosfera. A componente de vento de disco, no entanto, leva em consideração a rotação e a velocidade do gás é descrita pelas componentes toroidal e poloidal (Lima et al. 2010). Como pode ser visto na Fig. 4.30, os perfis de linha dos modelos sem rotação (linhas vermelhas) possuem um pico intenso em torno do ponto de velocidade zero. Quando a rotação é incluída (linhas azuis), o fluxo ao redor do ponto de velocidade zero é redistribuído no perfil da linha de emissão. Nossos sistemas giram rapidamente, apresentando  $v \sin i \gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$ , portanto, iniciamos nossos cálculos de modelo levando em conta apenas a contribuição do vento de disco que inclui adequadamente os efeitos da rotação.

Os parâmetros temperatura efetiva, massa e raio estelares tiveram seus valores fixados de acordo com os valores da Tab. 4.3. Massas e raios foram obtidos a partir do modelo de evolução CESTAM (Tab. 4.3). O raio de corotação foi calculado usando o formalismo

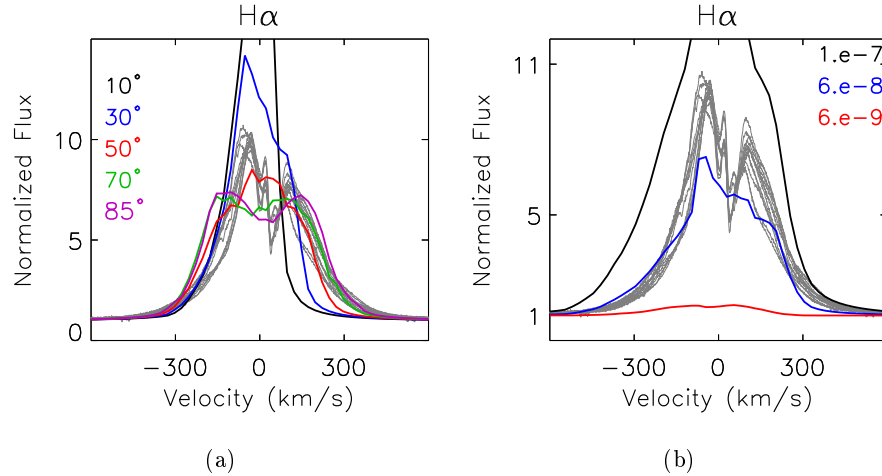


Figura 4.31: Perfis de linha teóricos da linha de emissão de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392 calculados com o código *CV* somente com vento de disco. Cada cor corresponde a um valor diferente do parâmetro que foi variado, mantendo todos os outros parâmetros fixos (veja Tab. 4.5). Nesses gráficos, variamos a inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada (em graus) (a) e a taxa de perda de massa (em  $M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ). Os perfis de  $H\alpha$  observados são mostrados em cinza (b).

descrito em Mendigutía et al. (2011a) (Seção. 4.6), e esse valor foi usado como limite superior para o parâmetro  $R_T$ . O vento de disco começou imediatamente após o raio externo da magnetosfera ( $r_{mo}$ ) para todos os modelos.

Para verificarmos como cada parâmetro afeta a intensidade, largura e morfologia do perfis da linha de  $H\alpha$  de cada sistema, variamos um parâmetro de cada vez, mantendo os demais fixos. Variamos os seguintes parâmetros para a configuração de vento de disco:  $r_{di}$ ,  $r_{do}$ ,  $T_{loss}$ ,  $i$  e  $\dot{M}_{loss}$ . Alguns de nossos resultados estão mostrados na Fig. 4.31 para o sistema Mon-000392 e na Fig. 4.32 para o sistema Mon-000631. Os conjuntos de parâmetros referentes aos modelos das Figs. 4.31 e 4.32 encontram-se descritos na Tab. 4.5

A Fig. 4.15 mostra que os perfis de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392 não possuem grandes variações em morfologia e intensidade durante nossas observações, o que sugere que a linha de  $H\alpha$  pode ser formada em uma região estendida que permanece praticamente a mesma na escala de tempo de nossas observações. A matriz de autocorrelação de  $H\alpha$  (Fig. 4.23) mostrou que a maior parte da linha está correlacionada, indicando que sua formação é dominada por uma única região, como a magnetosfera ou um vento de disco.

Vários autores analisaram a emissão do vento de disco com diferentes configurações em ETTCs e nos sistemas HAeBes. Shu et al. (1994) propuseram um modelo onde os ventos são formados próximos ao raio de corotação e encontraram valores de densidades de vento,

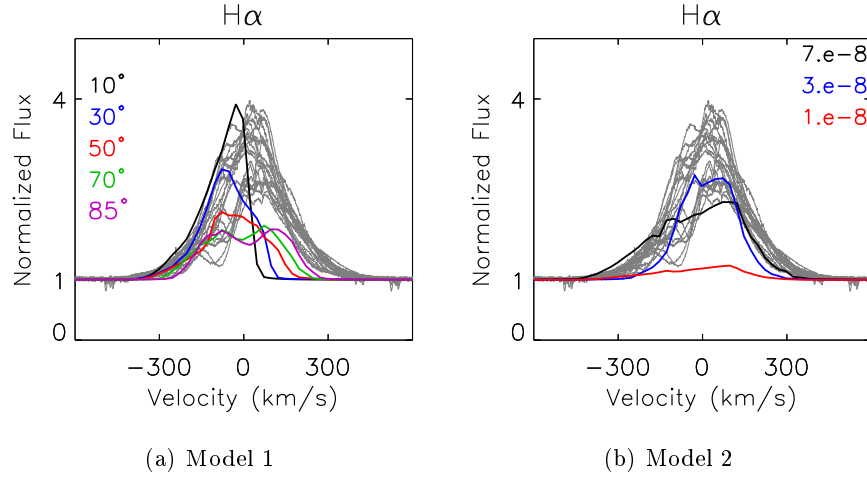


Figura 4.32: Perfis de linha teóricos da linha de emissão de H $\alpha$  do sistema Mon-000631 calculados com o código *CV* somente com vento de disco. Cada cor corresponde a um valor diferente do parâmetro que foi variado, mantendo todos os outros parâmetros fixos (veja Tab. 4.5). Nesses gráficos, variamos a inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada (em graus) (a) e a taxa de perda de massa (em  $M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ) (b). Os perfis de H $\alpha$  observados são mostrados em cinza.

Tabela 4.5: Conjunto de parâmetros usados nos modelos de cálculo da linha de H $\alpha$  mostrados nas Figs. 4.31 e 4.32.

Parâmetros		Values			
		Fig. 4.31 (a)	Fig. 4.31 (b)	Fig. 4.31 (a)	Fig. 4.32 (b)
Massa Estelar	$M_*$ [ $M_{\odot}$ ]	3,20	3,20	2,20	2,20
Raio Estelar	$R_*$ [ $R_{\odot}$ ]	2,15	2,15	2,90	2,90
Temperatura da Fotosfera	$T_{ph}$ [K]	12500	12500	8500	8500
Inclinação do Sistema	$i$ [ $^{\circ}$ ]	<sup>a</sup>	51	<sup>a</sup>	75
Taxa de Perda de Massa	$\dot{M}_{loss}$ [ $M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ]	4,e-8	<sup>a</sup>	3,e-8	<sup>a</sup>
Ângulo de Lançamento do Vento de Disco	$\theta_0$ [ $^{\circ}$ ]	53	53	53	15
Densidade	$\rho_0$ [ $\text{g cm}^{-3}$ ]	6,e-10	<sup>b</sup>	1,2e-10	<sup>c</sup>
Raio Interno do Vento de Disco	$R_{di}$ [ $R_*$ ]	2,0	2,0	2,8	1.8
Raio Externo do Vento de Disco	$R_{do}$ [ $R_*$ ]	10,0	10,0	10,0	10.0
Temperatura Máxima do vento	$T_{wind}$ [K]	11200	11400	9600	9400

<sup>a</sup> Parâmetros Variáveis. <sup>b</sup> Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 7,0\text{e-}8 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 1,7\text{e-}10 \text{ g cm}^{-3}$ . Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 3,0\text{e-}8 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 7,8\text{e-}11 \text{ g cm}^{-3}$ . Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 6,0\text{e-}9 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 6,0\text{e-}11 \text{ g cm}^{-3}$ . <sup>c</sup> Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 1,0\text{e-}6 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 9,0\text{e-}10 \text{ g cm}^{-3}$ . Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 1,0\text{e-}8 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 2,8\text{e-}11 \text{ g cm}^{-3}$ . Para o modelo com  $\dot{M}_{loss} = 6,0\text{e-}7 M_{\odot}\text{ano}^{-1}$ ,  $\rho_0 = 3,5\text{e-}10 \text{ g cm}^{-3}$ .

para ETTCs, em torno de  $\sim 4 \times 10^{-11} \text{g cm}^{-3}$  para taxas de perda de massa em torno de  $10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ . [Drew et al. \(1998\)](#) modelaram ejeções em sistemas HBes massivos ( $M_{*} = 10 M_{\odot}$ ) e obtiveram densidades de  $\rho_0 = 10^{-8} \text{g cm}^{-3}$ , para uma taxa de perda de massa de  $10^{-7} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ . Mais recentemente, [Turner et al. \(2014\)](#) modelaram atmosferas de discos em sistemas HAeBes com perfis de densidade que variaram de  $10^{-9}$  a  $10^{-14} \text{g cm}^{-3}$ .

Como pode ser visto na Fig. 4.33, um vento de disco denso ( $\rho_0 \sim 6 \times 10^{-10} \text{g cm}^{-3}$ ) é capaz de reproduzir a maior parte da emissão do perfil de  $H\alpha$  observado de Mon-000392. Os parâmetros usados nos cálculos destes modelos estão listados na Tab. 4.6. O vento de disco pode ser formado em uma faixa extensa no disco, cobrindo assim uma região de emissão maior do que a magnetosfera. Portanto, é esperado que a variações dos perfis provenientes do vento ocorram em uma escala de tempo mais longa do que a velocidade de rotação da estrela, como é observado nos perfis de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392. Para que haja formação de ventos de disco densos é necessário que o sistema possua altas taxas de perda de massa, característica típicas estrelas Herbig Be, como Mon-000392. Nosso melhor modelo de SED do sistema Mon-000392, discutido no Cap. 3, incluiu um envelope de poeira para reproduzir o forte excesso de infravermelho observado. Isso indica a presença de uma estrutura em grande escala ao redor do objeto central que também poderia estar associada a um vento denso. Dada a baixa incidência de observação de campos magnéticos fortes em estrelas Herbig Be [Hubrig et al. \(2013\)](#); [Alecian et al. \(2013b\)](#) e os argumentos acima, sugerimos que a maior parte da emissão de  $H\alpha$  da Mon-000392 é proveniente de um vento de disco denso. O melhor modelo de linha de  $H\alpha$  corresponde a um valor moderado inclinação do sistema em relação à nossa linha de visada ( $i = 40 - 55^{\circ}$ ), que concorda com a inclinação de  $i \sim 51^{\circ}$  obtida na Seção 4.3. Porém, [Strom et al. \(1972b\)](#); [Sitko et al. \(1984\)](#); [Rydgren & Vrba \(1987\)](#) sugeriram que esse sistema é visto com alta inclinação devido à sua forte emissão no infravermelho observada na SED.

Campos magnéticos são necessários para a formação do vento de disco e da acreção magnetosférica ([Blandford & Payne 1982](#)). Supondo a presença de ventos magnetizados, é razoável supor que uma magnetosfera estelar também possa estar presente dentro do raio de truncamento do disco. O campo magnético necessário para que o cenário de acreção magnetosférica ocorra pode ser estimado usando a relação entre o raio de truncamento do

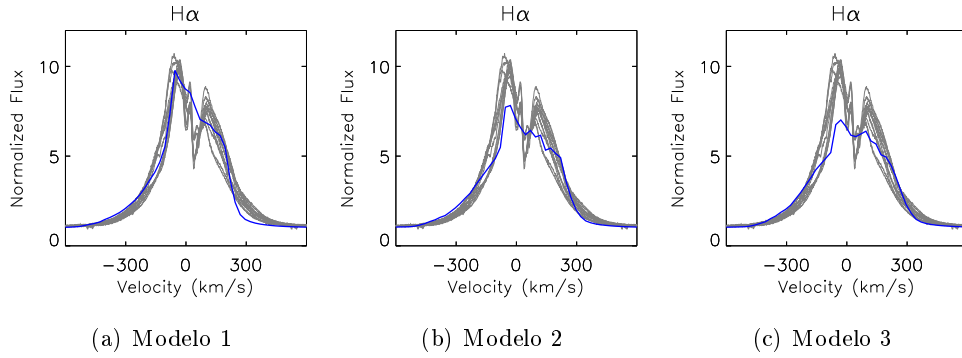


Figura 4.33: Perfis da linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000392. Os perfis observados são mostrados em cinza. As linhas azuis correspondem aos perfis de linha teóricos. Os modelos 1, 2 e 3 são modelos de vento de disco densos e os parâmetros de cada modelo são listados na Tab. 4.6.

Tabela 4.6: Modelos de vento de disco calculados com os parâmetros estelares do sistema Mon-000392. Os modelos 1, 2 e 3 correspondem às Figs. 4.33a, 4.33b and 4.33c.

Parâmetros	Melhores Modelos		
	1	2	3
$M_*$ [ $M_\odot$ ]	3,2	3,2	3,2
$R_*$ [ $R_\odot$ ]	2,15	2,15	2,15
$i$ [ $^\circ$ ]	40	51	55
$R_{di}$ [ $R_*$ ]	2,00	1,90	2,00
$R_{do}$ [ $R_*$ ]	10,00	10,00	10,00
$\vartheta_0$ [ $^\circ$ ]	53	53	53
$\rho$ [ $\text{g cm}^{-3}$ ]	6,0e-10	5,9e-10	6,0e-10
$T_{wind}$ [K]	11600	11600	11600
$\dot{M}_{loss}$ [ $M_\odot \text{ano}^{-1}$ ]	6,0e-8	6,3e-8	6,0e-8

disco e parâmetros estelares, derivada por [Bessolaz et al. \(2008\)](#):

$$r_{mi}(R_*) = 2m_s^{2/7} B_*^{4/7} \dot{M}_{acc}^{-2/7} M_*^{-1/7} R_*^{5/7}, \quad (4.10)$$

em que  $m_s \sim 1$  é o número de Mach<sup>2</sup> e  $B_*$  é a componente dipolar do campo magnético estelar. O raio de truncamento do disco,  $r_{mi}$ , e a taxa de acreção de massa  $\dot{M}_{acc}$  de cada sistema foram obtidos a partir do modelo da linha de H $\alpha$ . A massa estelar,  $M_*$  e raio estelar,  $R_*$ , de Mon-00392 estão listados em Tab. 4.3. O campo magnético dipolar necessário para sustentar uma magnetosfera que atinja o raio de corotação no sistema Mon-000392 é  $B_* \sim 1200$  G, obtido usando  $R_T \sim 2,0 R_\odot$  e  $\dot{M}_{acc} \sim 6,0 \times 10^{-7} M_\odot \text{ano}^{-1}$ . No entanto, a maioria das estrelas Herbig Be apresenta campos magnéticos detectados abaixo de 300 G ([Wade et al. 2007](#); [Hubrig et al. 2009, 2011a](#); [Alecian et al. 2013b](#); [Hubrig et al. 2013](#)). Assim, decidimos não levar em consideração a contribuição magnetosférica para o perfil da linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000392.

Nosso segundo sistema, Mon-000631, apresenta perfis de H $\alpha$  que mostram variações significativas na intensidade e morfologia em uma escala de tempo de dias (Fig. 4.16), diferente do sistema Mon-000392 (Fig. 4.15). Nos perfis mais intensos não são observadas absorções, e as absorções desviadas para o azul tornam-se visíveis à medida que a intensidade da emissão diminui.

A Fig. 4.32 ilustra os melhores modelos da linha de H $\alpha$  calculados com apenas a componente de vento de disco, com seus respectivos parâmetros mostrados na Tab. 4.7. Usando um modelo apenas de vento de disco, não foi possível reproduzir as principais características dos perfis de H $\alpha$  observados do sistema Mon-000631. Os modelos 1 e 2 (Fig. 4.34a e b) mostram intensidades que são semelhantes apenas aos perfis menos intensos observados e os perfis teóricos não apresentam absorções desviadas para o azul. Esse resultado indica que os perfis de H $\alpha$  observados devem ser formados em uma outra região, além de um vento de disco, que pode ser associada à região magnetosférica. Por esse motivo, decidimos computar modelos híbridos que calculam consistentemente as componentes da magnetosfera e do vento de disco. Vale ressaltar que a rotação não está implementada nos cálculos da magnetosfera da nossa versão do código *CV* e a inclusão da rotação nos cálculos

---

<sup>2</sup>Razão entre a velocidade da partícula que se desloca em um meio fluido e a velocidade do som nesse meio.

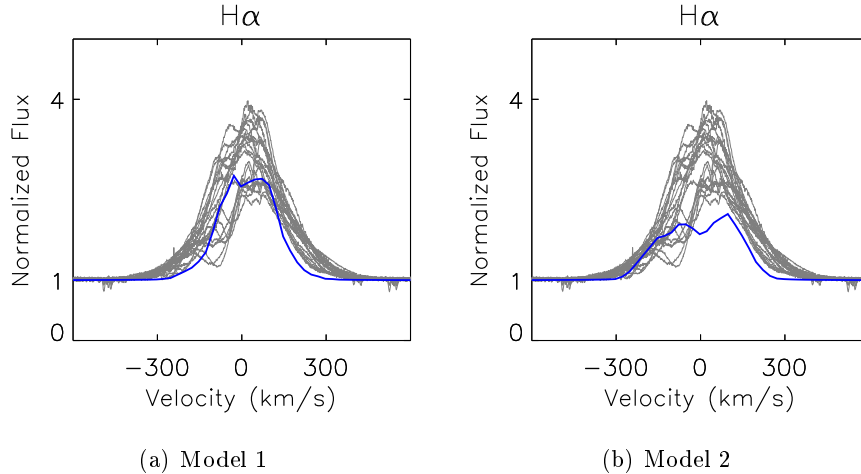


Figura 4.34: Perfis da linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000631. Os perfis observados são mostrados em cinza. Os dois modelos com apenas a componente de vento de disco (linhas azuis) foram calculadas com os parâmetros listados na Tab. 4.7.

magnetosféricos tenderia a produzir perfis com picos menos centrais, como mostrado em Muzerolle et al. (2001). Com o modelo híbrido (magnetosfera + vento de disco) obtivemos uma melhor concordância com os perfis de H $\alpha$  observados, como mostrado na Fig. 4.35. O cálculo desse modelo foi realizado com os parâmetros listados na Tab. 4.8 e os resultados apontam para uma significativa contribuição de uma magnetosfera no sistema Mon-000631. A intensidade do campo magnético estelar que corresponde à magnetosfera usada no modelo híbrido, de acordo com a Eq. 4.10 e os parâmetros listados em Tab. 4.8, é de 519 G. Foram detectados campos magnéticos em torno de 1 kG através de espectropolarimetria em sistemas HAe (Hubrig et al. 2013), dando suporte aos resultados do nosso modelo. A inclinação do sistema de  $i \sim 79^\circ$  calculada na Sec. 4.3 concorda com as inclinações obtidas com o modelo híbrido ( $i = 77^\circ$ ) e com o modelo de vento de disco ( $i = 75 - 85^\circ$ ).

Embora a rotação seja importante e deva ser levada em consideração na contribuição magnetosférica, Muzerolle et al. (2004), que modelaram sistemas jovens com rápida rotação dentro do cenário de acreção magnetosférica, mostraram que, à medida que  $v \sin i$  aumenta, o raio da corotação diminui ( $v \sin i$  de 140 e 215  $\text{km s}^{-1}$  correspondem a  $R_{cor}$  de 2,1 e 1,6  $R_*$ , respectivamente), o que leva a pequenas magnetosferas e perfis de H $\alpha$  que diferem dos comumente observados. Eles sugeriram que a geometria do campo magnético dos sistemas HAeBes pode ser diferente das ETTSs e, portanto, a geometria dipolar simples, como a usada em nossos modelos e na maioria dos modelos de acreção magnetosférica na literatura,

Tabela 4.7: Conjunto dos parâmetros dos melhores modelos do perfil de linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000631 com o modelo híbrido (magnetosfera e vento de disco). Os modelos 1 e 2 correspondem às Figs. 4.34a e 4.34b

Parâmetros	Melhores Modelos	
	1	2
$M_*$ [ $M_\odot$ ]	2,3	2,3
$R_*$ [ $R_\odot$ ]	2,9	2,9
$i$ [ $^\circ$ ]	85	75
$R_{di}$ [ $R_*$ ]	1,8	2,8
$R_{do}$ [ $R_*$ ]	10,00	10,00
$\vartheta_0$ [ $^\circ$ ]	14,57	33,42
$\rho$ [ $\text{g cm}^{-3}$ ]	7,8e-11	1,2e-10
$T_{wind}$ [K]	9200	9600
$\dot{M}_{lost}$ [ $M_\odot \text{ano}^{-1}$ ]	3,0e-8	3,0e-8

Tabela 4.8: Parâmetros do melhor modelo do código *CV* para a linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000631 com o modelo híbrido (magnetosfera e vento de disco)

Parâmetros	Valores
$M_*$ [ $M_\odot$ ]	2,3
$R_*$ [ $R_\odot$ ]	2,9
$i$ [ $^\circ$ ]	77
$R_{mi}$ [ $R_*$ ]	2,0
$R_{mo}$ [ $R_*$ ]	2,45
$R_{di}$ [ $R_*$ ]	2,50
$R_{do}$ [ $R_*$ ]	10,00
$\vartheta_0$ [ $^\circ$ ]	31,80
$\rho$ [ $\text{g cm}^{-3}$ ]	1,1e-10
$T_{mag}$ [K]	8200
$T_{wind}$ [K]	8900
$\dot{M}_{acc}$ [ $M_\odot \text{ano}^{-1}$ ]	2,8e-7
$\dot{M}_{lost}$ [ $M_\odot \text{ano}^{-1}$ ]	2,8e-8

pode não se adequada para calcular perfis de linha em sistemas de massa intermediária. A implementação de uma geometria mais complexa do campo magnético no código *CV* está além do escopo da presente análise.

A matriz de autocorrelação da linha de H $\alpha$  do sistema Mon-000631 (Seção 4.5) mostra uma anti-correlação entre as asas vermelha e azul da linha. Essa anti-correlação pode ser devido a uma contribuição da magnetosfera para a asa vermelha, enquanto o vento de disco contribui mais para a intensidade da asa azul (Fig. 4.34). A linha de H $\alpha$  de Mon-000631 poderia, portanto, ter contribuições importantes de duas regiões circunstelares diferentes, a magnetosfera e o vento, dando suporte aos nossos modelos híbridos apresentados na Fig. 4.34.

Há evidências na literatura que dão suporte para o cenário de magneto-acreção proposto para o sistema Mon-000631. Garcia Lopez et al. (2006) calcularam taxas de acreção de massa para uma amostra de 36 estrelas HAe a partir da análise da luminosidade da linha Br $\gamma$  e

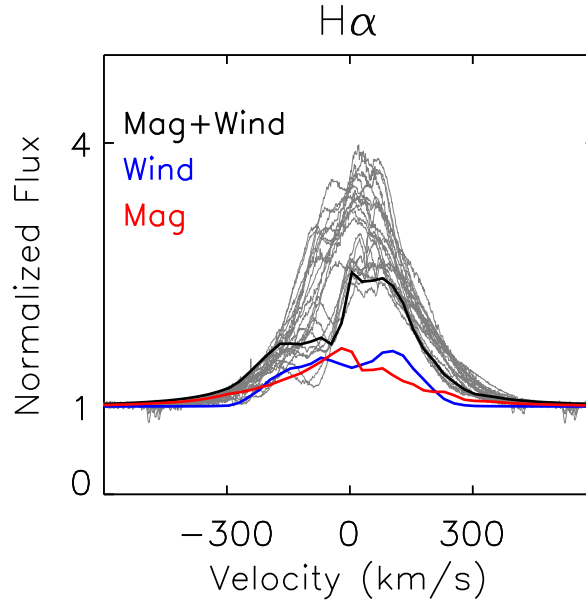


Figura 4.35: Perfil de linha de  $H\alpha$  do sistema Mon-000631 computado com o modelo híbrido. Os perfis observados são mostrados em cinza. O modelo de vento de disco é representado por uma linha azul, a contribuição magnetosférica é mostrada como uma linha vermelha e o perfil híbrido resultante é mostrado em preto. Os parâmetros usados nos cálculos estão listados na Tab. 4.8.

mostraram que 80% de sua amostra apresentava evidências de acreção do disco circunstelar com taxas de acreção de massa na faixa  $3 \times 10^{-9} \lesssim \dot{M}_{acc} \lesssim 10^{-6} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ . Muzerolle et al. (2004) analisaram o sistema H Ae UX Ori (Tipo espectral A2;  $M_{*} = 3 M_{\odot}$ ;  $R_{*} = 3 R_{\odot}$ ;  $70 < v \sin i < 140 \text{ km s}^{-1}$ ;  $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ ;  $i = 75^{\circ}$ ) e mostraram que o modelo de acreção magnetosférica conseguia reproduzir os perfis de linha de emissão observados, indicando que pelo menos algumas estrelas H Ae podem apresentar acreção magnetosférica. Rousselet-Perraut et al. (2010) reproduziram o perfil  $H\alpha$  do sistema AB Aur com um modelo híbrido de magnetosfera e vento. Mendigutía et al. (2017) analisaram dois sistemas HAes e foram capazes de modelar a linha de  $H\alpha$  da estrela HD 179218 com um código que considera magneto-acreção, porém eles não conseguiram reproduzir os perfis de  $H\alpha$  da estrela HD 141569 devido à sua alta velocidade de rotação ( $v \sin i \sim 258 \text{ km s}^{-1}$ ).

Acreção e ejeção de material circunstelar nos sistemas jovens são processos complexos, que dependem da interação estrela-disco, da estrutura dos campos magnéticos das estrelas e do disco, de propriedades do disco de acreção e da taxa de acreção de massa, dentre muitos outros parâmetros (Romanova et al. 2003, 2004; Romanova & Owocki 2015). Considerando as limitações do modelo  $CV$  e a complexidade dos processos de interação estrela-disco,

conseguimos reproduzir razoavelmente os perfis de linha de  $H\alpha$  do sistema Mon-000392 com apenas a componente de vento de disco. No entanto, com apenas a componente de vento de disco, não reproduzimos o perfil de linha de  $H\alpha$  observado do sistema Mon-000631. Um modelo híbrido que consistentemente leva em conta a contribuição de uma magnetosfera e um vento de disco resultou em perfis de linha que correspondem melhor às observações, com a ressalva de que a magnetosfera no nosso modelo não tem rotação.

## Capítulo 5

# Discussões e Conclusões

Analizamos dois sistemas Ae/Be de Herbig com idades similares e estruturas internas diferentes, conforme mostrado no diagrama HR da Fig. 3.1. Mon-000392 é um sistema Be de Herbig e Mon-000631 é um sistema Ae de Herbig que apresentam excesso substancial de fluxo no infravermelho, como pode ser observado em suas respectivas SEDs (Fig. 3.2), mostrando que esses sistemas ainda estão cercados por uma quantidade significativa de material circunstelar que pode ser acregado. Estudamos a interação estrela-disco através da dinâmica dos processos de acreção e ejeção de material circunstelar nos dois sistemas.

Modelos de acreção magnetosférica são amplamente aceitos para descrever a interação estrela-disco e o processo de acreção nas ETTSs, mas ainda não está claro como ocorre esse processo nos sistemas HAeBes. Os modelos de acreção magnetosférica são baseados na suposição de que o campo magnético estelar é forte o suficiente para truncar o disco interno e controlar o processo de acreção do disco para a estrela. Os campos magnéticos também seriam responsáveis pelas ejeções controladas magneticamente na forma de ventos de disco.

A geração de campos magnéticos nos sistemas HAeBes ainda não é entendida. Em estrelas de baixa massa, os campos magnéticos podem ser gerados continuamente devido aos grandes movimentos do plasma no envelope convectivo (Alecian 2014). No entanto, os

sistemas HAeBes não apresentam envelopes convectivos e apenas alguns sistemas tiveram seus campos magnéticos medidos até o momento.

[Alecian \(2014\)](#) propôs dois possíveis cenários para a origem dos campos magnéticos nas estrelas HAeBes. O primeiro supõe que os campos magnéticos das nuvens moleculares que originaram as estrelas foram mantidos durante a formação estelar, tornando-se campos magnéticos em grande escala e decaindo lentamente com o tempo. O segundo cenário propõe um campo magnético gerado durante as primeiras fases convectivas pelas quais os sistemas HAeBes passam. A teoria do campo fóssil é compatível com os campos magnéticos observados, tanto em relação à topologia quanto às intensidades medidas nos poucos sistemas HAeBes magnéticos ([Braithwaite & Spruit 2017](#)). Uma alternativa para a origem do campo magnético em estrelas radiativas foi proposta por [Ferrario et al. \(2009\)](#), na qual o campo fóssil de uma única estrela pode ser o resultado de processos de fusão que gerariam uma rotação diferencial e, assim, amplificariam o campo magnético original. [Schneider et al. \(2019\)](#), por meio de simulações MHD em 3D, mostraram que a fusão de duas estrelas massivas ( $>1,5 M_{\odot}$ ) podem gerar campos magnéticos fortes e concluíram que fusões estelares são um mecanismo viável para a origem de campos magnéticos nas estrelas Ap. Recentemente, [Guerrero et al. \(2019\)](#) investigaram, através de simulações de MHD, a evolução dos campos magnéticos internos em estrelas radiativas. Eles analisaram a possibilidade de que oscilações devido à instabilidade de Taylor, juntamente com rotação diferencial poderiam sustentar um dínamo e explicar as observações de campos magnéticos nos sistemas Ap/Bp. A ocorrência de campos magnéticos nas estrelas HAeBes permanece, portanto, uma possibilidade, pelo menos teoricamente.

Além das incertezas na geração e manutenção de um campo magnético nas estrelas HAeBes, as medições desses campos também permanecem difíceis devido aos altos valores de velocidade de rotação e um número inferior de linhas fotosféricas em seus espectros, em comparação com as estrelas T Tauri. [Villebrun et al. \(2019\)](#), por exemplo, analisaram dados espectropolarimétricos de uma amostra de 38 estrelas de massa intermediária e só obtiveram detecções confiáveis de campos magnéticos para estrelas com  $v \sin i < 80 \text{ km s}^{-1}$ , usando o espectropolarímetro ESPaDOnS ( $R \sim 67,000$ ). Esse resultado mostra a dificuldade de detectar campos magnéticos em estrelas em rápida rotação, como os sistemas HAeBes que analisamos, que apresentam  $v \sin i > 100 \text{ km s}^{-1}$ .

Supondo que pelo menos alguns sistemas HAeBes sejam capazes de sustentar um campo magnético e acretar seu disco circunstelar via magnetosfera, esperaríamos ver assinaturas de acreção nos espectros desses sistemas. As absorções desviadas para o vermelho que se encontram abaixo do contínuo são um dos indicadores de acreção magnetosférica e são produzidas por gás acelerado em alta velocidade dentro dos funis de acreção. Essas absorções estão frequentemente presentes nos espectros das ETTSs e são particularmente comuns em sistemas vistos em alta inclinação em relação à nossa linha de visada, pois nessa geometria nosso ângulo de visão atravessa uma grande fração da coluna de acreção. Em vários de nossos espectros do sistema Mon-000631, a linha de  $H\beta$  apresenta absorção desviada para o vermelho abaixo do contínuo, como esperado nos modelos de acreção magnetosférica, e esse sistema HAe é visto em alta inclinação de acordo com nossos cálculos. Não vemos absorções desviadas para o vermelho abaixo do contínuo nos espectros das linhas  $H\alpha$  nos sistemas analisados, mas isso não descarta o cenário de acreção magnetosférica. De acordo com [Kurosawa & Romanova \(2013\)](#), que calcularam os perfis de linhas de hidrogênio ( $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $Pa\beta$  e  $Br\gamma$ ) em função da fase rotação das ETTSs, absorções desviadas para o vermelho são mais comuns em linhas de hidrogênio menos intensas, como  $H\gamma$ ,  $H\delta$ ,  $Pa\beta$  e  $Br\gamma$  do que em  $H\alpha$  e  $H\beta$ .

As estrelas T Tauri clássicas normalmente apresentam perfis de linha de emissão altamente variáveis devido à rotação da região assimétrica do fluxo de acreção. Comparando os sistemas ETTSs e HAes, [Costigan et al. \(2014\)](#) mostraram que a escala de tempo de variabilidade típica das linhas de  $H\alpha$  nas ETTSs e HAes são semelhantes, da ordem de dias, sugerindo que a acreção ocorre da mesma maneira nas duas classes de objetos. [Mendigutía et al. \(2011b\)](#) analisaram a variabilidade das linhas circunstelares de uma amostra de 38 estrelas HAeBes e mostraram que a linha de  $H\alpha$  nos sistemas HBes tende a apresentar perfis estáveis com absorções desviadas para o azul, indicando uma possível origem do vento para a linha, enquanto sistemas HAes mostraram perfis  $H\alpha$  com variabilidade significativa e geralmente com componentes de absorção desviadas para o vermelho, apontando para uma origem de acreção magnetosférica para a linha. Nossos dados, em geral, concordam com esses resultados, já que o sistema HAe Mon-000631 apresenta variabilidade considerável na linha de  $H\alpha$  em uma escala de tempo de dias (Fig. 4.16) e absorções desviadas para o vermelho abaixo do contínuo na linha de  $H\beta$ , enquanto Mon-000392, um sistema HBe, mostra perfis

de  $H\alpha$  muito mais estáveis na mesma escala de tempo (Fig. 4.15).

Tendo em conta todos os argumentos acima, não há fortes evidências de que o sistema Mon-000392 esteja acreitando seu material circunstelar via magnetosfera, já que os perfis de linha da série de Balmer são bastante estáveis em uma escala de tempo de dias. Além disso, não há uma presença sistemática de absorções desviadas para o vermelho nos espectros observados. A matriz de correlação da linha de  $H\alpha$  indica que um único processo domina a região de emissão da linha e, de acordo com nossos modelos de linha de  $H\alpha$ , sugerimos que essa linha origina-se em um vento de disco denso. Nosso melhor modelo indica que esses sistema é visto em inclinações moderadas ( $i = 40 - 55^\circ$ ) e apresenta uma grande taxa de acreção de massa ( $\sim 6,0 \times 10^{-7} M_\odot \text{ano}^{-1}$ ).

Mon-000631, por outro lado, mostra evidências de acreção magnetosférica, como grande variabilidade da linha de emissão, e apresenta absorções desviadas para o vermelho em altas velocidades. As matrizes de correlação indicam que regiões distintas estão presentes na formação das linhas da série de Balmer desse sistema. Além disso, não fomos capazes de reproduzir as principais características da linha de  $H\alpha$  observada desse sistema usando um modelo com apenas a componente do vento de disco. Sugerimos que a linha de  $H\alpha$  desse sistema seja proveniente de uma magnetosfera e de um vento de disco, com base em nossos cálculos preliminares de um modelo híbrido que não inclui rotação na magnetosfera. Mon-000631 é, portanto, uma estrela HAe candidata a apresentar um campo magnético estelar forte o suficiente para sustentar a acreção magnetosférica.

Nossos resultados reforçam a ideia de que os sistemas Aes de Herbig podem acreitar seu material circunstelar através de uma magnetosfera, enquanto um mecanismo diferente governa a acreção nos sistemas de massas mais altas. Para obtermos conclusões mais sólidas em relação aos mecanismos de acreção e ejeção de material circunstelar nos sistemas jovens de massa intermediária é necessária uma análise detalhada da variabilidade das linhas espectrais e dos indícios do processo de acreção em um grande número de estrelas da Pré-Sequência Principal de diferentes tipos espectrais.

## Capítulo 6

# Perspectivas

Como demonstrado nas seções anteriores, a rotação é um parâmetro importante a ser levado em consideração na modelagem de perfis de linha de sistemas HAeBes, pois são sistemas, geralmente, rotores rápidos. O código *CV*, utilizado neste trabalho, foi originalmente desenvolvido para ETTCs, que normalmente giram lentamente, não se fazendo necessária a inclusão da rotação na magnetosfera. Pretende-se implementar ao código *CV* modelos de atmosfera que levam em conta o parâmetro  $v \sin i$  para ser possível analisar magnetosferas com rotação. A partir desta implementação, será possível criar um catálogo de perfis de H $\alpha$  teóricos para sistemas jovens com diferentes faixas de parâmetros (e.g., massa, raio, campo magnético, inclinação, taxa de acreção de massa, temperatura efetiva). Após a modelagem, será possível caracterizar espectros observacionais de sistemas jovens distintos.

# Referências Bibliográficas

- Ababakr, K. M., Fairlamb, J. R., Oudmaijer, R. D., & van den Ancker, M. E. 2015, MNRAS, 452, 2566
- Adams, F. C. 1989, in ESA Special Publication, Vol. 290, Infrared Spectroscopy in Astronomy, ed. E. Böhm-Vitense
- Affer, L., Micela, G., Favata, F., Flaccomio, E., & Bouvier, J. 2013, MNRAS, 430, 1433
- Alecian, E. 2014, in Mathys, Gautier and Griffin, Elizabeth R. and Kochukhov, Oleg and Monier, Richard and Wahlgren, Glenn M, ed. E. Putting A Stars into Context: Evolution & R. Stars, 84–92
- Alecian, E., Neiner, C., Mathis, S., et al. 2013a, A&A, 549, L8
- Alecian, E., Villebrun, F., Grunhut, J., et al. 2017, ArXiv e-prints
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2009, MNRAS, 400, 354
- Alecian, E., Wade, G. A., Catala, C., et al. 2013b, MNRAS, 429, 1001
- Alencar, S. H. P., Basri, G., Hartmann, L., & Calvet, N. 2005, A&A, 440, 595
- Alencar, S. H. P. & Batalha, C. 2002, ApJ, 571, 378
- Alencar, S. H. P., Teixeira, P. S., Guimarães, M. M., et al. 2010, A&A, 519, A88
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, AJ, 99, 924
- Bessolaz, N., Zanni, C., Ferreira, J., Keppens, R., & Bouvier, J. 2008, A&A, 478, 155
- Beuther, H. 2007, arXiv e-prints, arXiv:0712.1109
- Bhatt, H. C. & Sagar, R. 1992, A&A, 92, 473

- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Boehler, Y., Ricci, L., Weaver, E., et al. 2018, *ApJ*, 853, 162
- Boehler, Y., Weaver, E., Isella, A., et al. 2017, *ApJ*, 840, 60
- Boehm, T. & Catala, C. 1995, *A&A*, 301, 155
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479
- Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *A&A*, 349, 619
- Braithwaite, J. & Spruit, H. C. 2017, *Royal Society Open Science*, 4, 160271
- Breger, M. 1972, *ApJ*, 171, 539
- Breger, M. 1974, *ApJ*, 188, 53
- Brooke, T. Y., Tokunaga, A. T., & Strom, S. E. 1993, *AJ*, 106, 656
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1990, *ApJ*, 354, 687
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, *New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres*
- Catala, C., Alecian, E., Donati, J.-F., et al. 2007, *A&A*, 462, 293
- Cauley, P. W. 2014, PhD thesis, Rice University
- Cauley, P. W. & Johns-Krull, C. M. 2014, *ApJ*, 797, 112
- Cauley, P. W. & Johns-Krull, C. M. 2015, *ApJ*, 810, 5
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Clarke, A. J., Oudmaijer, R. D., & Lumsden, S. L. 2005, *MNRAS*, 363, 1111
- Cody, A. M., Stauffer, J., Baglin, A., et al. 2014, *AJ*, 147, 82
- Cody, A. M., Stauffer, J. R., Micela, G., Baglin, A., & CSI 2264 Team. 2013, *AN*, 334, 63
- Corcoran, M. & Ray, T. P. 1998, *A&A*, 331, 147
- Costigan, G., Vink, J. S., Scholz, A., Ray, T., & Testi, L. 2014, *MNRAS*, 440, 3444

- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., & Troland, T. H. 2010, *ApJ*, 725, 466
- Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., & Harnden, Jr., F. R. 1994, *ApJ*, 436, 807
- Davis, C. J. 1996, *Daresbury Laboratory: Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra*, 21
- Dekker, H., D’Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in *SPIE*, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 534–545
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Drew, J. E., Proga, D., & Stone, J. M. 1998, *MNRAS*, 296, L6
- Dunkin, S. K., Barlow, M. J., & Ryan, S. G. 1997, *MNRAS*, 286, 604
- Esau, C. F., Harries, T. J., & Bouvier, J. 2014, *MNRAS*, 443, 1022
- Fairlamb, J. R., Oudmaijer, R. D., Mendigutía, I., Ilee, J. D., & van den Ancker, M. E. 2015, *MNRAS*, 453, 976
- Fairlamb, J. R., Oudmaijer, R. D., Mendigutia, I., Ilee, J. D., & van den Ancker, M. E. 2017, *MNRAS*, 464, 4721
- Feldbrugge, P. T. M. & van Genderen, A. M. 1991, *A&AS*, 91, 209
- Ferrario, L., Pringle, J. E., Tout, C. A., & Wickramasinghe, D. T. 2009, *MNRAS*, 400, L71
- Finkenzeller, U. & Mundt, R. 1984, *A&AS*, 55, 109
- Flaccomio, E., Micela, G., & Sciortino, S. 2006, *A&A*, 455, 903
- Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., et al. 1999a, *A&A*, 345, 521
- Flaccomio, E., Micela, G., Sciortino, S., et al. 1999b, *VizieR Online Data Catalog*, 334
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Bachiller, R., Rodríguez-Franco, A., & Palla, F. 2002, *A&A*, 387, 977

- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016, *A&A*, 595, A1
- García López, R., Natta, A., Testi, L., & Habart, E. 2006, *A&A*, 459, 837
- Garrison, Jr., L. M. 1978, *ApJ*, 224, 535
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJ*, 523, L151
- Gregory, S. G., Donati, J.-F., Morin, J., et al. 2012, *ApJ*, 755, 97
- Guerrero, G., Del Sordo, F., Bonanno, A., & Smolarkiewicz, P. K. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1909.02897
- Guimarães, M. M. 2004, dissertation, UFMG
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C., & Calvet, N. 1998, *ApJ*, 492, 323
- Hamaguchi, K., Yamauchi, S., & Koyama, K. 2005, *ApJ*, 618, 360
- Hamann, F. & Persson, S. E. 1992, *ApJS*, 82, 285
- Hartmann, L. 2000, *Accretion processes in star formation*, Vol. 32 (Cambridge University Press)
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *ARA&A*, 54, 135
- Hartmann, L. & Kenyon, S. J. 1987, *ApJ*, 322, 393
- Herbig, G. H. 1954, *ApJ*, 119, 483
- Herbig, G. H. 1960, *ApJS*, 4, 337
- Hernández, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Berlind, P. 2004, *AJ*, 127, 1682
- Hillenbrand, L. A. 1995, PhD thesis, University of Massachusetts
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, *ApJ*, 397, 613
- Horne, J. H. & Baliunas, S. L. 1986, *ApJ*, 302, 757
- Hubrig, S., Carroll, T. A., Schöller, M., & Ilyin, I. 2015, *MNRAS*, 449, L118

- Hubrig, S., Ilyin, I., Briquet, M., et al. 2011a, *A&A*, 531, L20
- Hubrig, S., Ilyin, I., Schöller, M., & Lo Curto, G. 2013, *AN*, 334, 1093
- Hubrig, S., Mikulášek, Z., González, J. F., et al. 2011b, *A&A*, 525, L4
- Hubrig, S., Pogodin, M. A., Yudin, R. V., Schöller, M., & Schnerr, R. S. 2007, *A&A*, 463, 1039
- Hubrig, S., Stelzer, B., Schöller, M., et al. 2009, *A&A*, 502, 283
- Hussain, G. A. J., Collier Cameron, A., Jardine, M. M., et al. 2009, *MNRAS*, 398, 189
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., et al. 2013, *ApJ*, 767, 112
- Järvinen, S. P., Hubrig, S., Mathys, G., et al. 2020, *MNRAS*, 499, 2734
- Jeans, J. H. 1902, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199, 1
- Jeans, J. H. 1928, *Astronomy and cosmogony*
- Jijina, J. 1999, PhD thesis, THE UNIVERSITY OF MICHIGAN
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995a, *AJ*, 109, 2800
- Johns, C. M. & Basri, G. 1995b, *ApJ*, 449, 341
- Johns-Krull, C. M., Valenti, J. A., & Koresko, C. 1999, *ApJ*, 516, 900
- Kearns, K. E. & Herbst, W. 1998, *AJ*, 116, 261
- Klaassen, P. D., Juhasz, A., Mathews, G. S., et al. 2013, *A&A*, 555, A73
- Kochukhov. 2007, *Synth3 (Physics of Magnetic Stars)*
- Koenigl, A. 1991, *apjl*, 370, L39
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Hillenbrand, L. A., & Martinache, F. 2012, *ApJ*, 745, 19
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2005, *MNRAS*, 358, 671
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2006, *MNRAS*, 370, 580

- Kurosawa, R. & Romanova, M. M. 2013, *MNRAS*, 431, 2673
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 299–326
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Lamm, M. H., Bailer-Jones, C. A. L., Mundt, R., Herbst, W., & Scholz, A. 2004, *A&A*, 417, 557
- Lauroesch, J. T. & Meyer, D. M. 2003, *ApJ*, 591, L123
- Lima, G. H. R. A. 2010, Tese de doutorado, UFMG
- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *A&A*, 522, A104
- Liu, T., Zhang, H., Wu, Y., Qin, S.-L., & Miller, M. 2011, *ApJ*, 734, 22
- Luri, X., Brown, A. G. A., Sarro, L. M., et al. 2018, *A&A*, 616, A9
- Makidon, R. B., Rebull, L. M., Strom, S. E., Adams, M. T., & Patten, B. M. 2004, *AJ*, 127, 2228
- Manoj, P., Bhatt, H. C., Maheswar, G., & Muneer, S. 2006, *ApJ*, 653, 657
- Marques, J. P., Goupil, M. J., Lebreton, Y., et al. 2013, *A&A*, 549, A74
- McGinnis, P., Dougados, C., Alencar, S. H. P., Bouvier, J., & Cabrit, S. 2018, *A&A*, 620, A87
- McNamara, B. J. 1976, *AJ*, 81, 845
- Mendigutía, I., Calvet, N., Montesinos, B., et al. 2011a, *A&A*, 535, A99
- Mendigutía, I., Eiroa, C., Montesinos, B., et al. 2011b, *A&A*, 529, A34
- Mendigutía, I., Mora, A., Montesinos, B., et al. 2012, *A&A*, 543, A59
- Mendigutía, I., Oudmaiijer, R. D., Mourard, D., & Muzerolle, J. 2017, *MNRAS*, 464, 1984

- Mendoza V., E. E. & Gomez, T. 1980, MNRAS, 190, 623
- Mihalas, D. & Weibel-Mihalas, B. 1999, Foundations of radiation hydrodynamics (Courier Dover Publications)
- Morel, P. & Lebreton, Y. 2008, Ap&SS, 316, 61
- Moura, T. C. 2014, dissertation, UFMG
- Munari, U., Sordo, R., Castelli, F., & Zwitter, T. 2005, A&A, 442, 1127
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, ApJ, 550, 944
- Muzerolle, J., D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2004, ApJ, 617, 406
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998, AJ, 116, 455
- Myers, P. C., Dame, T. M., Thaddeus, P., et al. 1986, ApJ, 301, 398
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, A&A, 371, 186
- Neri, L. J., Chavarria-K., C., & de Lara, E. 1993, A&AS, 102, 201
- Oliveira, J. M., Foing, B. H., van Loon, J. T., & Unruh, Y. C. 2000, A&A, 362, 615
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1992, ApJ, 392, 667
- Park, B.-G., Sung, H., Bessell, M. S., & Kang, Y. H. 2000, AJ, 120, 894
- Paunzen, E., Handler, G., Weiss, W. W., et al. 2002, A&A, 392, 515
- Pecaut, M. J. & Mamajek, E. E. 2013, APJS, 208, 9
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, ApJ, 394, 117
- Penston, M. V. 1964, The Observatory, 84, 141
- Pérez, M. R., McCollum, B., van den Ancker, M. E., & Joner, M. D. 2008, A&A, 486, 533
- Perez, M. R., The, P. S., & Westerlund, B. E. 1987, PASP, 99, 1050
- Pogodin, M. A., Cahuasqui, J. A., Drake, N. A., et al. 2015, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 494, Physics and Evolution of Magnetic and Related Stars, ed. Y. Y. Balega, I. I. Romanyuk, & D. O. Kudryavtsev, 175

- Poveda, A. 1965, Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya, 4, 15
- Rebull, L. M., Makidon, R. B., Strom, S. E., et al. 2002, *AJ*, 123, 1528
- Reiter, M., Calvet, N., Thanathibodee, T., et al. 2018, *ApJ*, 852, 5
- Robitaille, T. P. 2011, *A&A*, 536, A79
- Robitaille, T. P. 2017, *A&A*, 600, A11
- Romanova, M. M. & Owocki, S. P. 2015, *SSR*, 191, 339
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2004, *ApJ*, 610, 920
- Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Wick, J. V., & Lovelace, R. V. E. 2003, *ApJ*, 595, 1009
- Romanovskaya, A. M., Ryabchikova, T. A., & Shulyak, D. V. 2020, *INASAN Science Reports*, 5, 219
- Rousselet-Perraut, K., Benisty, M., Mourard, D., et al. 2010, *A&A*, 516, L1
- Rowan-Robinson, M. 1979, *ApJ*, 234, 111.
- Ryabchikova, T. & Pakhomov, Y. 2015, *BaltA*, 24, 453
- Rydgren, A. E. 1977, *PASP*, 89, 823
- Rydgren, A. E. & Vrba, F. J. 1987, *PASP*, 99, 482
- Sagar, R. & Joshi, U. C. 1983, *MNRAS*, 205, 747
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Schneider, F. R. N., Ohlmann, S. T., Podsiadlowski, P., et al. 2019, *Nature*, 574, 211
- Schöller, M., Pogodin, M. A., Cahuasquí, J. A., et al. 2016, *A&A*, 592, A50
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23

- Shultz, M., Wade, G. A., Rivinius, T., et al. 2018, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 48, 175
- Sitko, M. L., Simon, T., & Meade, M. R. 1984, *PASP*, 96, 54
- Sobolev, V. V. 1957, *Soviet Astronomy*, 1, 678
- Sousa, A. P., Alencar, S. H. P., Bouvier, J., et al. 2016, *A&A*, 586, A47
- Stelzer, B., Micela, G., Hamaguchi, K., & Schmitt, J. H. M. M. 2006, *A&A*, 457, 223
- Strom, K. M., Strom, S. E., & Yost, J. 1971, *ApJ*, 165, 479
- Strom, S. E. 1972, *PASP*, 84, 745
- Strom, S. E., Edwards, S., & Skrutskie, M. F. 1990, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 9, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. G. Wallerstein, 275–288
- Strom, S. E., Strom, K. M., Brooke, A. L., Bregman, J., & Yost, J. 1972a, *ApJ*, 171, 267
- Strom, S. E., Strom, K. M., Yost, J., Carrasco, L., & Grasdalen, G. 1972b, *ApJ*, 173, 353
- Sung, H., Bessell, M. S., Chun, M.-Y., Karimov, R., & Ibrahimov, M. 2008, *AJ*, 135, 441
- Sung, H., Bessell, M. S., & Lee, S.-W. 1997, *AJ*, 114, 2644
- Sung, H., Stauffer, J. R., & Bessell, M. S. 2009, *AJ*, 138, 1116
- Szeifert, T., Hubrig, S., Schöller, M., et al. 2010, *A&A*, 509, L7
- Testi, L., Palla, F., & Natta, A. 1999, *A&A*, 342, 515
- Testi, L., Palla, F., Prusti, T., Natta, A., & Maltagliati, S. 1997, *A&A*, 320, 159
- The, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Thomas, S. J., van der Bliek, N. S., Rodgers, B., Doppmann, G., & Bouvier, J. 2007, in *IAU Symposium, Vol. 240, Binary Stars as Critical Tools Tests in Contemporary Astrophysics*, ed. W. I. Hartkopf, P. Harmanec, & E. F. Guinan, 250–253
- Tobin, J. J., Hartmann, L., Fűrész, G., Hsu, W.-H., & Mateo, M. 2015, *AJ*, 149, 119

- Turner, N. J., Benisty, M., Dullemond, C. P., & Hirose, S. 2014, *ApJ*, 780, 42
- Valenti, J. A., Fallon, A. A., & Johns-Krull, C. M. 2003, *ApJS*, 147, 305
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Linsky, J. L. 2000, *ApJS*, 129, 399
- Valenti, J. A. & Piskunov, N. 1996, *AApS*, 118, 595
- Vasilevskis, S., Sanders, W. L., & Balz, A. G. A. 1965, *AJ*, 70, 797
- Venuti, L., Bouvier, J., Flaccomio, E., et al. 2014a, *A&A*, 570, A82
- Venuti, L., Bouvier, J., Flaccomio, E., et al. 2014b, *VizieR Online Data Catalog*, 357
- Villebrun, F., Alecian, E., Hussain, G., et al. 2019, *A&A*, 622, A72
- Vink, J. S., Drew, J. E., Harries, T. J., & Oudmaijer, R. D. 2002, *MNRAS*, 337, 356
- Vioque, M., Oudmaijer, R. D., Baines, D., Mendigutía, I., & Pérez-Martínez, R. 2018, *A&A*, 620, A128
- Wade, G. A., Bagnulo, S., Drouin, D., Landstreet, J. D., & Monin, D. 2007, *MNRAS*, 376, 1145
- Wade, G. A., Drouin, D., Bagnulo, S., et al. 2005, *A&A*, 442, L31
- Walker, M. F. 1956, *ApJS*, 2, 365
- Warner, J. W., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1977, *ApJ*, 213, 427
- Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, *ARA&A*, 36, 233
- Weidner, C., Kroupa, P., Nürnberger, D. E. A., & Sterzik, M. F. 2007, *MNRAS*, 376, 1879
- Wheelwright, H. E., Oudmaijer, R. D., & Goodwin, S. P. 2010, *MNRAS*, 401, 1199
- Wit, R. J., Hibbins, R. E., Espy, P. J., et al. 2014, *grl*, 41, 4745
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *AJ*, 140, 1868
- Young, A. 1978, *PASP*, 90, 144
- Zwintz, K., Fossati, L., Ryabchikova, T., et al. 2013, *A&A*, 550, A121
- Zwintz, K., Hareter, M., Kuschnig, R., et al. 2009, *A&A*, 502, 239