



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ**  
**CENTRO DE CIÊNCIAS**  
**DEPARTAMENTO DE FÍSICA**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**BRÍCIO WARNEY DE FREITAS ALVES**

**EVOLUÇÃO DO MOMENTUM ANGULAR ESTELAR EM SISTEMAS BINÁRIOS**  
**NA VIZINHANÇA SOLAR**

**FORTALEZA**

**2024**

BRÍCIO WARNEY DE FREITAS ALVES

EVOLUÇÃO DO MOMENTUM ANGULAR ESTELAR EM SISTEMAS BINÁRIOS NA  
VIZINHANÇA SOLAR

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do Título de Mestre em Física. Área de Concentração: Física da Matéria Condensada.

Orientador: Prof. Dr. Daniel Brito de Freitas.

FORTALEZA  
2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação  
Universidade Federal do Ceará  
Biblioteca Universitária

Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

- 
- S185r    Alves, Brício Warney de Freitas.  
          Evolução do Momentum Angular Estelar em Sistemas Binários na Vizinhança Solar /  
          Brício Warney de Freitas Alves. - 2024.  
          90 f. : il. color.
- Dissertação (mestrado) - Universidade Federal do Ceará, Centro de Ciências, Programa  
          de Pós-Graduação em Física, Fortaleza, 2024.  
          Orientação: Prof. Dr. Daniel Brito de Freitas.
1. velocidade de rotação projetada; 2. momento angular; 3. estrelas binárias; 4. estrelas  
          individuais. 5.  
          I. Título.

CDD 530

---

BRÍCIO WARNEY DE FREITAS ALVES

EVOLUÇÃO DO MOMENTUM ANGULAR ESTELAR EM SISTEMAS BINÁRIOS NA  
VIZINHANÇA SOLAR

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do Título de Mestre em Física. Área de Concentração: Física da Matéria Condensada.

Aprovado em 20/11/2024.

BANCA EXAMINADORA

---

Dr. Daniel Brito de Freitas (Orientador)  
Universidade Federal do Ceará (UFC)

---

Dr. Luiz Daniel Alves Rios  
Universidade Estadual Vale do Acaraú (UVA)

---

Dr. Thiago de Melo Santiago  
Universidade Federal do Cariri (UFCA)



[Um filósofo] afirmava conhecer todo o segredo... [Ele] examinou os dois estranhos celestes da cabeça aos pés e afirmou, diante deles, que suas pessoas, seus mundos, sóis e estrelas haviam sido criados unicamente para servir o homem. Diante dessa afirmação, nossos dois viajantes caíram nos braços um do outro, tomados de um acesso incontrolável de... riso. (Voltaire, 1752).

## AGRADECIMENTOS

Eu tenho muitas pessoas para agradecer durante a construção deste trabalho. Primeiramente, agradeço à minha mãe, Edlene, e aos meus irmãos, Breno e Bruno, por sempre terem me incentivado a realizar meus sonhos. Não tenho dúvida de que, sem vocês, eu nada conseguiria nesta vida.

Agradeço aos meus ex-professores Willer e Blenda, que me incentivaram a seguir carreira em uma área desafiadora e despertaram em mim a paixão pelo conhecimento.

Agradeço ao time *Stellar Team*, que se tornaram irmãos de vida. Dedico este trabalho também a vocês, que, durante todo este processo, estiveram comigo. Agradeço ao João Filipe, Sarah, Cléber, Bárbara, Maggie, Vitor, Thiago Santiago e Daniel Rios. Agradeço a todos pela ajuda e pelas risadas. Vocês são imprescindíveis na minha vida.

Agradeço também aos amigos fora deste time que contribuíram muito positivamente durante esta etapa, em especial Breno, Brenda, Carolina, Laura, Taynara, Camila, Roberta, Giovanna, Gabi, Wei, Vasco, João, Wallace, Wagner, Willian, Mariana, Israel (Coala), Erick, Lucas, Daniel, Raabe e Matheus. Obrigado por sempre estarem comigo. Agradeço também às minhas queridas amigas Evilania e Eloísa, que, mesmo tão distantes, sempre estiveram próximas, me aconselhando e ouvindo nos momentos em que precisei. Um agradecimento ao meu irmão de vida, Thiago, que cultiva minha amizade há mais de 23 anos. Tenho um agradecimento especial à minha querida amiga Tailândia Santiago, pelo apoio e amizade. Todos vocês são essenciais para mim.

Agradeço muito especialmente ao meu orientador, Prof. Dr. Daniel Brito de Freitas, por ter me orientado nesse processo do mestrado. Agradeço, em especial, por entender minha teimosia em insistir em um resultado. Tenho muito orgulho em dizer que fui o primeiro IC do time *Stellar Team*. Não tenho palavras para agradecer por esse processo, que me fez crescer tanto, tanto como cientista quanto como pessoa. Gratidão.

Agradeço à Fundação Cearense de Apoio ao Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FUNCAP) pelo financiamento deste projeto.

## RESUMO

Esta pesquisa examina a influência da binaridade na evolução rotacional das estrelas, concentrando-se em estrelas dos tipos espectrais F e G da sequência principal. Com base em um conjunto sólido de dados do Geneva-Copenhagen Survey (GCS), que abrange velocidades rotacionais, massa, idade e metalicidade, examinamos a variação da velocidade de rotação projetada no diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) para estrelas individuais e binárias. A avaliação se concentrou particularmente nas áreas acima e abaixo da descontinuidade de Kraft, definindo um ponto crítico de temperatura em torno 6450 K de temperatura. Nossos resultados indicam que, independentemente da binaridade, a rotação estelar tende a aumentar em direção a estrelas mais massivas no diagrama HR. Além disso, encontramos uma relação significativa entre o momento angular ( $J$ ) e a massa estelar, com uma descontinuidade evidente em torno de 1,5 massas solares ( $M_{\odot}$ ). Este comportamento sugere que estrelas de alta massa são mais eficientes em preservar o momento angular adquirido durante sua formação, enquanto estrelas de baixa massa apresentam uma maior perda desse momento ao longo do tempo. Para estrelas de baixa massa ( $< 1,5M_{\odot}$ ), a relação entre o momento angular e a massa segue  $J \propto M^{6,36 \pm 0,22}$  para estrelas primárias de sistemas binários, enquanto que, para estrelas individuais, essa relação é  $J \propto M^{7,46 \pm 0,15}$ . Já em estrelas de alta massa, os resultados indicam  $J \propto M^{2,33 \pm 0,80}$  para estrelas individuais e  $J \propto M^{2,93 \pm 0,90}$  para estrelas binárias. Esses resultados confirmam que estrelas mais massivas retêm significativamente mais momento angular ao longo de sua evolução, enquanto estrelas de menor massa experimentam uma maior perda de momento angular. Adicionalmente, analisamos a evolução da rotação de estrelas dos tipos espectrais F e G, em contextos de sistemas binários e individuais. Os resultados evidenciam que as estrelas binárias experimentam uma perda de rotação mais acentuada ao longo do tempo, em comparação com as estrelas isoladas, destacando a influência do efeito de maré na desaceleração da rotação dessas estrelas.

**Palavras-chave:** velocidade de rotação projetada; momento angular; estrelas binárias; estrelas individuais.

## ABSTRACT

This research examines the influence of binarity on stellar rotation, focusing on F and G main-sequence stars. Based on a robust dataset from the Geneva-Copenhagen Survey (GCS), which includes rotational velocities, mass, age, and metallicity, we analyze the variation of projected rotational velocity on the Hertzsprung-Russell (HR) diagram for both single and binary stars. The assessment particularly focuses on regions above and below the Kraft break, recently suggested by Beyer e White (2024), which defines a critical point around 6450 K in temperature. Our results indicate that, regardless of binarity, stellar rotation tends to increase toward more massive stars on the HR diagram. Furthermore, we find a significant relationship between angular momentum ( $J$ ) and stellar mass, with a noticeable discontinuity around 1.5 solar masses ( $M_{\odot}$ ). This behavior suggests that high-mass stars are more efficient at preserving the angular momentum acquired during their formation, whereas low-mass stars exhibit greater angular momentum loss over time. For low-mass stars ( $< 1.5M_{\odot}$ ), the relationship between angular momentum and mass follows  $J \propto M^{6.36 \pm 0.22}$  for primary stars in binary systems, whereas for single stars, this relationship is  $J \propto M^{7.46 \pm 0.15}$ . In high-mass stars, the results indicate  $J \propto M^{2.33 \pm 0.80}$  for single stars and  $J \propto M^{2.93 \pm 0.90}$  for binary stars. These findings confirm that more massive stars retain significantly more angular momentum throughout their evolution, while lower-mass stars experience a greater loss of angular momentum. Additionally, we analyze the rotational evolution of F and G-type stars in both binary and single contexts. The results show that binary stars experience a more pronounced rotational loss over time compared to single stars, highlighting the influence of tidal effects on the deceleration of their rotation.

**Keywords:** Projected rotational velocity; Angular momentum; Binary stars; Single stars.

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Distribuição de estrelas individuais com informações de $v \sin i$ por tipo espectral.	44
Tabela 2 – Distribuição de estrelas binárias com informações de $v \sin i$ por tipo espectral.	45
Tabela 3 – Distribuição da idade para estrelas individuais. . . . .	47
Tabela 4 – Distribuição da idade para estrelas binárias. . . . .	47
Tabela 5 – Número de estrelas individuais e binárias no GCS por tipo espectral. . . . .	48
Tabela 6 – Quantidade de estrelas binárias visuais e espectroscópicas no GCS. . . . .	49
Tabela 7 – Identificação das estrelas com planetas no catálogo Geneva-Copenhagen Survey. O asterisco ao lado do número de identificação indica que a estrela faz parte de um sistema binário. . . . .	78
Tabela 8 – Estrelas subgigantes da amostra do Geneva-Copenhagen Survey . . . . .	80
Tabela 9 – Estrelas Gigantes da amostra do GCS. . . . .	89

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Dependência da Massa no Momento Angular e na Velocidade de Rotação Projetada de Estrelas. . . . .	13
Figura 2 – Relação entre a Abundância de Lítio, Velocidade Rotacional e Emissão de Ca II com a Idade Estelar. . . . .	14
Figura 3 – Esquema Representativo de uma Estrela Binária Óptica Dupla. . . . .	19
Figura 4 – Trajetória Aparente de Sírius B ao Redor de Sírius A. . . . .	20
Figura 5 – Datas das Observações do Hubble para Sírius A e Sírius B. . . . .	20
Figura 6 – Órbitas das Estrelas em um Sistema Binário em Torno do Centro de Massa. .	21
Figura 7 – Projeção de uma Órbita Elíptica no Plano do Céu. . . . .	23
Figura 8 – Efeitos da Translação no Espectro de uma Estrela Binária. . . . .	25
Figura 9 – Definição dos Elementos Orbitais em um Sistema Binário. . . . .	26
Figura 10 – Geometria de um Sistema Binário Espectroscópico Eclipsante. . . . .	29
Figura 11 – Representação Esquemática da Configuração Orbital em um Sistema Binário com uma Massa Pontual. . . . .	31
Figura 12 – Potencial de Roche e Equipotenciais em um Sistema Binário. . . . .	33
Figura 13 – Tipos de sistemas binários próximos com base no modelo de Roche. . . . .	34
Figura 14 – Representação do efeito de maré no sistema Terra-Lua. . . . .	35
Figura 15 – Efeito de maré causado por uma massa pontual orbitando outra massa. . . . .	35
Figura 16 – Evolução da inclinação em sistemas binários. . . . .	36
Figura 17 – Relação entre a média de $v \sin i$ e o tipo espectral em diferentes classes de luminosidade. . . . .	40
Figura 18 – Transporte de calor em estrelas de diferentes massas e sua relação com a perda de momento angular. . . . .	40
Figura 19 – Variação do $\log g$ em função do $\log M$ e sua relação com a aproximação de Kraft. . . . .	41
Figura 20 – Distribuição de frequência de $v \sin i$ para estrelas individuais do catálogo Geneva-Copenhague. . . . .	44
Figura 21 – Gráfico de Frequência da Idade Estelar em giga-anos para estrelas binárias e individuais. . . . .	46
Figura 22 – Distribuição de frequência da idade estelar para estrelas binárias e individuais por tipo espectral. . . . .	46
Figura 23 – Distribuição de massa de estrelas binárias e individuais. . . . .	48

Figura 24 –Distribuição de massa de estrelas binárias visuais e espectroscópicas do GCS.	49
Figura 25 –Distribuição da luminosidade de estrelas individuais e binárias do GCS. . . .	50
Figura 26 –Distribuição de raio de estrelas individuais e binárias do GCS. . . . .	51
Figura 27 –Comparação da regressão linear entre luminosidade e raio dos catálogos GAIA DR3 e Geneva-Copenhagen. . . . .	53
Figura 28 –Comparação da regressão linear entre luminosidade e raio dos catálogos GAIA DR3 e Geneva-Copenhagen para estrelas binárias. . . . .	53
Figura 29 –Estrelas individuais que serão utilizadas neste trabalho em um diagrama HR .	54
Figura 30 –Estrelas binárias que serão utilizadas neste trabalho em um diagrama HR. . .	54
Figura 31 –Distribuição das estrelas binárias do tipo F e G no plano galáctico. . . . .	54
Figura 32 –Distribuição das estrelas individuais do tipo F e G no plano galáctico. . . . .	55
Figura 33 –Diagrama de Hertzsprung-Russel (HR) com traçados evolutivos de $0,8M_{\odot}$ , $0,9M_{\odot}$ , $1,0M_{\odot}$ , $1,1M_{\odot}$ , $1,25M_{\odot}$ , $1,35M_{\odot}$ , $1,5M_{\odot}$ , $2,0M_{\odot}$ , $2,5M_{\odot}$ , obtidos a partir de modelos estelares com rotação, segundo descrito por Ekström <i>et al.</i> (2012). . . . .	57
Figura 34 –Diagrama HR com traçados evolutivos de $0,8M_{\odot}$ , $0,9M_{\odot}$ , $1,0M_{\odot}$ , $1,1M_{\odot}$ , $1,25M_{\odot}$ , $1,35M_{\odot}$ , $1,5M_{\odot}$ , $2,0M_{\odot}$ , $2,5M_{\odot}$ , obtidos a partir de modelos este- lares com rotação, segundo descrito por Ekström <i>et al.</i> (2012). . . . .	57
Figura 35 –Representação da distribuição cumulativa das estrelas individuais e binárias. .	58
Figura 36 –Relação entre $v \sin i$ e a temperatura efetiva das estrelas individuais e binárias.	59
Figura 37 –Distribuição cumulativa de estrelas individuais e binárias em duas faixas de temperatura. . . . .	60
Figura 38 –Relação entre momento angular e massa para estrelas individuais sem planetas.	61
Figura 39 –Relação entre massa e momento angular de rotação para estrelas primárias em sistemas binários. . . . .	63
Figura 40 –História da evolução rotacional para estrelas do tipo espectral G. . . . .	65
Figura 41 –Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral F. . . . .	65
Figura 42 –Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral G em sistemas binários. . .	66
Figura 43 –Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral F em sistemas binários. . .	67

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>12</b>
<b>1.1</b>	<b>Objetivos deste trabalho</b>	<b>15</b>
<b>1.2</b>	<b>Plano de trabalho</b>	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO TEÓRICA</b>	<b>17</b>
<b>2.1</b>	<b>Uma breve visão sobre Estrelas Binárias</b>	<b>17</b>
<b>2.2</b>	<b>Classificação das Estrelas binárias</b>	<b>18</b>
<b>2.2.1</b>	<i>Dupla Ótica</i>	<b>19</b>
<b>2.2.2</b>	<i>Visuais</i>	<b>19</b>
<b>2.2.3</b>	<i>Espectroscópicas</i>	<b>24</b>
<b>2.2.4</b>	<i>Eclipsantes</i>	<b>28</b>
<b>2.3</b>	<b>Sobre a rotação em estrelas individuais e binárias</b>	<b>30</b>
<b>2.3.1</b>	<i>O potencial de Roche</i>	<b>30</b>
<b>2.3.2</b>	<i>Efeito Maré</i>	<b>34</b>
<b>2.3.3</b>	<i>Relação de Kraft e o freio magnético</i>	<b>39</b>
<b>3</b>	<b>DADOS OBSERVACIONAIS</b>	<b>43</b>
<b>3.1</b>	<b>Catálogo</b>	<b>43</b>
<b>3.1.1</b>	<i>Velocidade de Rotação Projetada</i>	<b>43</b>
<b>3.1.2</b>	<i>Sobre a idade</i>	<b>45</b>
<b>3.1.3</b>	<i>Sobre as Massas</i>	<b>47</b>
<b>3.1.4</b>	<i>Luminosidade</i>	<b>49</b>
<b>3.1.5</b>	<i>Raio</i>	<b>50</b>
<b>3.1.6</b>	<i>Excluindo Estrelas Subgigantes, Gigantes e estrelas com exoplanetas</i>	<b>51</b>
<b>3.2</b>	<b>Definição da Amostra</b>	<b>52</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>56</b>
<b>4.1</b>	<b>Análise da velocidade de rotação na sequência principal</b>	<b>56</b>
<b>4.2</b>	<b>Momentum angular em estrelas individuais e binárias</b>	<b>60</b>
<b>4.3</b>	<b>Existe alguma conexão Rotação-Idade para estrelas individuais e binárias?</b>	<b>64</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS</b>	<b>69</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>72</b>
	<b>ANEXO A – TABELAS</b>	<b>78</b>



## 1 INTRODUÇÃO

A rotação estelar é um parâmetro essencial para compreender a evolução das estrelas. Ela é influenciada pela massa, metalicidade, idade e pode ser significativamente afetada pela binaridade (Avallone *et al.*, 2022). No entanto, muitos estudos, tais como Dantona e Mazitelli (1984), Ekström *et al.* (2012), Choi *et al.* (2016), Ostrowski *et al.* (2017), de evolução estelar desconsideram este efeito, justificando tal abordagem pelo fato de os mecanismos que governam o transporte ou a perda do momento angular ainda não serem completamente compreendidos.

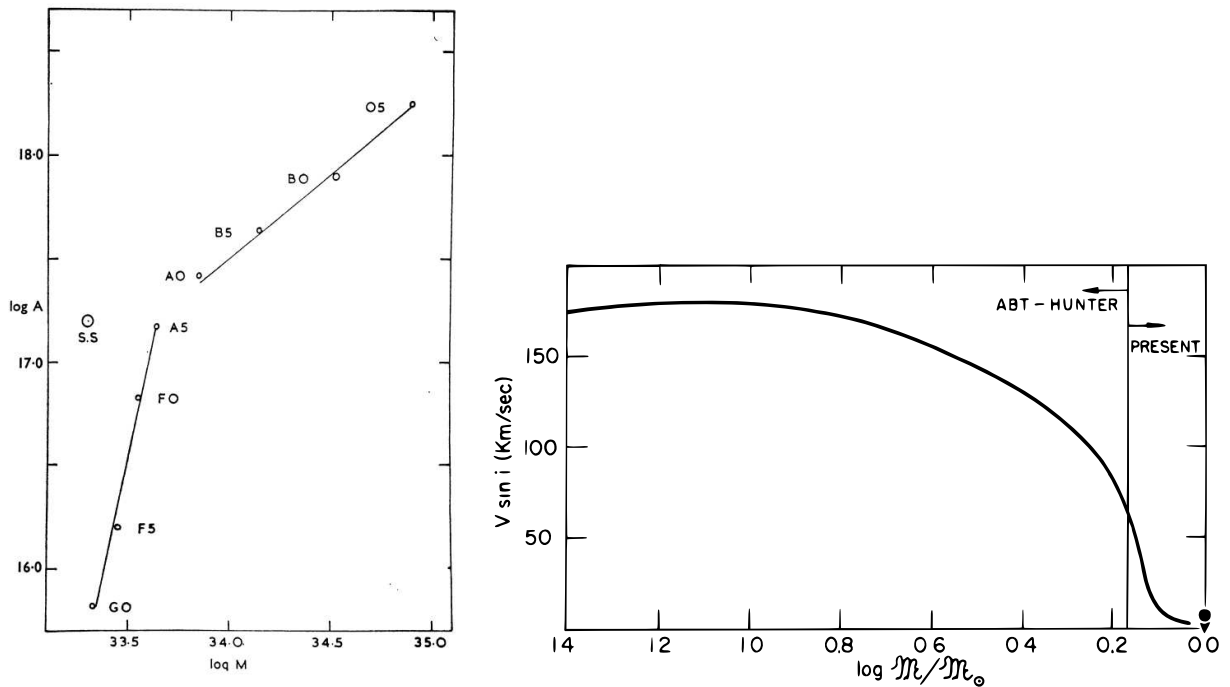
Por outro lado, os avanços ocorridos nas décadas de 1960 e 1970 revelaram características comuns em estrelas rotativas. McNally (1965) observou empiricamente que, para as estrelas da sequência principal, existe uma correlação menos acentuada entre o momento angular de spin e a massa para estrelas de tipo espectral inicial (O5-A0) em comparação com aquelas de tipo espectral tardio (A5-G0) (veja a Figura 1). Essa diferença foi atribuída ao fato de que estrelas do tipo espectral tardio possuem zonas convectivas mais profundas.

De acordo com estudos anteriores, Schatzman (1962), Weber e Leverett (1967), e mais recentemente Matt *et al.* (2015) sugeriram que estrelas com zonas convectivas mais profundas são mais eficientes na remoção de momento angular. Nas estrelas similares ao Sol, o material expelido é capturado pelo campo magnético, que força esse material a rotacionar em conjunto com a estrela, mesmo a distâncias superiores a vários raios estelares, transportando parte do momento angular para a atmosfera estelar. Em contrapartida, estrelas com maior massa possuem uma zona radiativa externa, ao vez de uma zona convectiva. Como consequência, estrelas de alta massa não geram campos magnéticos significativos e, por isso, preservam o momento angular adquirido durante a fase de pré-sequência principal (Beyer; White, 2024). De fato, trabalhos como Noyes *et al.* (1984), Stepien (1994) sugerem que estrelas que possuem zonas convectivas profundas produzem dínamos mais eficazes, potencializados pela rotação da estrela. Desta maneira, é esperado que tanto a rotação quanto a profundidade da zona convectiva tenham um impacto direto na atividade magnética da superfície estelar (Cardini; Cassatella, 2007).

Observacionalmente, a atividade magnética pode ser mensurada espectroscopicamente pelos índices de H e K do Cálcio II (Wilson, 1966) (para uma revisão mais recente, consulte Hanslmeier e Brajša (2024)). Estrelas do tipo espectrais tardios apresentam uma grande

variedade desse índice<sup>1</sup>, indicando que a rotação não é o único parâmetro esperado para influenciar a atividade magnética superficial estelar (por exemplo, Cincunegui, C. *et al.* (2007)), mas também por outras propriedades físicas, como a massa e o tipo espectral, pois são essas grandezas que ditam as propriedades da zona de convecção estelar (Noyes *et al.*, 1984). De fato, Kraft (1967) constatou que estrelas com maiores emissão de Ca II tendem a ter uma velocidade de rotação mais elevadas em comparação com aquelas sem emissão. Além disso, em seu trabalho Kraft chamou atenção que estrelas com massa inferiores à  $\log(M/M_{\odot}) < 0,2$  ( $\sim 1,5M_{\odot}$ ) há uma diminuição abrupta da velocidade de rotação projetada, esse limite ficou conhecido como a “quebra de Kraft”, ou, mais comumente utilizado na literatura, “*Kraft Break*”.

Figura 1: Dependência da Massa no Momento Angular e na Velocidade de Rotação Projetada de Estrelas.



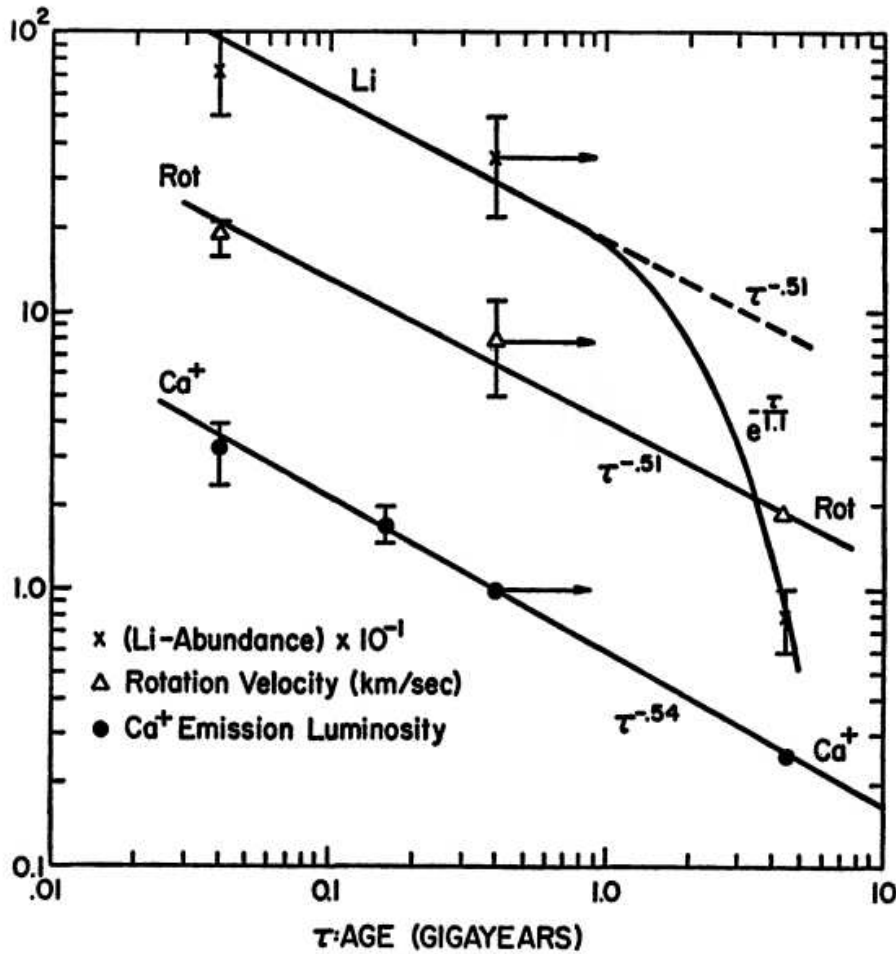
Comparação entre o momento angular e a velocidade de rotação projetada para estrelas. À esquerda, observa-se que estrelas de tipos espectrais iniciais possuem maior momento angular em comparação às estrelas de tipos espectrais tardios (McNally, 1965). À direita, verifica-se que estrelas com massas inferiores a 1,5 massas solares apresentam uma queda acentuada na velocidade de rotação projetada, atribuída à presença de zonas de convecção externas que geram ventos estelares mais intensos, induzindo a perda de momento angular (Kraft, 1967; Schatzman, 1962; Weber; Leverett, 1967). Fonte – Adaptado de (McNally, 1965).

Baseando-se nessas características, Skumanich (1972) adicionou mais uma variável a ser analisada no estudo da rotação estelar: a idade. Usando dados das velocidades equatoriais médias para estrelas do tipo G medidas por Kraft (Kraft, 1967), investigou as estrelas das Hyades, o Sol e estrelas de campo da Ursa Maior. Por terem idades diferentes, demonstrou

<sup>1</sup>Podemos exemplificar imaginando duas estrelas do mesmo tipo espectral G5V. Essas estrelas podem apresentar índices bastante diferentes porque devem ser considerados fatores como a idade. Assim, o índice pode variar bastante entre estrelas do tipo G5V, ao contrário do que ocorre com estrelas de tipos espectrais iniciais, pois a camada convectiva dessas estrelas é menos profunda, o que resulta em uma menor geração de atividade magnética.

que há uma relação entre a velocidade rotacional e a idade estelar,  $\langle v_{\text{rot}} \rangle \propto t^{-0,5}$  (Figura 2). Além disso, Skumanich estabeleceu que, além da diminuição da velocidade rotacional com a idade, há também uma diminuição similar da atividade cromosférica,  $\text{Ca} \propto t^{-0,5}$ , e a depleção de Lítio segue uma lei exponencial,  $\text{Li} \propto e^{-t/1,1}$ . Dessa forma, foi mostrado empiricamente que a rotação estelar pode ser uma função tanto da sua idade, como da sua emissão de Cálcio II.

Figura 2: Relação entre a Abundância de Lítio, Velocidade Rotacional e Emissão de Ca II com a Idade Estelar.



Esse gráfico mostra a abundância de lítio (x na curva sólida superior), velocidade rotacional (linha do meio) e a emissão de Ca (linha inferior). Os pontos correspondem às Hyades, o Sol e estrelas da Ursa Maior. Perceba que as três medições diminuem com a idade estelar. Fonte: Adaptado de (Skumanich, 1972).

Desde então, diversos estudos refinaram ainda mais as relações da girocronologia, como os realizados por Pace e Pasquini (2004), Barnes (2007) e Cardini e Cassatella (2007). Por exemplo, Pace e Pasquini (2004) encontrou uma lei semelhante à obtida por Skumanich ao relacionar a velocidade rotacional com a idade estelar, seguindo uma relação do tipo  $v_{\text{rot}} \propto t^{-2.5}$ .

Além de todas essas correlações, a presença de uma companheira binária pode impactar significativamente todas essas variáveis envolvidas; primeiramente, porque no processo de formação, as estrelas binárias tendem a compartilhar a mesma nuvem molecular inicial na

qual se formaram (por exemplo, Boss (1988)). Além disso, a relação entre a velocidade de rotação e a idade em estrelas binárias é bastante desafiadora, uma vez que é influenciada por vários fatores, incluindo a massa, condições ambientais e o efeito de maré (Goupil *et al.*, 2008a). Dessa forma, é esperado que tanto a evolução rotacional quanto a relação de momento angular e massa se alterem para esses sistemas. De fato Alves *et al.* (2010), Gurumath *et al.* (2019) avaliaram como a relação de Kraft se altera ao considerar estrelas com a presença de planetas. Por exemplo, Gurumath *et al.* (2019) notou que estrelas com a presença de planetas tendem a ter menos momento angular do que estrelas sem exoplanetas, colocando a hipótese de que parte do momento angular das estrelas pode ter sido transferido para os planetas. A relação de Kraft desempenha um papel fundamental para entender o momento angular, pois, quanto maior o momento angular de uma estrela, maior a sua capacidade de conservar sua rotação ao longo de sua evolução. No entanto, essa relação para estrelas binárias não foram exploradas com tal profundidade.

Na medida em que se obtêm conjuntos de dados mais completos e refinados sobre rotação, massa e idade de estrelas individuais e binárias, como os fornecidos pelo Geneva-Copenhagen Survey (GCS) (Nordstrom *et al.*, 1997; Nordström *et al.*, 2004) e pelas missões espaciais atuais, como o GAIA DR3 (Creevey *et al.*, 2023), é possível não apenas reavaliar a posição da descontinuidade de Kraft — um ponto de referência fundamental para compreender a relação entre o momento angular e a estrutura interna das estrelas (Beyer; White, 2024) —, mas também investigar de que maneira a binaridade influencia a relação entre rotação e idade. A equação  $\langle v_{\text{rot}} \rangle \propto t^\alpha$ , proposta por Skumanich (1972) e revisada por Pace e Pasquini (2004), pode ser alterada em sistemas binários e parte do objetivo deste trabalho consiste em analisar como a binaridade impacta a evolução rotacional dessas estrelas em comparação com estrelas individuais. Além disso, como discutido anteriormente, busca-se entender como a massa afeta o momento angular e de que forma a relação de Kraft se modifica em estrelas binárias.

## 1.1 Objetivos deste trabalho

A partir de uma amostra robusta de estrelas individuais e binárias do catálogo GCS, focando em estrelas de tipos espectrais F e G, o objetivo desta dissertação é compreender como a presença de companheiras binárias modifica o comportamento rotacional dessas estrelas. Para isso, propomos as seguintes investigações:

- Analisar detalhadamente como a velocidade de rotação projetada ( $v \sin i$ ) evolui ao longo da sequência principal, com foco nas regiões do diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) onde se encontram estrelas de tipos espectrais F e G.
- Comparar a rotação de estrelas individuais com a de estrelas primárias em sistemas

binários, levando em consideração a metalicidade e utilizando modelos estelares que incorporem rotação (Ekström *et al.* (2012)).

- Avaliar a relação entre a massa estelar e o momento angular de spin, examinando se essa dependência é mais ou menos pronunciada com o aumento da massa.
- Investigar se a presença de uma estrela companheira em sistemas binários altera essa correlação.
- Estudar como a binaridade influencia a evolução da rotação estelar ao longo da idade.
- Verificar se a lei de Skumanich, que relaciona a velocidade de rotação com a idade estelar, é igualmente válida para estrelas individuais e binárias.

## 1.2 Plano de trabalho

- **Capítulo 1:** Revisar os principais trabalhos pioneiros que embasam esta dissertação, avaliando o impacto de diferentes grandezas físicas na rotação estelar.
- **Capítulo 2:** Está dividido em duas partes. A primeira parte destaca a história e as classificações das estrelas binárias. Em seguida, abordamos os principais trabalhos teóricos que impactam a rotação dessas estrelas, como o efeito de maré. Na segunda parte, discutimos a relação de Kraft, a importância da correlação entre massa e momento angular, e o que essa relação revela sobre a rotação estelar. Por fim, discutimos o freio magnético, um mecanismo essencial para a remoção de momento angular em estrelas, e sua conexão com a lei de Kraft.
- **Capítulo 3:** Apresenta uma análise aprofundada dos dados observacionais do catálogo Geneva-Copenhagen Survey (GCS) que serão utilizados neste estudo. É importante destacar que este trabalho é um dos poucos que examina este catálogo com tamanha riqueza de detalhes.
- **Capítulo 4:** Discutimos os principais resultados obtidos no decorrer do trabalho.
- **Capítulo 5:** São apresentadas as conclusões e perspectivas futuras derivadas deste estudo.

## 2 REVISÃO TEÓRICA

### 2.1 Uma breve visão sobre Estrelas Binárias

A concepção da existência de estrelas duplas ou estrelas em aglomerados estarem fisicamente próximas uma da outra foi introduzida em 1767 pelo artigo de John Michell, onde foi investigada a razão para a presença de uma maior densidade estelar em determinadas regiões do céu em comparação com as outras. Ele discute a probabilidade de estrelas estarem agrupadas em sistemas, especialmente em aglomerados, e a possibilidade de estrelas duplas estarem próximas fisicamente uma da outra devido a alguma lei geral ou simplesmente por alguma lei divina desconhecida (Michell, 1767). Anos mais tarde, em 1783, Goodricke (1783) como a variação da magnitude da estrela  $\beta$  Persei mudou ao longo do tempo, propondo uma hipótese em que a variação dessa magnitude poderia ser explicada se houvesse a existência de um grande corpo girando ao redor de  $\beta$  Persei, ou que a estrela está coberta por manchas ou algo similar que é periodicamente virada em relação a Terra. Os primeiros dados observacionais que sustentam Michell (1767), Goodricke (1783) foram apresentados somente em 1802, por William Herschel, que foi o primeiro astrônomo a empregar o termo “Estrela Binária” e definiu que essas estrelas, conforme foram propostas por Mitchell, são na realidade uma união de duas estrelas encontradas em um sistema, cuja dinâmica é descrita pela Lei de Gravitação, e que as órbitas que elas descrevem podem ser circulares ou elípticas (Herschel, 1802).

De acordo com o trabalho de Zinnecker (2001), o próximo avanço significativo referente às estrelas binárias foi feito por Otto Wilhelm von Struve, depois de receber o telescópio refrator de Fraunhofer em 1824. Pela primeira vez tivemos um telescópio equipado com um relógio motor, que permitia controlar com mais precisão o movimento do telescópio. Em cerca de dois anos, em aproximadamente 120 noites, Struve conseguiu examinar mais de 120.000 estrelas, das quais identificou 3.000 binárias. No entanto, a contribuição fundamental de Struve, é sua publicação de 1837, “*Mensurae micrometricae*” (“*Medições Micrométricas*”) com cerca de 10,000 medições muito precisas de pequenas distâncias angulares no céu.

Ao longo da história do estudo de estrelas binárias, as concepções e teorias foram ficando cada vez mais sofisticadas, como a descoberta do efeito Doppler em 1852 (Doppler, 1852). Em seu artigo original em alemão, denominado de “*Ueber die farbige Natur der Doppelsterne*” (“*sobre a natureza colorida das estrelas binárias*”), afirma que qualquer que seja a cor original e intrínseca da luz das estrelas fixas, essa cor sofrerá uma alteração na percepção quando esses corpos celestes forem submetidos a um movimento rápido, ou se já estiverem em um movimento perceptível (Doppler, 1852). Doppler também discutiu em seu artigo sobre

a possibilidade de se determinar os elementos das órbitas dos corpos celestes utilizando essa variação do brilho e ressaltou que isso só seria possível no futuro com o aprimoramento nas observações e na melhora instrumental que a astronomia utilizava na época. Hoje sabemos que o efeito Doppler é uma ferramenta fundamental para explicar comportamentos de estrelas variáveis, galáxias, matéria escura e é uma ferramenta importante para a obtenção de dados observacionais em estrelas binárias (Lambourne, 1997).

Paralelamente às descobertas sobre a binaridade, o estudo das manchas solares ganhou destaque, com Galileu percebendo que a presença dessas manchas sugeria que o Sol é, na verdade, uma estrela rotativa. Além disso, o astrônomo francês Ismael Boulliaud sugeriu que a variabilidade na luz de certas estrelas, como Mira Ceti, é uma consequência direta da rotação estelar (Tassoul, 2000). Pouco depois das descobertas de Herschel (1802), percebeu-se, através dos trabalhos de Richard Carrington, que o Sol não gira como um corpo rígido, apresentando velocidades de rotação diferentes no equador e nos polos. Após a descoberta do efeito Doppler, Hermann Vogel demonstrou que a rotação do Sol pode ser detectada pelo desvio Doppler no deslocamento das linhas espectrais. No entanto, foi somente em 1877 que a rotação das estrelas individuais pôde ser determinada a partir de medições das larguras de suas linhas espectrais. J. R. Holt sugeriu que essa mesma técnica poderia ser aplicada em binárias eclipsantes, marcando o início do estudo da rotação em estrelas binárias.

Os anos seguintes da história das pesquisas em estrelas binárias foram marcados por mais dados e sofisticações em relação às medidas. Um dos problemas para quem trabalhava com estrelas binárias estava relacionado com a dificuldade da redução precisa de dados observacionais (Williams, 1984), ou seja, é necessário desenvolver técnicas para determinar os elementos orbitais, tais como, período orbital, semieixo maior, excentricidade, inclinação da órbita, etc. Esse é o trabalho da astrometria. Mas, além da astrometria, podemos obter parâmetros dos sistemas binários a partir das **observações espectroscópicas** (velocidade radial) e **observações fotométricas** (medidas de intensidade da luz), que já são técnicas utilizadas pelos astrônomos atuais. Tais métodos de detecção resultam em uma classificação convencional das Estrelas Binárias (EB).

## 2.2 Classificação das Estrelas binárias

A classificação das estrelas binárias é essencial para entender sua diversidade e os processos físicos e evolutivos envolvidos. Em um artigo publicado em 2010, Raghavan *et al.* (2010) mostrou que mais da metade das estrelas com  $1M_{\odot}$  são encontradas em sistemas binários ou múltiplos. Portanto, estrelas binárias são um produto natural da formação estelar e compõem uma grande fração do universo visível (Prša *et al.*, 2022).

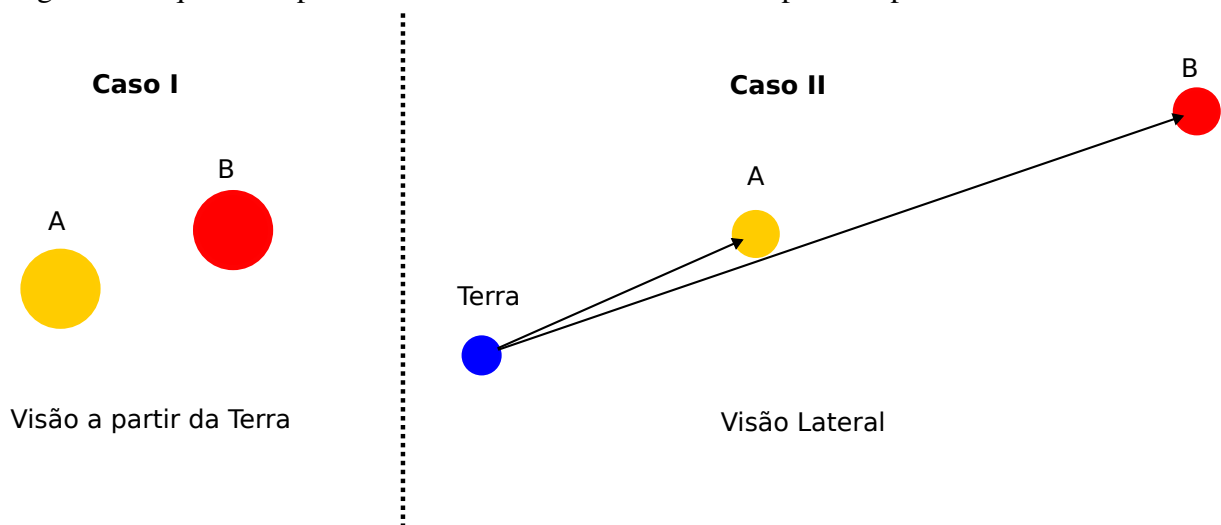
Nessa parte iremos utilizar os livros de referência *Double Stars* (Heintz, 2012), *An*

*Introduction to Modern Astrophysics* (Carroll; Ostlie, 2017) e *An Introduction to the Evolution of Single and Binary Stars* (Benacquista, 2012), que abordam detalhadamente as propriedades e classificações das estrelas binárias.

### 2.2.1 Dupla Ótica

As estrelas binárias duplas ópticas não são sistemas binários reais, ou seja, não estão gravitacionalmente ligadas uma à outra, mas são apenas duas estrelas que estão alinhadas na mesma linha de visão do observador. Isso significa que têm ascensões retas e declinações similares. A Figura 3, abaixo, ilustra essa diferença entre a observação a partir da Terra e uma visão lateral. Esse tipo de sistema binário foi objeto de consideração por razões históricas, porque era bastante difícil determinar se um par de estrelas estava de fato ligado gravitacionalmente, ou se constituía apenas um efeito visual. À medida que os telescópios foram aprimorados, essa distinção ficou cada vez mais clara. Vale ressaltar que, como o sistema não está ligado gravitacionalmente, não podemos determinar as massas do sistema (Carroll; Ostlie, 2017).

Figura 3: Esquema Representativo de uma Estrela Binária Óptica Dupla.



Representação esquemática de uma estrela binária óptica dupla. No caso I, temos a representação da visão das estrelas no referencial da Terra, onde as estrelas aparentam estar próximas uma da outra. Enquanto no caso II, percebemos que isso é apenas um efeito de projeção. Fonte: Elaborada pelo Autor.

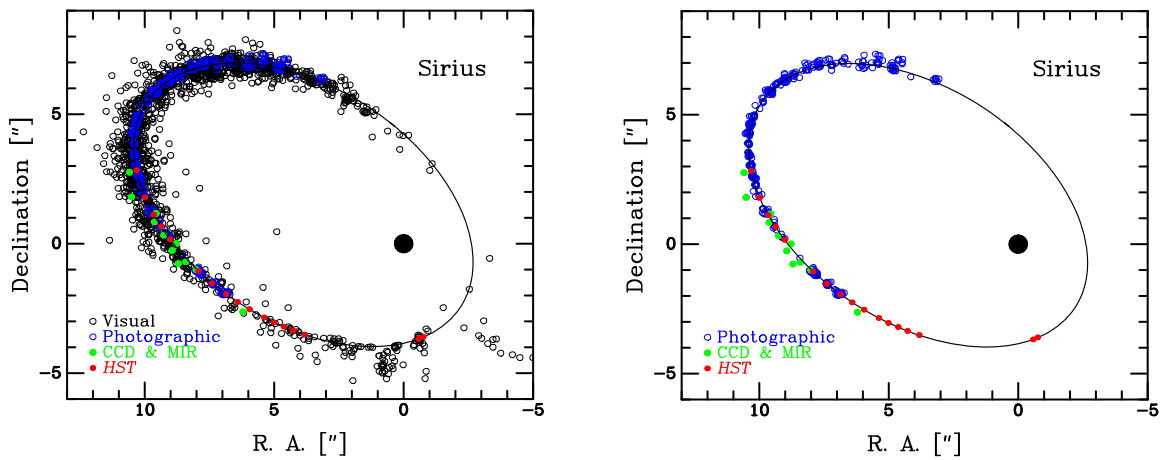
### 2.2.2 Visuais

Sistemas Binários Visuais são sistemas estelares que estão presos gravitacionalmente umas às outras e que podem ser separadas e distintamente observadas a olho nu ou com auxílio de telescópios, resultando em uma imagem clara de duas estrelas individuais. Quando analisamos esses tipos de sistemas binários, percebe-se que ao se traçar um gráfico da ascensão reta e a declinação ao longo de um período de vários anos, o resultado é uma curva característica, especificamente uma elipse. Essa é a órbita aparente, ou seja, a projeção da órbita real



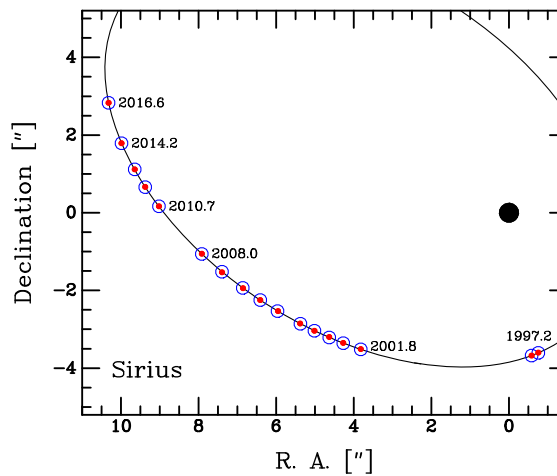
no céu. Bond *et al.* (2017) realizaram um estudo medindo a ascensão reta e a declinação das estrelas Sírius A e Sírius B, utilizando dados obtidos ao longo de 20 anos por meio do Telescópio Espacial Hubble (HST). Nesse trabalho, eles calcularam todos os parâmetros orbitais desse sistema binário, inclusive o período orbital. Os resultados obtidos no artigo podem ser observados nas Figuras 4 e 5, que exibem os dados provenientes de diversas metodologias. A Figura 5, por sua vez, apresenta os dados coletados em diferentes anos. Esses dados mostram que o período é um problema frequente ao trabalhar com binárias dessa classificação. De acordo com Heintz (2012), se a separação entre as componentes for muito grande e os movimentos orbitais forem lentos, o período orbital pode chegar à ordem de  $10^4$  e  $10^5$  anos.

Figura 4: Trajetória Aparente de Sírius B ao Redor de Sírius A.



Representação esquemática de duas figuras que exibem um gráfico de declinação em função da Ascensão Reta, ilustrando a trajetória aparente de Sírius B ao redor de Sírius A. As legendas indicam o método de observação. Na segunda figura, excluimos a observação visual. Adaptado de (Bond *et al.*, 2017).

Figura 5: Datas das Observações do Hubble para Sírius A e Sírius B.



A figura apresenta as datas em que o telescópio espacial Hubble realizou as respectivas medições da declinação e ascensão reta. Adaptado de (Bond *et al.*, 2017).

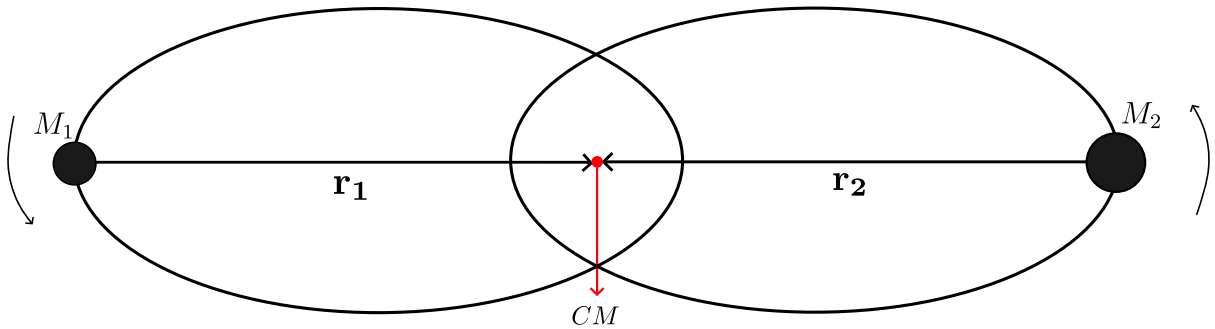
Uma vez que temos dados observacionais das órbitas aparentes de uma binária visual, podemos, se a paralaxe for conhecida, determinar a órbita real e a soma das massas das

estrelas que compõem o sistema a partir da terceira Lei de Kepler. Pela Fig. 6 abaixo podemos ver essa órbita aparente na qual as estrelas estão em máxima separação angular. A terceira Lei de Kepler pode ser escrita de tal forma que:

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a^3}{(M_1 + M_2)}, \quad (2.1)$$

onde  $a$  representa o raio médio das órbitas. Outra relação de grande relevância é que, em um sistema binário, é comum o referencial que descreve a dinâmica do sistema estar no Centro de Massa e por isso é possível mostrar que há uma relação entre a razão das massas individuais e a distância das estrelas ao seu centro de massa em comum. A primeira problemática mora em como determinar o raio médio da equação (2.1). Como a massa  $M$  ocupa um dos focos da elipse, isso significa que  $r$  encontrará o periélio em  $r = r(\theta = 0)$  e o afélio em  $r = r(\theta = 180^\circ)$ . Dessa forma, podemos descrever a separação máxima das estrelas como sendo a soma dos vetores  $r_1$  e  $r_2$ .

Figura 6: Órbitas das Estrelas em um Sistema Binário em Torno do Centro de Massa.



No sistema binário, cada estrela desloca-se em uma órbita elíptica em torno do centro de massa. A separação é definida como sendo igual a  $a = r_1 + r_2$ . Fonte: Elaborada pelo autor.

Os termos  $r_1$  e  $r_2$  representam os semieixos maiores das elipses. Há uma relação entre a razão das massas e a razão dos semieixos maiores de cada componente do sistema.

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{r_2}{r_1} = \frac{a_2}{a_1} \quad (2.2)$$

logo, ao calcular o valor médio, dado por  $a = \frac{1}{2}(r_p + r_a)$ , basta usarmos as considerações  $r_p = r(\theta = 0)$  e  $r_a = r(\theta = 180^\circ)$ . A partir disso mostramos que o valor  $a$  para a Terceira Lei de Kepler é:

$$a = a_1 + a_2 \quad (2.3)$$

Como sabemos que a relação (2.3) é válida, podemos fazer a medida de paralaxe para cada

uma das respectivas órbitas. Para isso, basta determinar  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ , que é o tamanho angular do semi-eixo maior da órbita 1 e 2, e  $d$  a distância do sistema ao Sol, o semieixo maior  $a_1$  e  $a_2$  pode ser escrito com uma relação trigonométrica do seno e que, levando em consideração que os ângulos são muito pequenos, essas separações angulares podem ser escritas como:

$$a_{1,2} = d(pc)\alpha_{1,2}(") \quad (2.4)$$

Substituindo os valores de  $a_1$  e  $a_2$  na equação (2.2), obtemos:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\alpha_2(")}{\alpha_1(")} \quad (2.5)$$

Logo, utilizando a Equação 2.5 e a Terceira Lei de Kepler, podemos determinar as massas que compõem o sistema, resolvendo assim o problema relacionado à massa. A princípio, bastariam essas informações para determinar a soma das massas do sistema binário, a partir da lei de Kepler, uma vez que temos as informações da paralaxe e do período orbital. Porém, o processo se torna mais complicado quando levamos em consideração que a maioria das órbitas não está convenientemente orientada com seus planos perpendiculares à linha de visão do observador, e, além disso, não levamos em consideração o próprio movimento do centro de massa. Felizmente, estimar a orientação das órbitas é possível e pode ser levada em consideração, e remover o movimento do próprio centro de massa das observações é relativamente simples, uma vez que ele se move com velocidade constante (Carroll; Ostlie, 2017).

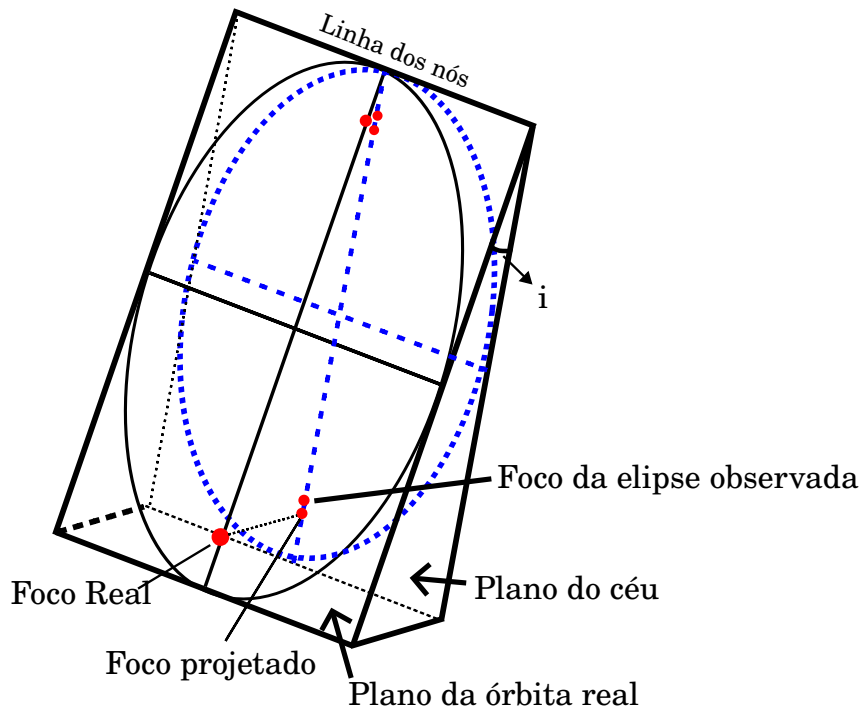
Para resolver o problema da orientação da órbita, consideramos  $i$  o ângulo de inclinação entre o plano da órbita e o plano do céu (plano que o observador vê ao observar o sistema binário), como descrito na Fig 7. Veja que as órbitas não estão necessariamente no mesmo plano. Ao observar as órbitas das estrelas, não medimos diretamente os ângulos formados pelos semieixos maiores das órbitas, ao invés disso, medimos as projeções desses semieixos no plano do céu. Essas projeções são  $a_1 \cos(i)$  e  $a_2 \cos(i)$ . Embora essa inclinação afete a forma em como observamos a órbita, ela não desempenha um papel importante no cálculo das razões da massa, porque os termos do cosseno se cancelam por estarem no numerador e no denominador. Logo, a Equação 2.5 torna-se:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\alpha_2 \cos(i)}{\alpha_1 \cos(i)} \quad (2.6)$$

Portanto, levando em consideração a inclinação da órbita, a terceira lei de kepler sofre a seguinte alteração:

$$M_1 + M_2 = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(\alpha d)^3}{P^2} = \frac{4\pi^2}{G} \left( \frac{d}{\cos i} \right)^3 \frac{\tilde{\alpha}^3}{P^2}, \quad (2.7)$$

Figura 7: Projeção de uma Órbita Elíptica no Plano do Céu.



Uma órbita elíptica, quando projetada no plano do céu, gera uma órbita elíptica observável. No entanto, é importante notar que os focos da elipse original não coincidem com os focos da elipse observada. Adaptado de (Carroll; Ostlie, 2017).

onde  $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_1 + \tilde{\alpha}_2$ . Logo, para avaliar de forma adequada a soma das massas, é necessário deduzir o ângulo de inclinação da elipse. É claro que, além disso, deve-se levar em consideração o fato que a elipse pode ser inclinada em relação ao seu eixo principal e rotacionada em relação à linha de visão para assumir qualquer orientação possível. No entanto, a discussão acima se aplica da mesma forma e podemos deduzir a aspecto da órbita e suas massas. Perceba que a projeção do foco real na elipse observada ocupam posições diferentes, devido a inclinação da órbita real em relação ao plano do céu, dessa forma o centro de massa não estará localizado em um dos focos da projeção, o que é inconsistente com a primeira lei de Kepler. No entanto, para resolver a geometria verdadeira em que a elipse se encontra no céu, observamos as posições estelares ao redor e simulamos como essas órbitas elípticas apareceriam no céu se estivessem inclinadas em diferentes ângulos.

Dessa forma, os sistemas binários do tipo visual nos fornecem informações valiosas sobre as massas das estrelas, distância, órbita (incluindo sua forma), excentricidade, e orientação no espaço, o período orbital e o ângulo de inclinação da órbita. A problemática aparece quando as duas estrelas não são bem distinguidas no céu. Dessa forma, se faz necessário discutir o que são as binárias espectroscópicas.

### 2.2.3 Espectroscópicas

Uma definição clara desse tipo de estrela binária é dada por Maciel (2011), onde afirma que estrelas binárias são classificadas como espectroscópicas quando o período orbital não for proibitivamente longo e se o movimento orbital tem um componente ao longo da linha visada, justamente para que ocorra uma mudança periódica nas linhas espectrais devido ao efeito Doppler, como podemos observar na Fig. 8, onde é mostrado como a velocidade de translação das estrelas afeta o espectro delas. Podemos obter informações valiosas nesse tipo de estrelas binárias como as massas individuais do sistema, raios estelares e a razão dos seus fluxos, e portanto, suas temperaturas efetivas (Carroll; Ostlie, 2017).

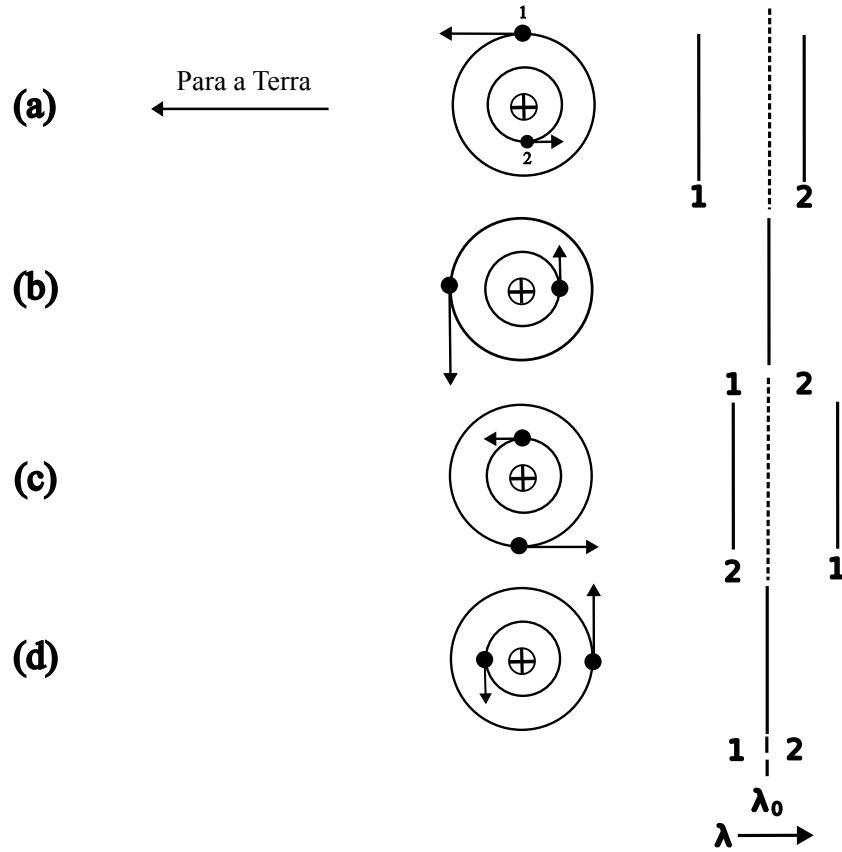
Diferentemente das estrelas binárias visuais, nas quais os membros individuais do sistemas podem ser resolvidos, ou seja, podemos fazer observações e separá-las a olho nu ou com o auxílio de um telescópio, para as estrelas binárias espectroscópicas nem sempre isso é possível. Isso implica na impossibilidade de distinguir as estrelas que podem estar muito próximas ou que possuem uma companheira muito mais brilhante, e por isso, não temos uma boa resolução geométrica para distinguí-las, nem a capacidade de medirmos sua separação angular diretamente. Nesse caso, a determinação das massas das estrelas por esse método é realizada através do efeito Doppler a partir das mudanças de frequência da luz. Dessa forma podemos determinar a velocidade radial total, que é dada pela soma da velocidade de translação das estrelas e do seu centro de massa em comum, como é explicado por Benacquista (2012):

$$v_{rad} = \dot{z} + \gamma \quad (2.8)$$

Onde  $\dot{z}$  é a velocidade relativa das estrelas individuais e  $\gamma$  a velocidade do Centro de Massa em relação ao observador. Mais uma vez, aqui, torna-se necessário levar em consideração que as órbitas das binárias nem sempre estão no plano do céu, logo precisamos escrever as devidas orientações usando os elementos orbitais, que você pode ver pela Fig.9. Na figura (9), a massa  $M_1$  está localizada na origem do sistema de coordenadas e a massa  $M_2$  está em um ponto  $P$  no instante  $t$  na órbita relativa em torno da origem. O arco que passa por  $N$  é a projeção da órbita na esfera celeste. O ponto  $N$ , que é a interseção da projeção da órbita com o plano tangente do céu na esfera celeste, é o nó ascendente, e é o ponto da órbita onde a estrela está se afastando mais rapidamente. O ponto contrário ao  $N$  é o ponto da órbita onde a estrela está se aproximando mais rapidamente do observador que está sob o eixo  $OZ$ . A partir da figura abaixo, podemos concluir que a coordenada  $z$  pode ser escrita como:

$$z = r \sin(\theta + \omega) \sin(i) \quad (2.9)$$

Figura 8: Efeitos da Translação no Espectro de uma Estrela Binária.



A figura mostra como o espectro de uma estrela é afetado devido à sua translação. Em (a), a estrela 1 se aproxima do observador enquanto a estrela 2 está se afastando. Em (b), não há mudança nas linhas espectrais, pois as estrelas têm velocidades perpendiculares ao observador. Em (c), a estrela 2 se aproxima e a estrela 1 se afasta do observador. Em (d), as velocidades das estrelas estão novamente perpendiculares ao observador e, portanto, não há mudança no espectro. Adaptado de Carroll e Ostlie (2017).

E, portanto:

$$\dot{z} = \sin(i) [\dot{r} \sin(\theta + \omega) + r\dot{\theta} \cos(\theta + \omega)] \quad (2.10)$$

Usando a expressão de  $r$  em coordenadas polares em uma elipse:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\theta)} \quad (2.11)$$

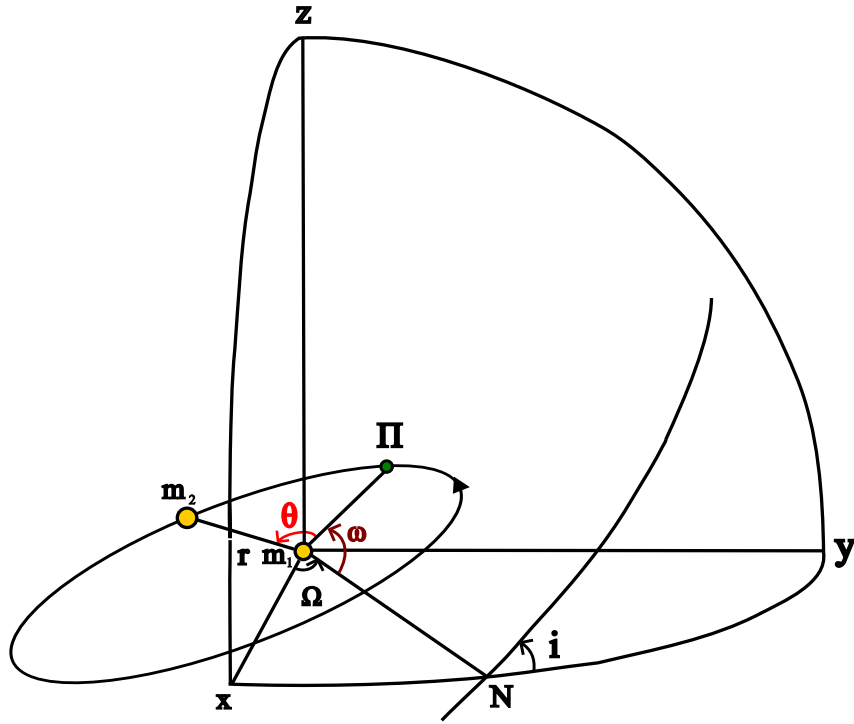
e sua derivada temporal é dada por:

$$\dot{r} = \frac{er\dot{\theta} \sin(\theta)}{1 + e \cos(\theta)} \quad (2.12)$$

Além disso, é importante salientar que a segunda lei de Kepler é dada por:

$$r^2 \dot{\theta} = \frac{2\pi a \sqrt{1 - e^2}}{P} \quad (2.13)$$

Figura 9: Definição dos Elementos Orbitais em um Sistema Binário.



Os elementos orbitais são:  $i$  ângulo de inclinação,  $\Omega$  longitude do nó ascendente,  $\omega$  longitude do periastron. O observador vê a órbita na reta OZ. Adaptado de Hilditch (2001).

ou, podemos reescrever:

$$r\dot{\theta} = \frac{2\pi a\sqrt{1-e^2}}{rP} \quad (2.14)$$

Portanto, substituindo  $r$  que é dado por (2.11) em 2.14, obtemos:

$$r\dot{\theta} = \frac{2\pi a^2 [1 + e \cos(\theta)]}{P\sqrt{1-e^2}} \quad (2.15)$$

Portanto, com o auxílio da segunda Lei de Kepler podemos substituir (2.15) em (2.10), e obter a expressão  $\dot{z}$ .

$$\dot{z} = \frac{2\pi a \sin(i)}{P\sqrt{(1-e^2)}} [e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega)] \quad (2.16)$$

A partir disso podemos obter a velocidade radial:

$$V_{rad} = \frac{2\pi a \sin(i)}{P\sqrt{(1-e^2)}} [e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega)] + \gamma \quad (2.17)$$

Geralmente, seguindo o mesmo raciocínio dos livros Benacquista (2012) e Hilditch (2001), é definido uma grandeza chamada semi-Amplitude da curva de velocidade,  $K$ , dada por:

$$K = \frac{2\pi a \sin(i)}{P\sqrt{(1-e^2)}} \quad (2.18)$$

Essa definição é relevante porque percebemos que a grandeza  $K$  é pode ser mensurável observacionalmente. Portanto, a expressão (2.17) pode ser reescrita, e ela é representada, de forma geral, pela equação (2.19):

$$V_{rad} = K [e \cos(\omega) + \cos(\theta + \omega)] + \gamma \quad (2.19)$$

A partir da expressão acima, podem-se determinar as condições para as velocidades radiais máxima e mínima. Como discutido anteriormente, a velocidade radial atinge seu valor máximo ( $V_{max}$ ) quando  $\theta + \omega = 0$ , no nó ascendente, e seu valor mínimo ( $V_{min}$ ) quando  $\theta + \omega = \pi$ , no nó descendente. As expressões resultantes são apresentadas a seguir:

$$V_{max} = K [e \cos(\omega) + 1] \quad (2.20)$$

$$V_{min} = K [e \cos(\omega) - 1]. \quad (2.21)$$

Ao determinar as expressões (2.20) e (2.21), podemos encontrar o valor de  $K$  com as informações da velocidade radial. Veja que ao fazermos a subtração (2.20) e (2.21), obtemos:

$$K = \frac{1}{2} (V_{max} - V_{min}) \quad (2.22)$$

O que nos mostra que o  $K$  pode ser obtido a partir das considerações da velocidade radial. Se o sistema binário espectroscópico for do tipo linhas duplas (SB2), ou seja, as curvas de velocidade de ambas as estrelas podem ser determinadas a partir de observações, é possível encontrar uma relação que resolve suas massas partindo da Equação (2.18). Fazendo isso, podemos determinar o valor do semi-eixo maior projetado para cada estrela em consideração:

$$a_{1,2} \sin(i) = \frac{P(1-e^2)}{2\pi} K_{1,2} \quad (2.23)$$

Como o referencial está no centro de massa, é válida a equação  $m_1 a_1 = m_2 a_2$  e, a partir da terceira Lei de Kepler podemos afirmar  $GM = 4\pi a^3 / P^2$ , onde  $M = m_1 + m_2$ . Fazendo as devidas relações podemos mostrar que:

$$m_{1,2} \sin^3(i) = \frac{P}{2\pi G} (1-e^2)^{3/2} (K_1 + K_2)^2 K_{2,1}, \quad (2.24)$$



onde os índices 1 e 2 nos termos da massa e da semi-amplitude da curva de velocidade representam informações sobre a estrela 1 e 2 respectivamente. A equação (2.24) no diz que para determinar a massa é necessário conhecer  $i$ .

Para as binárias espectroscópicas SB1, ou seja, quando apenas uma das estrelas apresentam variação da velocidade radial no espectro, podemos usar novamente a expressão (2.24) e reescrevê-la:

$$m_1 \sin^3(i) = \frac{PK_1^3}{2\pi G} (1 - e^2)^{3/2} \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^2 \quad (2.25)$$

Dessa forma, definimos a função de massa  $f(m)$ , a qual é utilizada para determinar a soma das massa da estrelas no sistema com base nas observações das estrelas visíveis, como sendo:

$$f(m) = \frac{m_2 \sin^3(i)}{(m_1 + m_2)} = \frac{PK_1^3}{2\pi G} (1 - e^2)^{\frac{3}{2}} \quad (2.26)$$

Logo, a partir da Equação (2.26), podemos perceber que, para obter a função de massa de um sistema SB1, precisamos conhecer o valor das quantidades observáveis, que são a velocidade radial e o período. A função de massa é útil apenas para estudos estatísticos ou se uma estimativa da massa de pelo menos um componente do sistema já existir por meio indireto, ou seja, pode ocorrer com base em como a massa de uma estrela afeta a órbita de outra estrela no sistema. O estudo das binárias espectroscópicas nos fornece informações relevantes sobre o sistema físico mesmo com as limitações instrumentais ópticas em se observar as duas estrelas distintamente. No entanto, vale destacar que a determinação dos parâmetros orbitais dessas binárias é uma tarefa complexa.

## 2.2.4 Eclipsantes

Quando as estrelas têm seus planos orbitais orientados aproximadamente na linha de visão do observador, uma estrela irá eclipsar a outra periodicamente. Quando isso ocorre, estamos diante de um sistema binário eclipsante. Na realidade, os sistemas binários eclipsantes são um subtipo das estrelas binárias espectroscópicas, com o ângulo  $i$  aproximadamente igual a  $90^\circ$ . Os sistemas binários eclipsantes representam uma excelente oportunidade para estudar as propriedades físicas de estrelas e sistemas estelares. Com uma análise precisa e abrangente, é possível determinar os parâmetros fundamentais das estrelas, por exemplo, temperaturas efetivas, raios, luminosidades, massas (Kolář *et al.*, 2023). Já nas binárias espectroscópicas temos uma dificuldade em determinar o ângulo de inclinação  $i$ . Essa dificuldade reside no fato da falta de informações diretas do sistema, devido às complicações em medir a separação entre as estrelas e à incerteza na medição da massa das componentes (se elas forem do tipo SB1), pois isso afeta a determinação do ângulo de inclinação com base nas leis de Kepler. Todas essas

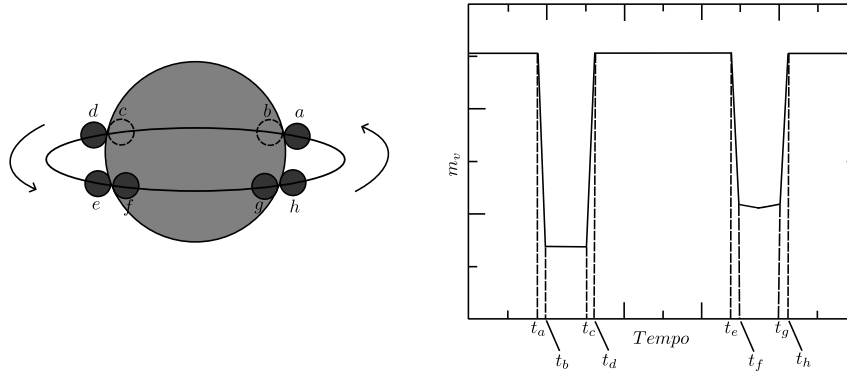
dificuldades são superadas ao se trabalhar com as binárias eclipsantes.

Mesmo que não nos sejam fornecidas informações sobre a velocidade radial, ainda é possível determinar a razão dos raios de ambas as estrelas. Se os momentos em que os eclipses ocorrerem estiverem igualmente espaçados no tempo, isso será uma boa aproximação para uma órbita circular. No entanto, se isso não ocorrer, a órbita será excêntrica, e será possível medir a excentricidade ( $e$ ) e o argumento do periastro ( $\omega$ ). A excentricidade adiciona complexidade ao cálculo dos raios estelares. No entanto, por exemplo, se o eixo semi-maior da órbita da estrela menor for suficientemente grande em comparação com o raio de qualquer uma das estrelas, e se a órbita for quase circular, podemos assumir que o objeto menor está se movendo aproximadamente perpendicularmente à linha de visão do observador durante a duração do eclipse. É importante observar que se a estrela menor for completamente eclipsada pela maior, como mostrado na Figura 11, ocorrerá um mínimo quase constante no brilho medido do sistema durante o período de ocultação Carroll e Ostlie (2017). Se essas considerações forem verdadeiras, podemos usar duas equações básicas para descrever o raio dessas estrelas com base apenas na velocidade relativa entre elas.

$$r_p = \frac{v_p + v_s}{2} (t_d - t_a) \quad (2.27)$$

onde  $p$  é referente a estrela primária e  $s$  referente a estrela secundária.

Figura 10: Geometria de um Sistema Binário Espectroscópico Eclipsante.



A geometria de um sistema binário espectroscópico eclipsante requer que o ângulo de inclinação  $i$  esteja próximo de  $90^\circ$ . Fonte – Adaptado de (Carroll; Ostlie, 2017).

Da mesma forma, mesmo que a estrela não seja completamente coberta pela companheira menor que passa em sua frente, ainda haverá uma parte constante da área da estrela maior que será obscurecida por um período. O período de tempo entre a primeira alteração na curva de luz ( $t_a$ ) e a parte de menor fluxo de luz ( $t_b$ ), combinado com as velocidades das estrelas nos permite determinar o raio da estrela menor. Quando o semieixo maior da órbita da estrela menor é significativamente maior do que o raio das estrelas envolvidas, a distância entre

as estrelas permanecem relativamente constante durante a órbita da estrela menor

$$r_s = \frac{v_p + v_s}{2} (t_b - t_a) \quad (2.28)$$

E assim, podemos estimar o raio da estrela menor. Portanto, o problema central na determinação das massas dos componentes das binárias eclipsantes é, como tem sido desde o início, simplesmente o de avaliar as amplitudes da variação de velocidade dos dois componentes (Popper, 1967). Esse é um trabalho complexo a ser avaliado pois dependerá de vários parâmetros. Ainda sim, esses tipos de sistemas nos fornecem informações relevantes, como por exemplo, a determinação das massas, dos raios e até mesmo serve como base para estudar evolução estelar, como veremos nos capítulos posteriores.

## 2.3 Sobre a rotação em estrelas individuais e binárias

Quando discutimos a rotação em estrelas binárias, dois efeitos são cruciais para compreender a evolução do momento angular desses sistemas ao longo do tempo: O *Efeito Maré* e o *Freio Magnético*. Enquanto a maré tende a alongar a estrela e a rotação achatar os polos, o freio magnético faz com que as estrelas percam momento angular devido a manifestação de sua atividade magnética. No entanto, antes de abordar diretamente esses efeitos, vamos inicialmente introduzir o potencial de Roche e os Lóbulos de Roche, pois são esses tópicos que, além fornecerem uma descrição quantitativa da distribuição da gravidade em um sistema binário, descreveremos também as regiões onde o potencial gravitacional é igual entre duas estrelas. Esses são os alicerces teóricos necessários para entender os efeitos subsequentes que ocorrem no sistema.

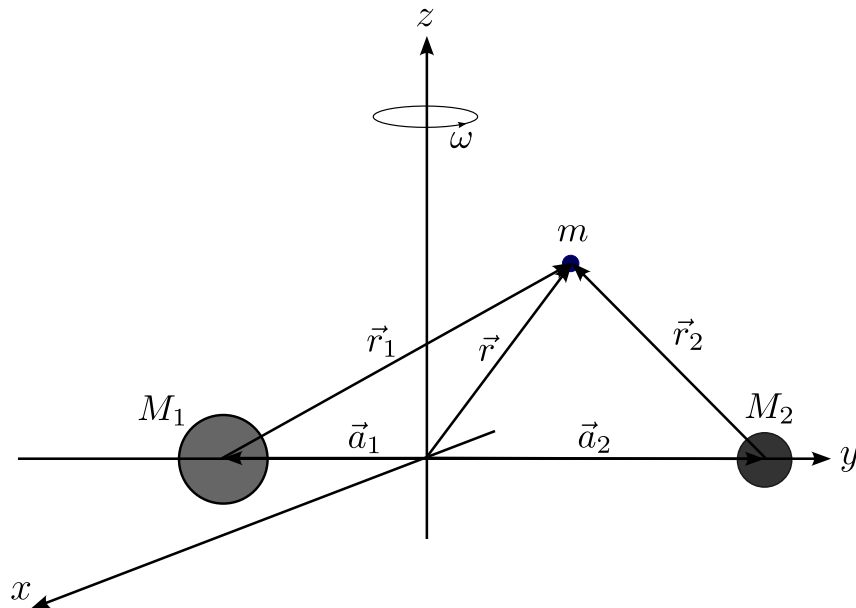
### 2.3.1 O potencial de Roche

O modelo de Roche é baseado na consideração em que o potencial gravitacional total em um sistema de duas massas pontuais se movem em órbitas circulares em torno do seu baricentro. Ou seja, as forças de marés estão produzindo seu resultado inevitável: As estrelas estão em rotação síncrona e estão em órbitas circulares Hilditch (2001).

Seguindo a lógica de Hilditch (2001), o nome “modelo de Roche” é referente ao matemático francês do século XIX Edouard Roche que investigou o problema de três corpos. Como se sabe, não existe uma solução analítica para descrever a dinâmica do problema de três corpos em um campo gravitacional mútuo. No entanto, na busca por encontrar tal solução, foi proposto o seguinte problema: Se duas massas se movem em órbitas circulares em torno do seu centro de massa em comum, e um terceiro corpo que tem massa infinitesimal se move no campo gravitacional dos outros dois corpos massivos, qual o valor do potencial gravitacio-

nal experimentado pelo terceiro corpo? A partir dessa pergunta, descobriu-se que era possível construir uma superfície hipotética tridimensional em torno das duas massas pontuais, e que nessas regiões a velocidade da terceira partícula seria zero em relação a um sistema de coordenadas que giraria uniformemente com as duas massas em suas órbitas circulares. Para realizar essa análise, iremos considerar a abordagem de Benacquista (2012), onde considera uma estrela mais massiva de massa  $M_1$ , a uma distância  $a_1$  na direção negativa do eixo  $y$  e a estrela menos massiva,  $M_2$ , a uma distância  $a_2$  na direção positiva do eixo  $y$ , conforme a figura 11.

Figura 11: Representação Esquemática da Configuração Orbital em um Sistema Binário com uma Massa Pontual.



Representação esquemática de uma massa pontual  $m$  orbitando um sistema binário composto pelas estrelas de massas  $M_1$  e  $M_2$ . As posições relativas de  $m$  em relação a  $M_1$  e  $M_2$  são indicadas pelos vetores  $\vec{r}_1$  e  $\vec{r}_2$ , enquanto  $\vec{r}$  representa o vetor de posição de  $m$  em relação ao centro de massa do sistema. Os vetores  $\vec{a}_1$  e  $\vec{a}_2$  correspondem às distâncias entre as estrelas e o centro de massa. Adaptado de Benacquista (2012).

Vamos considerar o cálculo da localização das superfícies equipotenciais de dois pontos que estão em órbita em torno do seu centro de massa em comum. Portanto, o referencial em que estamos tratando o problema é o centro de massa das duas estrelas que estão orbitando uma a outra. A partir da equação 2.1, podemos obter o que chamamos de frequência rotacional, que pode ser escrito por:

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}}, \quad (2.29)$$

onde vimos que na seção 2, que  $a = a_1 + a_2$ . A partir disso podemos escrever uma lagrangiana para o terceiro corpo nessas coordenadas, garantindo que incluímos a energia cinética de rotação em torno do eixo  $z$ :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) + \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2) + \frac{GM_1m}{r_1} + \frac{GM_2m}{r_2}, \quad (2.30)$$

onde, a partir da figura acima, podemos ver que  $|\mathbf{r}_1| = |\mathbf{r} - \mathbf{a}_1|$  e que  $|\mathbf{r}_2| = |\mathbf{r} - \mathbf{a}_2|$ . Perceba que é possível reorganizar os últimos três termos da lagrangiana tratando como um pseudopotencial em um referencial não-inercial com rotação. A massa teste irá atuar como se estivesse se movendo sob a influência desse potencial. Dessa forma, o pseudopotencial é dado por:

$$\Phi' = \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2) + \frac{GM_1m}{r_1} + \frac{GM_2m}{r_2}, \quad (2.31)$$

Isso tem o efeito de adicionar um potencial centrífugo ao problema. Para representar as superfícies equipotenciais do pseudopotencial, é importante realizar uma translação nas coordenadas, de forma que a massa  $M_1$  seja colocada na origem e o ponto  $M_2$  seja colocado em  $y = a$ . Dessa forma, podemos ver que  $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2}$  e que  $r_2 = \sqrt{x^2 + (y - 1)^2}$ . Além disso, vamos colocar em escala os comprimentos que estamos trabalhando tomando  $a = 1$ . Dessa forma o pseudopotencial transladado fica:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} \left[ x^2 + \left( y - \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \right]. \quad (2.32)$$

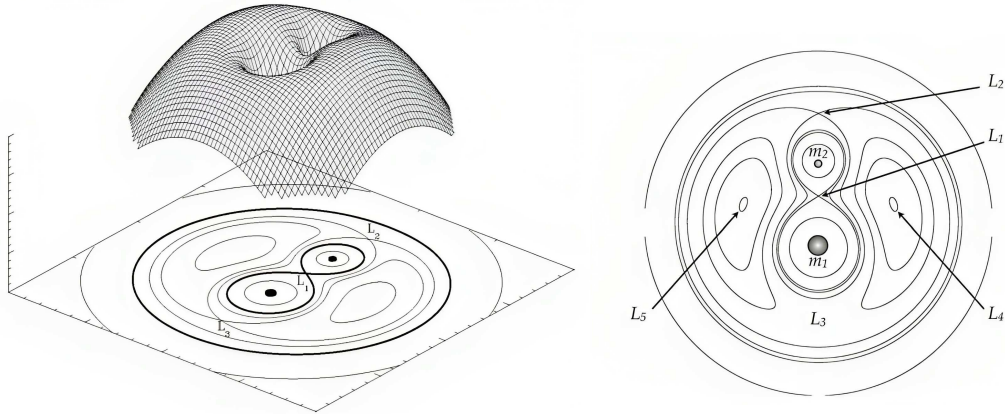
redefinindo  $\Phi_n = -2\Phi/G(M_1 + M_2)$  e  $q = M_2/M_1$  onde  $0 \leq q \leq 1$ . dessa forma:

$$\Phi_n = \frac{2}{(1+q)r_1} + \frac{2}{(1+q)r_2} + x^2 + \left[ y - \frac{q}{(1+q)} \right]^2 \quad (2.33)$$

A Equação (2.33) é o que chamamos de potencial normalizado e pode ser calculado para qualquer localização  $(x, y, z)$  ao redor dos dois pontos de massa. As superfícies equipotenciais podem ser encontradas em termos da distância entre as massas e da razão de massa  $q$ . Para determinar as superfícies equipotenciais basta tomar  $\Phi_n = \text{constante}$ . A Fig. 12 abaixo ilustra uma seção dessas superfícies no plano orbital do sistema binário em  $z = 0$  para uma razão de massa  $q = 0,4$ .

É de suma importância observar alguns pontos dessa figura. Os pontos  $L_1$  a  $L_5$  são o que chamamos de **pontos lagrangianos**. Estudos sobre estrutura e evolução estelar verificaram que estrelas mais massivas têm um processo evolutivo mais rápido do que a menos massivas (ver Maciel (1999), Choudhuri (2010), Beech (2019)). Isso significa que, em um sistema binário, a estrela mais massiva será a primeira a deixar a sequência principal e se transformar numa gigante vermelha. Quando a estrela excede o seu lóbulo de Roche (Veja a figura 12, a circunferência que engloba  $M_1$  e  $M_2$ ), o gás dessa estrela pode fluir para a segunda estrela a partir do **Ponto de Lagrange**  $L_1$ . Dado que a massa é o fator mais crucial para determinar as

Figura 12: Potencial de Roche e Equipotenciais em um Sistema Binário.



À esquerda, temos o esboço do potencial de Roche (veja equação 2.33). À direita, estão as equipotenciais de um sistema binário, que são as curvas de nível do potencial 2.33, com  $q = 0.4$ , mostrando cinco pontos lagrangianos:  $L_1$  a  $L_5$ . A equipotencial que passa por  $L_1$  é denominada lóbulo de Roche. Adaptado de (Hilditch, 2001).

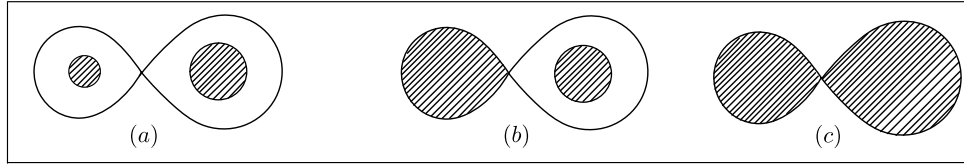
propriedades de uma estrela, a evolução desse sistema pode mudar drasticamente. Além disso, o **momento angular** de spin de cada uma das componentes do sistema binário também deve alterar<sup>1</sup> durante a transferência de matéria, modificando assim o seu **período orbital**. Os outros **pontos Lagrangianos** também tem significados importantes: são nesses locais em que, se fosse colocado uma massa de prova, essa massa ficaria em repouso. Todas essas considerações nos levam a criar outro tipo de classificação, conhecido como “**Classificação de Kopal** para sistemas binários próximos”, em que teremos 3 tipos, as *binárias separadas*, *binárias semi-separadas* e *binárias de contato*, como podemos ver na Fig. 13. Kopal (1978) as define da seguinte forma:

- **Binárias Separadas:** Quando duas estrelas estão totalmente dentro de seus lóbulos de Roche. Exemplo:  *$\beta$  Aurigae* ou *U Ophiuchi*.
- **Binárias Semi-Separadas:** Quando a componente primária, que é mais massiva, preenche o seu lóbulo de Roche e, eventualmente, seu material flui para a outra estrela. Exemplos: *Algol*
- **Binárias de Contato:** Quando ambas as estrelas preenchem completamente os lóbulos de Roche e podem ultrapassá-los. Exemplo: *W Uae Majoris*

Todas as características discutidas neste tópico são fundamentais para que possamos definir nossas amostras com uma maior precisão. É importante destacar que todas as estrelas binárias que serão analisadas neste estudo são estrelas binárias separadas.

<sup>1</sup>O momento angular de spin de cada estrela se altera; no entanto, o momento angular total permanece conservado.

Figura 13: Tipos de sistemas binários próximos com base no modelo de Roche.



Uma visão esquemática dos três principais tipos de sistemas binários próximos: (a) sistemas separados; (b) sistemas semi-separados; (c) binárias de contato. De acordo com (Kopal, 1978), a razão de massa é  $q = 0.6$ . Adaptado de (Kopal, 1978).

### 2.3.2 Efeito Maré

A evolução da rotação em estrelas binárias são fortemente influenciadas pelo **efeito de maré**, que surge devido às diferenças nas forças gravitacionais que uma estrela exerce sobre diferentes partes de sua companheira, resultando em deformações nas superfícies de ambas. De acordo com Çakirli (2023), em todos os tipos de sistemas binários de contato, as interações de maré são onipresentes; contudo, o efeito de maré não é observado apenas nesse tipo de sistema, sendo também presente em sistemas estrela-planeta (cf. Santiago *et al.* (2024)) e até mesmo no sistema Terra-Lua.

Além de causarem a deformação das superfícies estelares, elas fornecem um mecanismo-chave para circularizar as órbitas e sincronizar a rotação estelar com o movimento orbital<sup>2</sup>. As marés também deixam assinaturas de longo prazo, como na evolução do **momento angular** de estrelas binárias, especialmente no que diz respeito à dissipação da energia orbital e rotacional no sistema, e até mesmo permitindo ou intensificando a **Transferência de Massa**, pois essas deformações podem alterar os limites dos **Lóbulos de Roche**. Nesse sistemas, percebe-se que, em relação ao centro do planeta, uma face é atraída em direção à sua companheira, enquanto a outra é distendida na direção oposta. Isso faz com que a água da superfície se acumule em dois pontos do planeta, formando um bojo na direção da Lua e outro no sentido oposto, como mostrado na Figura 14.

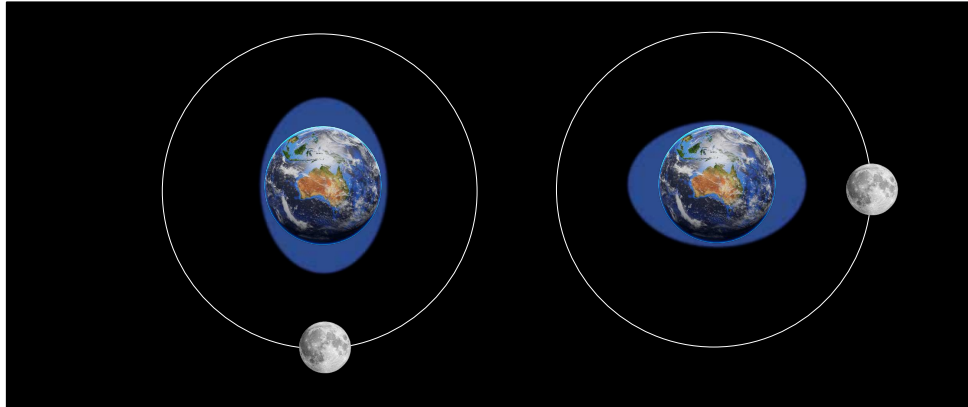
No caso de um sistema binário de estrela, podemos quantificar a espessura desse bojo a partir do trabalho de Goupil *et al.* (2008b), que leva em consideração o campo gravitacional de uma estrela companheira de massa  $m$  sob a superfície de uma estrela primária de massa  $M$ . Esse efeito pode ser visualizado ver na Figura 15. A equação que representa a fração da deformação radial, ou **altura da protuberância**, é dada por:

$$\frac{\delta R}{R} \simeq \frac{GmR/d^3}{GM/R^2} = \frac{m}{M} \left( \frac{R}{d} \right)^3, \quad (2.34)$$

onde  $R$  representa o raio da estrela primária e  $d$  a distância entre as duas estrelas. Vale ressaltar

<sup>2</sup>O sistema está sincronizado quando o período orbital é exatamente igual ao período de rotação, ou seja:  $P_{orb} = P_{rot}$

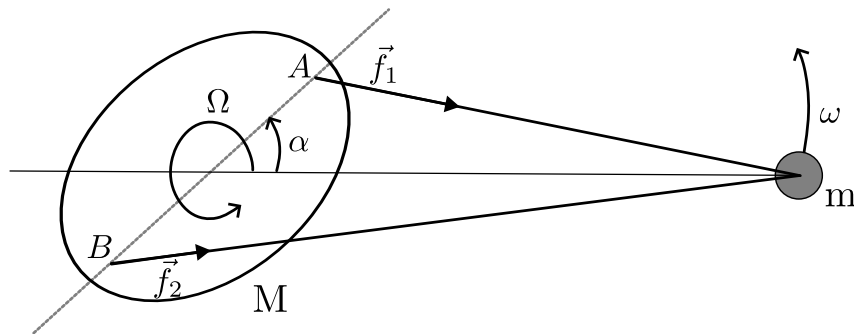
Figura 14: Representação do efeito de maré no sistema Terra-Lua.



Representação do efeito de maré no sistema Terra-Lua, mostrando os bojos de água. Fonte: Elaborado pelo autor.

que esta equação assume um modelo estelar homogêneo e em equilíbrio hidrostrático, e que, na ausência de mecanismos de dissipação, ela se ajustaria instantaneamente<sup>3</sup> à força perturbadora exercida por sua companheira, mesmo quando há uma defasagem na fase da maré. Quando essas condições acima são impostas, estamos trabalhando com um sistema de **Maré de Equilíbrio**<sup>4</sup>. Podemos determinar a massa dos bojos considerando que a estrela primária tenha densidade

Figura 15: Efeito de maré causado por uma massa pontual orbitando outra massa.



Representação esquemática do efeito de maré causado por uma massa pontual  $m$  orbitando uma massa  $M$ , ilustrando os bojos de material deslocado devido à interação gravitacional. Os pontos  $A$  e  $B$  representam as posições dos bojos, enquanto os vetores  $\vec{f}_1$  e  $\vec{f}_2$  indicam as forças de maré atuantes sobre a massa  $M$ . A rotação da massa  $M$  é indicada por  $\Omega$ , e a rotação da massa  $m$  por  $\omega$ , com o ângulo de defasagem da maré denotado por  $\alpha$ . Adaptado de (Goupil *et al.*, 2008b).

constante. A ideia é que, se a estrela aumenta seu raio em uma pequena fração dada por  $\delta R/R$ , a massa seria essa mesma fração  $\delta M = \frac{\delta R}{R} M$ .

<sup>3</sup>Imagine dois corpos Celestes, como a Terra e a Lua. A força que a Lua exerce sobre a Terra não é uniforme em sua superfície. Devido a essa interação gravitacional, é criado os bojos como mostrado na figura (14). Em um cenário idealizado, o que estamos dizendo é que esses corpos se ajustam instantaneamente em resposta a essa Força.

<sup>4</sup>Usamos esse termo de Maré de Equilíbrio para representar que as forças de atração em todas as partes das estrelas estão em equilíbrio. Para uma melhor visualização deste efeito em sistemas estrela-planeta, aconselho conferir o artigo de Santiago *et al.* (2024)



Em um sistema binário separado, a evolução das marés mudará continuamente os parâmetros orbitais e rotacionais do sistema. Dois resultados são previstos: ou um estado de equilíbrio será atingido, ou as duas estrelas girarão em espiral até colidirem (Hut, 1981). Dizermos que a estrela alcança o estado de equilíbrio quando atinge a coplanaridade (os planos equatoriais das duas estrelas coincidem com o plano orbital), circularidade da órbita e sincronização, tornando os períodos orbitais exatamente iguais aos períodos rotacionais das estrelas. A modelagem na qual essas estabilidades podem ser investigadas leva em consideração a conservação da energia e do momento angular.

Figura 16: Evolução da inclinação em sistemas binários.

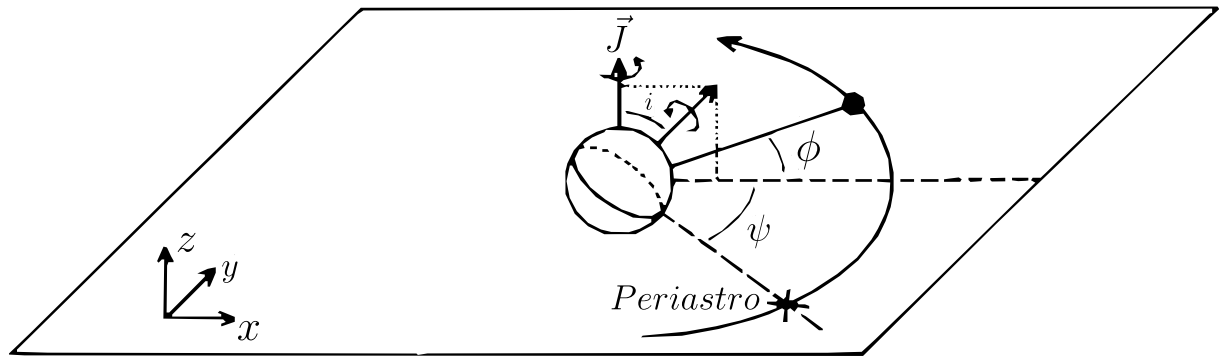


Ilustração da evolução da inclinação. A órbita está no plano  $(x, y)$ , com a linha de interseção entre o plano orbital e o plano equatorial coincidindo com o eixo  $y$ . Os planos equatoriais estão propositalmente desalinhados para ilustrar melhor o significado quando afirmamos que os planos equatoriais das duas estrelas coincidem com os planos orbitais. Adaptado de (Hut, 1981).

A dissipação das marés diminui a energia orbital e rotacional, levando a uma mudança significativa na taxa de rotação das estrelas (Hut, 1981; Tassoul, 2000; Santiago *et al.*, 2024). No entanto, para investigar a forma desses estados de equilíbrio, é necessário descrever um modelo específico de maré, pois só assim poderemos estudar, em escalas de tempo, as alterações dos parâmetros orbitais, como excentricidade, semi-eixo maior, inclinação e velocidade de rotação. Observações de populações estelares de diferentes idades fornecem evidências claras da circularização contínua das órbitas em binários próximos devido às interações de maré. Em amostras mais antigas, órbitas circulares são encontradas em uma gama mais ampla de períodos orbitais (Ogilvie; Lin, 2007), indicando que a dissipação de maré desempenha um papel significativo na evolução orbital ao longo do tempo. Nesses sistemas, quando a estrela primária não está sincronizada em sua rotação com a órbita, ocorre um torque gravitacional que atua para sincronizar a rotação estelar com o movimento orbital (cf. Santiago *et al.* (2024)). Dessa forma, podemos estimar este torque supondo:

$$\Gamma = \frac{3}{2}k \frac{GM}{R} \left( \frac{R}{d} \right)^8 \sin(2\alpha) \approx 3k \frac{GM}{R} \left( \frac{R}{d} \right)^6 \alpha, \quad (2.35)$$

onde  $\alpha$  é o ângulo de atraso da protuberância de Maré, que estamos assumindo no modelo de

fricção fraca no qual assume-se um pequeno ângulo  $\alpha$  (cf. Santiago *et al.* (2024)),  $R$  o raio da Estrela,  $d$  a distância entre os centros das estrelas e  $\omega$  é a velocidade angular orbital. Esse ângulo de Maré ( $\alpha$ ) é uma função da falta de sincronismo, e ele irá desaparecer quando  $\Omega \rightarrow \omega$  (cf. 2.36).

Além do torque, precisamos entender duas grandezas que são de grande relevância para este estudo, que é o **tempo de sincronização** e o **tempo de circularização**. O **tempo de circularização** é o tempo necessário para que a órbita de um sistema binário evolua de uma forma elíptica para uma forma circular, levando em consideração os efeitos dissipativos, como discutido anteriormente. E o **tempo de sincronização** é o tempo que o período de rotação da estrela se torna exatamente igual ao seu período orbital. Essas duas grandezas podem ser determinadas usando este modelo. Levando em consideração que as estrelas não estão sincronizadas, é possível estimar que  $\alpha$  é proporcional a diferença entre a taxa de rotação da estrela e a velocidade orbital, e que, para atingir a sincronização, seja inversamente proporcional ao tempo que a estrela leva para dissipar energia  $t_{diss}$ , que é chamado tempo de dissipação. A expressão é:

$$\alpha = \frac{(\Omega - \Omega_0)}{t_{diss}} \frac{R^3}{GM} \quad (2.36)$$

onde o termo  $R^3/GM$  é denominado como tempo de queda livre e  $\Omega_0$  representa a velocidade orbital média. Dessa forma, podemos definir o torque de maré como sendo:

$$\Gamma = -I\dot{\Omega} \quad (2.37)$$

onde  $I$  é o momento de inércia da estrela primária sobre seu eixo de rotação. Logo, o tempo característico para sincronização, é:

$$t_{sinc} = \frac{\Omega - \Omega_0}{\dot{\Omega}} = I \frac{\Omega - \Omega_0}{\Gamma} = \frac{r_g^2}{3k} \frac{T}{q^2} \left( \frac{d}{R} \right)^6 \quad (2.38)$$

onde  $q = m/M$  representa a razão das massas da estrela secundária com a estrela primária e  $r_g = (IM/R^2)^{1/2}$ .

Para simplificar a discussão, a companheira binária descrita na Figura 16 é assumida como um ponto de massa, de modo que apenas as marés primárias serão levantadas. Se assim for, pode-se demonstrar que a equação resultantes para a evolução dos parâmetros físicos na estrela primária, se altera da seguinte forma:

$$\frac{da}{dt} = -6 \frac{k}{T} q(1+q) \left( \frac{R}{a} \right)^8 \frac{a}{(1-e^2)^{15/2}} \left[ f_1(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_2(e^2) \frac{\Omega}{\Omega_0} \right] \quad (2.39)$$

$$\frac{de}{dt} = -27 \frac{k}{T} q(1+q) \left( \frac{R}{a} \right)^8 \frac{e}{(1-e^2)^{13/2}} \left[ f_3(e^2) - \frac{11}{18} (1-e^2)^{3/2} f_4(e^2) \frac{\Omega}{\Omega_0} \right] \quad (2.40)$$

$$\frac{d\Omega}{dt} = 3 \frac{k}{T} q^2 \frac{R}{r_g^2} \left( \frac{R}{a} \right)^6 \frac{\Omega_0}{(1-e^2)^6} \left[ f_2(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_5(e^2) \frac{\Omega}{\Omega_0} \right] \quad (2.41)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = -3 \frac{k}{T} q^2 \frac{R}{r_g^2} \left( \frac{R}{a} \right)^6 \frac{\omega}{(1-e^2)^6} \frac{\Omega_0}{\Omega} \left[ f_2(e^2) - \frac{1}{2} (1-\eta) (1-e^2)^{3/2} f_5(e^2) \frac{\Omega}{\Omega_0} \right] \quad (2.42)$$

com os valores,

$$f_1(e^2) = 1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{185}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \quad (2.43)$$

$$f_2(e^2) = 1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \quad (2.44)$$

$$f_3(e^2) = 1 + \frac{15}{4}e^2 + \frac{15}{8}e^4 + \frac{5}{64}e^6 \quad (2.45)$$

$$f_4(e^2) = 1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4 \quad (2.46)$$

$$f_5(e^2) = 1 + 3e^2 + \frac{3}{8}e^4 \quad (2.47)$$

As equações descrevem a evolução de um sistema binário sob a influência de interações de maré deduzido detalhadamente por Hut (1981). O semi-eixo maior  $a$  define o tamanho da órbita, enquanto a excentricidade  $e$  mede o quão elíptica ela é. O termo  $k$  refere-se à constante de movimento apsidal, que depende da estrutura interna da estrela, e  $T$  representa o tempo característico para a evolução da maré. A razão de massas  $q$  e o raio da estrela primária  $R$  influenciam o impacto das marés no sistema. A velocidade angular de rotação  $\Omega$  e a velocidade angular orbital  $\Omega_0$  determinam a sincronia entre a rotação da estrela e o movimento orbital. O raio de giro  $r_g$  está relacionado à distribuição de massa na estrela, e o torque de maré  $\Gamma$  descreve a mudança da rotação causada pelas marés. O ângulo  $\omega$  refere-se à precessão do plano orbital. As funções  $f_1(e^2), f_2(e^2), f_3(e^2), f_4(e^2), f_5(e^2)$  ajustam os efeitos da excentricidade nas interações de maré, enquanto  $\eta$  indica a relação entre o momento angular orbital e rotacional. Finalmente, o termo  $GM$  representa a atração gravitacional da estrela primária, sendo fundamental nas equações de movimento. Esses parâmetros descrevem como as marés alteram tanto a órbita quanto a rotação das estrelas componentes.

A partir dessas expressões é possível determinar o tempo de circularização. De acordo com Hut (1981):

$$t_{\text{cir}} = \frac{2}{21k} \frac{T}{q(1+q)} \left( \frac{a}{R} \right)^8 \quad (2.48)$$

A partir da Eq. (2.48), verifica-se que é mais fácil sincronizar o movimento de um sistema binário do que circularizar sua órbita. Isso ocorre porque é necessário gastar muito mais energia para a transferência de momento angular para alterar a forma da órbita, do que para alterar a taxa de rotação do corpo. É importante ressaltar que as estrelas que tem uma região convectiva maior,

como as estrelas da frias da sequência principal, esse freio adicional tende a atuar de forma mais eficiente, porque na região convectiva temos uma maior dissipação da energia devido aos ventos magnetizados.

Concluindo, a evolução de estrelas binárias não difere das estrelas individuais a menos que uma interaja com a outra. Se as estrelas estiverem suficientemente distantes uma da outra, elas não serão afetadas pela presença da companheira, de modo que apenas teoria padrão da evolução estelar é suficiente para descrever sua evolução (Hurley *et al.*, 2002). Porém, se as estrelas interagem entre si, seu curso evolutivo pode ser fortemente afetado devido ao efeito maré.

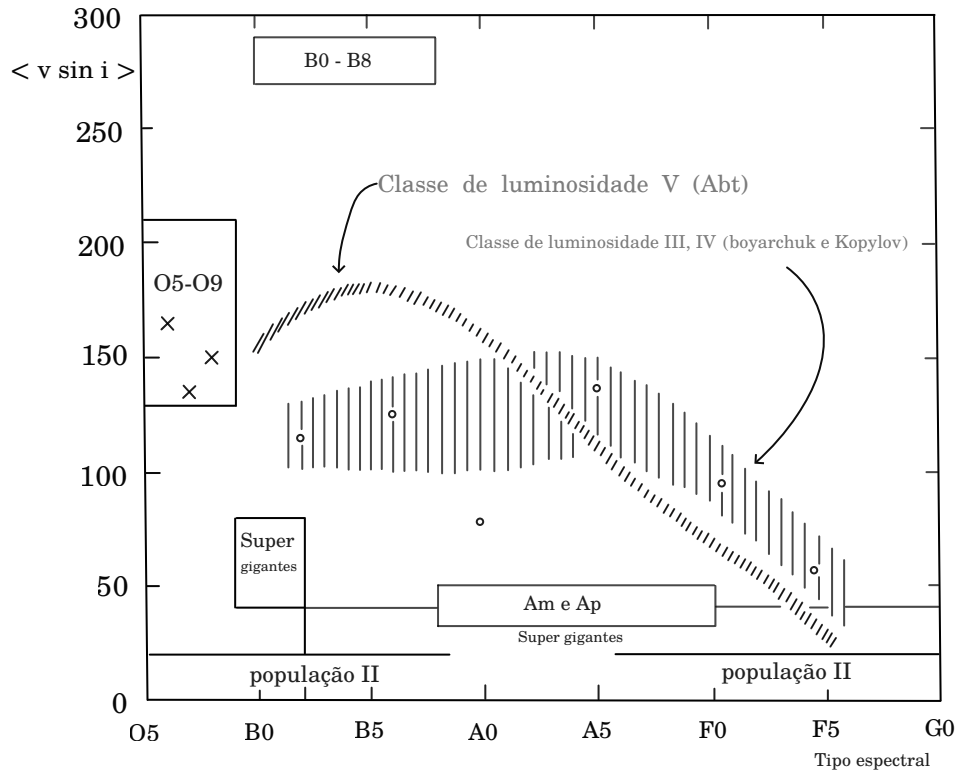
### 2.3.3 Relação de Kraft e o freio magnético

Vimos anteriormente que a binaridade afeta a rotação fazendo com que as estrelas percam momento angular devido aos processos dissipativos da interação gravitacional. No entanto, esse não é o único efeito que faz com que as estrelas percam momento angular. No ano de 1965, McNally (1965) publicou uma carta na revista *The Observatory* chamando atenção para os momentos angulares das estrelas individuais da sequência principal. Utilizando os dados de *Allen's Astrophysical quantities* (1963), identificou uma lei de potência para estrelas do tipo inicial (O5-A5), mostrando que  $J \propto M^{0,8}$ , onde  $J$  é o momento angular de spin e  $M$  a massa estelar. Além disso, percebeu, curiosamente, que para estrelas com tipos espectrais tardios (A5 - G0), a lei de potência muda ligeiramente, de tal modo que a correlação entre o momento angular e a massa é dado por  $J \propto M^{4,7}$ .

Ainda na década de 1960, diversos trabalhos mostraram que a velocidade rotacional projetada das estrelas varia com seu tipo espectral em diferentes fases evolutivas. Com base nessas observações, Slettebak (1970) realizou uma compilação dos trabalhos conduzidos até a década de 1970 e constatou que estrelas de tipos espectrais iniciais apresentam, em média, velocidades de rotação projetada mais elevadas em comparação às estrelas de tipos espectrais tardios (Figura 17). Tanto McNally (1965) como Huang (1965) atrelaram a diminuição inco- mum da rotação estelar a presença de planetas, com quase todo o momento angular inicial sendo transferido para seus sistemas planetários. No entanto, Wilson (1966) e Kraft (1967) notaram que a transição para velocidades de rotação menores ocorre aproximadamente em estrelas com temperatura aproximada de 6200K. No estudo da evolução estelar, é bem estabelecido que, conforme uma estrela avança na sequência principal em direção a temperaturas mais altas, ela se torna mais massiva. Portanto, além do tipo espectral, a massa foi considerada um elemento primordial na rotação estelar. Kraft (1970) demonstrou que para estrelas com massa superior a  $1,5M_{\odot}$  ( $\log M \sim 0,17$ ), a perda de momento angular é relativamente pequena, conforme ilustrado na Figura 19. Essas estrelas possuem um envoltório em equilíbrio radiativo, sem zonas

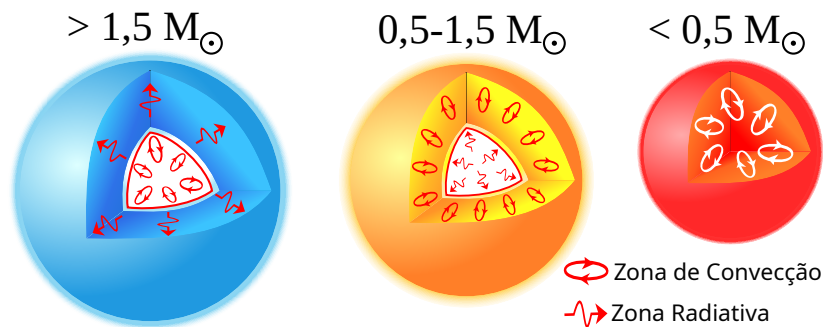
de convecção bem desenvolvidas, que são fundamentais para a formação de ventos estelares e a consequente remoção de momento angular (figura 18).

Figura 17: Relação entre a média de  $v \sin i$  e o tipo espectral em diferentes classes de luminosidade.



A figura ilustra a relação entre a média de  $v \sin i$  com o tipo espectral das estrelas em diferentes classes de luminosidade. Observe que estrelas do tipo espectral tardio tendem a ter velocidades de rotação projetadas extremamente baixas em comparação às estrelas do tipo espectral B. Adaptado de (Slettebak, 1970).

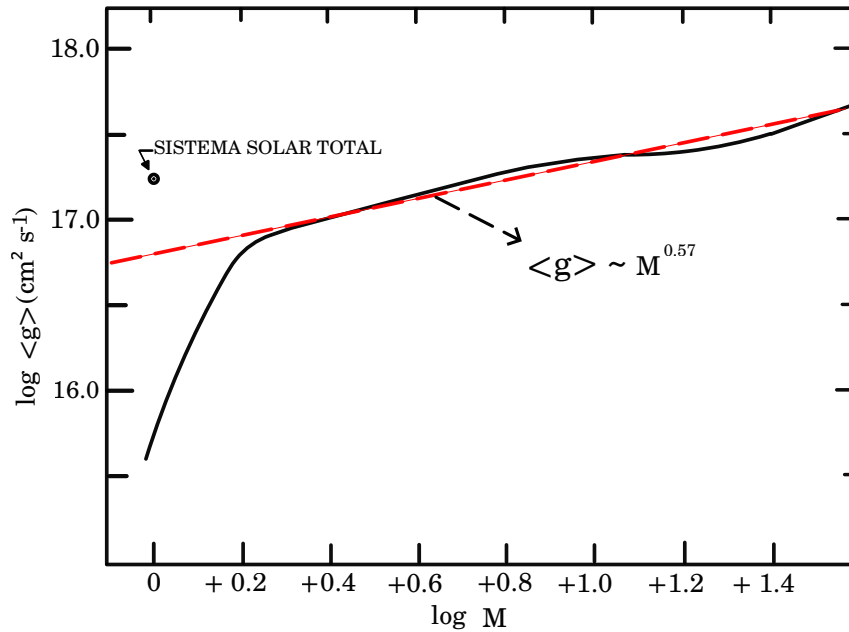
Figura 18: Transporte de calor em estrelas de diferentes massas e sua relação com a perda de momento angular.



A figura representa o transporte de calor em estrelas de diferentes massas:  $> 1,5 M_{\odot}$ ,  $0,5 - 1,5 M_{\odot}$  e  $< 0,5 M_{\odot}$ . Estrelas com massa até  $1,5 M_{\odot}$  apresentam processos convectivos significativos, enquanto estrelas com massa acima desse valor possuem um envoltório radiativo, resultando em uma atividade magnética praticamente nula. A inexistência desse envoltório convectivo faz com que estrelas de alta massa tendam a perder menos momento angular de spin. Adaptado de (Hanslmeier; Brajša, 2024).

Para essas estrelas ( $> 1,5M_{\odot}$ ), Kraft (1970) demonstrou que a relação J-M segue uma lei de potência do tipo  $J \propto M^{1,57}$  ou  $\langle j \rangle \propto M^{0,57}$ <sup>5</sup>. Em estrelas com massas inferiores a esse limite, a perda de massa devido aos ventos estelares torna-se bastante significativa, principalmente em função da presença de campos magnéticos mais intensos e profundos. Esse resultado é melhor evidenciado ao observar a figura 19. Perceba que a média dos valores do momento angular (linha sólida) oscila ao redor da linha pontilhada; no entanto, abaixo de  $1,5M_{\odot}$  ( $\log M \sim 0,17$ ), essa média adota uma nova tendência (Rosa, 2021).

Figura 19: Variação do  $\log g$  em função do  $\log M$  e sua relação com a aproximação de Kraft.



A figura ilustra a variação do  $\log g$  em função do  $\log M$ , onde  $g$  representa o momento angular por unidade de massa e  $M$  a massa das estrelas em massas solares. A linha pontilhada indica uma aproximação linear para as estrelas com massa superior a  $1,5M_{\odot}$ , enquanto a linha sólida representa a média dos valores de  $g$  para cada massa considerada. Observa-se que a aproximação de Kraft descreve bem o comportamento das estrelas com  $\log M$  acima de  $1,5M_{\odot}$ . Adaptado de (Kraft, 1970).

Esse resultado encontrado por Kraft evidenciava de forma clara o trabalho de Weber e Leverett (1967), que modelou a perda de momento angular devido aos ventos estelares utilizando a teoria da magnetohidrodinâmica (MHD). A necessidade de recorrer essa teoria é que os ventos estelares são compostos por partículas ionizadas, e sua formação depende tanto da rotação quanto da temperatura estelar. No entanto, para entender como as estrelas perdem momento angular através desses ventos estelares, precisamos analisar dois tipos de ondas: As ondas sonoras e as ondas de Alfvén. As ondas sonoras são ondas longitudinais que se propagam pelos gases, ou plasma como é este caso, onde a força restauradora é a pressão do gás; Já as ondas de alfvén se propagam ao longo do campo magnético, sendo influenciadas pela tensão nas linhas do campo magnético. As velocidades das ondas de Alfvén depene da força do campo

<sup>5</sup>Na Figura 19, a relação apresentada é  $g \propto M^{0,57}$ . É importante destacar que  $g$  representa a quantidade de momento angular de spin por unidade de massa, ou seja,  $\langle J \rangle / M$ , justificando a potência 0,57 ao invés de 1,57.

magnético e da densidade do plasma. A velocidade das ondas de alfvén, como bem conhecidas, é dada por:

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (2.49)$$

onde  $B$  é a intensidade do campo magnético e  $\rho$  a densidade do plasma. No entanto, o vento solar só desacopla da estrela em uma distância crítica, chamada de raio de Alfvén. O raio de Alfvén é a distância crítica da qual o vento solar atinge uma velocidade maior que a da propagação das ondas de Alfvén. Dentro desse raio, o campo magnético é forte o suficiente para controlar o movimento do plasma, mas além desse ponto, a pressão cinética do gás — basicamente a pressão exercida pelo movimento das partículas — domina o campo magnético. Isso permite que o material estelar seja acelerado e ejetado. No modelo de Weber e Leverett (1967), a evolução do momento angular do Sol é expressa pela seguinte expressão:

$$\frac{dJ_\odot}{dt} = \frac{2}{3}\Omega r_A^2 \frac{dM_\odot}{dt} \quad (2.50)$$

onde  $r_A$  é o raio de Alfvén,  $\Omega$  representa a velocidade rotacional, e  $dM_\odot/dt$  representa a perda de massa estelar. Para o Sol, o raio de Alfvén é cerca de  $15R_\odot$  (Hanslmeier; Brajša, 2024). Observe que essa equação é proporcional à velocidade de rotação estelar, ou seja, quanto maior a rotação da estrela, mais intensa será a sua perda de momento angular.

Em síntese, o que justifica o fato de estrelas de baixa massa ( $< 1,5M_\odot$ ) apresentarem uma maior dependência da massa em relação ao momento angular, conforme descrito por Kraft (1970), é a presença de zonas convectivas. Essas regiões são responsáveis por gerar atividade magnética, que facilita a remoção do momento angular estelar através do mecanismo de freio magnético. Já em estrelas com zonas radiativas, conforme ilustrado na figura 18, o efeito de freio magnético é significativamente menor devido à ausência de uma atividade convectiva eficiente para gerar campos magnéticos que contribuam para a perda de momento angular.

### 3 DADOS OBSERVACIONAIS

#### 3.1 Catálogo

Neste capítulo, nosso objetivo é expor os dados essenciais que serão utilizados nesta dissertação. Para tal, utilizamos o *catálogo Geneva-Copenhagen Survey* (GCS) (Nordström *et al.*, 2004), uma vez que ele disponibiliza a mais abrangente amostra com dados sobre idades e rotação das estrelas na vizinhança solar. Este catálogo foi submetido a diversas revisões minuciosas, que englobaram uma reavaliação das calibrações da metalicidade ( $[Fe/H]$ ) e temperatura (Holmberg *et al.*, 2009) (GCSII), além de uma melhoria na precisão das novas revisões das paralaxes do Hipparcos apresentadas por (Holmberg *et al.*, 2009) (GCSIII).

A amostra disponível no catálogo inclui informações sobre 16.682 estrelas, tanto individuais quanto binárias. Atualizações provenientes do *Set of Identifications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data (SIMBAD)*<sup>1</sup> indicam que nem todas as estrelas presentes no referido catálogo pertencem à sequência principal, havendo registros de estrelas reconhecidas como subgigantes e gigantes. A amostra abrange estrelas dos tipos espectrais B, A, F, G e K; contudo, as estrelas dos tipos espectrais A, B e K não são bem representativas, contendo uma amostra insignificante. Das estrelas com temperaturas efetivas mensuradas, a amostra abrange aquelas com temperaturas entre 3.500 K e 7.500 K. Das 16.682 estrelas catalogadas no GCS, 5.622 (cerca de 34%) são estrelas binárias, das quais 3.537 (aproximadamente 21%) são estrelas binárias visuais e 3.223 (cerca de 19%) espectroscópicas.

##### 3.1.1 Velocidade de Rotação Projetada

Os dados de velocidade de rotação projetada catalogadas no GCS (Nordström *et al.*, 2004), foram obtidos por meio de dois telescópios distintos: o CORAVEL (CORrelation-RAdial-VELOCities), utilizado para estrelas com  $v \sin i$  inferiores a 30 km/s, e os espectrógrafos digitais do *Center for Astrophysics Harvard-Smithsonian* (CfA) empregados para estrelas com rotação acima desse limite. As calibrações de Benz e Mayor (1984) foram aplicadas para as observações do CORAVEL, proporcionando uma precisão de 1 km/s, e é especialmente eficaz para estrelas com rotações inferiores a 30 km/s (de Medeiros; Mayor, 1999). Já as velocidades de rotação estimadas a partir do CfA foram baseadas no espectro de modelo mais adequado, conforme descrito por (Nordstrom *et al.*, 1994; Nordstrom *et al.*, 1997).

Para oferecer representação geral dos dados estudados no catálogo, a Figura 20 ilustra os gráficos de frequência para as estrelas com dados de  $v \sin i$  divididas de acordo com

---

<sup>1</sup>Link para acessar o SIMBAD.



seu tipo espectral. Além disso, para uma visão mais detalhada dos dados exibidos na Figura 20, as Tabelas 1 e 2 resumem o número de estrelas em sistemas binários e individuais (*singles*) em cada intervalo espectral que contenham informações de  $v \sin i$ . Vale ressaltar neste ponto que a quantidade de estrelas tipo K em comparação com os outros tipos espectrais são extremamente baixas, tendo informações apenas de 46 estrelas individuais e 9 estrelas binárias. Devido à escassez desses dados, eles serão excluídos de nossa amostra.

Figura 20: Distribuição de frequência de  $v \sin i$  para estrelas individuais do catálogo Geneva-Copenhagen.

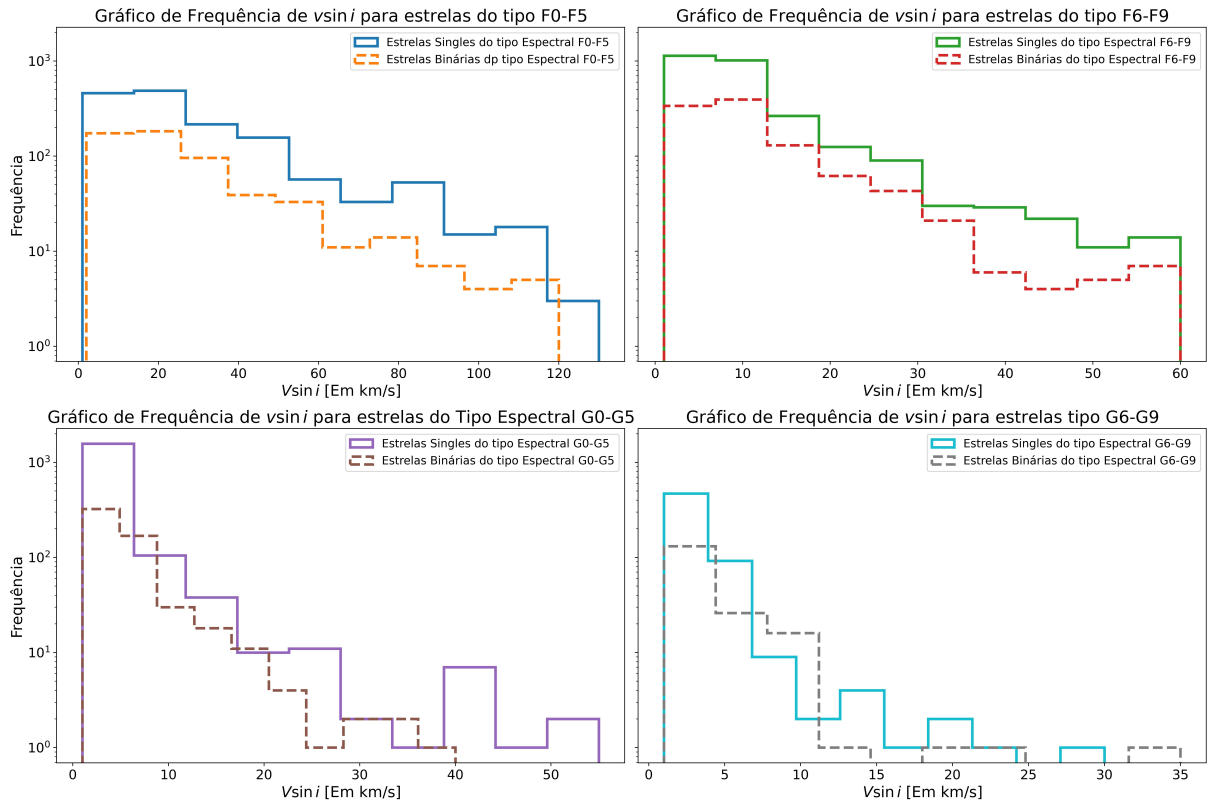


Gráfico de frequência de  $v \sin i$  em km/s para estrelas individuais do catálogo Geneva-Copenhagen. Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela 1: Distribuição de estrelas individuais com informações de  $v \sin i$  por tipo espectral.

Tipo Espectral	N° de Estrelas Individuais	Porcentagem da Amostra
F0-F5	1.500	16,78%
F6-F9	2.741	30,66%
G0-G5	1.747	19,54%
G6-G9	177	6,51%

Fonte: Elaborado pelo autor.

Nota-se, inicialmente, que uma parcela significativa de nossa amostra de estrelas encontra-se no intervalo espectral F6-F9, abrangendo uma variedade de velocidade de rotação projetada até 130 km/s, o que corresponde a 41,96% da amostra total, que inclui estrelas individuais e binárias. Essa predominância de estrelas do tipo F em comparação as estrelas do tipo

Tabela 2: Distribuição de estrelas binárias com informações de  $v \sin i$  por tipo espectral.

Tipo Espectral	Nº Estrelas Binárias	Porcentagem da Amostra
F0-F5	566	6,33%
F6-F9	1.010	11,30%
G0-G5	561	6,28%
G6-G9	177	1,98%

Fonte: Elaborado pelo autor.

G pode ser atribuída a operação do instrumento utilizado. Em outras palavras, devido ao brilho ser mais tênue e, conseqüentemente, à dificuldade na determinação precisa de seus parâmetros, é natural que as estrelas do tipo espectral G se tornem mais escassas a medidas que a distância aumenta, conforme discutido por Nordström *et al.* (2004) e Barbosa (2021).

### 3.1.2 Sobre a idade

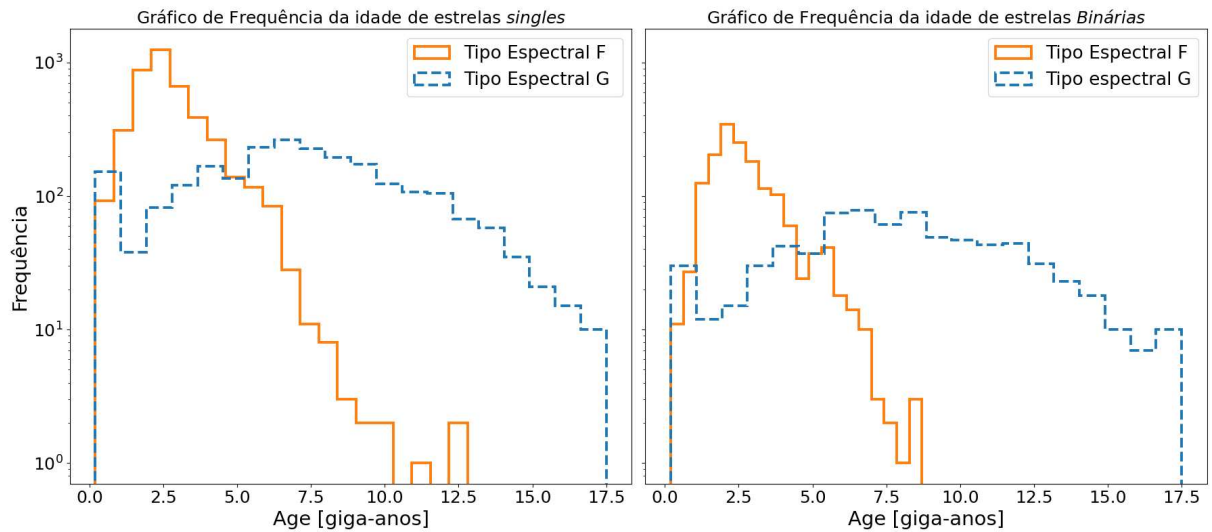
A idade das estrelas no GCS (Nordström *et al.*, 2004) foram calculadas utilizando o método das isócronas. Este método consiste em colocar as estrelas em um diagrama HR teórico tridimensional e, usando a temperatura efetiva ( $T_{eff}$ ), magnitude visual ( $m_v$ ) e metalicidade ( $[Fe/H]$ ), é possível determinar a probabilidade de uma estrela estar em uma determinada posição deste diagrama, levando-se em conta os erros observacionais associados, os quais são assumidos seguir uma distribuição gaussiana. Essa probabilidade é dada pela Equação 3.1:

$$P = \exp \left[ -\frac{(\Delta T_{eff})^2}{2(\sigma_{T_{eff}})^2} \right] \times \exp \left[ -\frac{(\Delta m_v)^2}{2(\sigma_{m_v})^2} \right] \times \exp \left[ -\frac{(\Delta [Fe/H])^2}{2(\sigma_{[Fe/H]})^2} \right]. \quad (3.1)$$

Na Equação (3.1),  $\Delta T_{eff}$  e outras variáveis representam as diferenças entre os parâmetros observados de uma estrela específica e os correspondentes valores nos pontos de isócrona que estamos considerando. A partir disso, integramos essa função de probabilidade e normalizamos para o seu máximo, conforme descrito por Jørgensen e Lindegren (2005). Esse máximo pode ser usado como estimador para determinar a idade mais provável das estrelas.

As novas calibrações do GCS II (Holmberg *et al.*, 2007) seguiram os procedimentos estabelecidos por (Jørgensen; Lindegren, 2005). O GCS III, como detalhado por Holmberg *et al.* (2009), incorporou as mais recentes medidas de paralaxes do Hipparcos. Estas atualizações possibilitaram a definição tão precisa dos valores de magnitude absoluta para algumas estrelas, que suas idades puderam ser determinadas com uma precisão irrealisticamente alta (Holmberg *et al.*, 2009). Conseqüentemente, com tais ajustes, a Figura 21, que representa a amostra total, dispõe-se de estrelas com idade entre 0,2 e 17,5 giga-anos, tanto para as estrelas *singles* quanto para binárias. Das 16.682 estrelas catalogadas, temos informações da idade de 12.123, sendo 9.138 estrelas *singles* e 2.985 estrelas em sistemas binários. Para facilitar melhor a visualização dos dados do histograma, resumimos a quantidade de dados com informações da idade de estrela

Figura 21: Gráfico de Frequência da Idade Estelar em giga-anos para estrelas binárias e individuais.



Fonte - Elaborado pelo autor

catalogada na Figura 21, e detalhamos também a informação da quantidade de estrelas com o tipo espectral F0-F9 e G0-G9 para estrelas singles e binárias na Tabela 3 e 4.

Figura 22: Distribuição de frequência da idade estelar para estrelas binárias e individuais por tipo espectral.

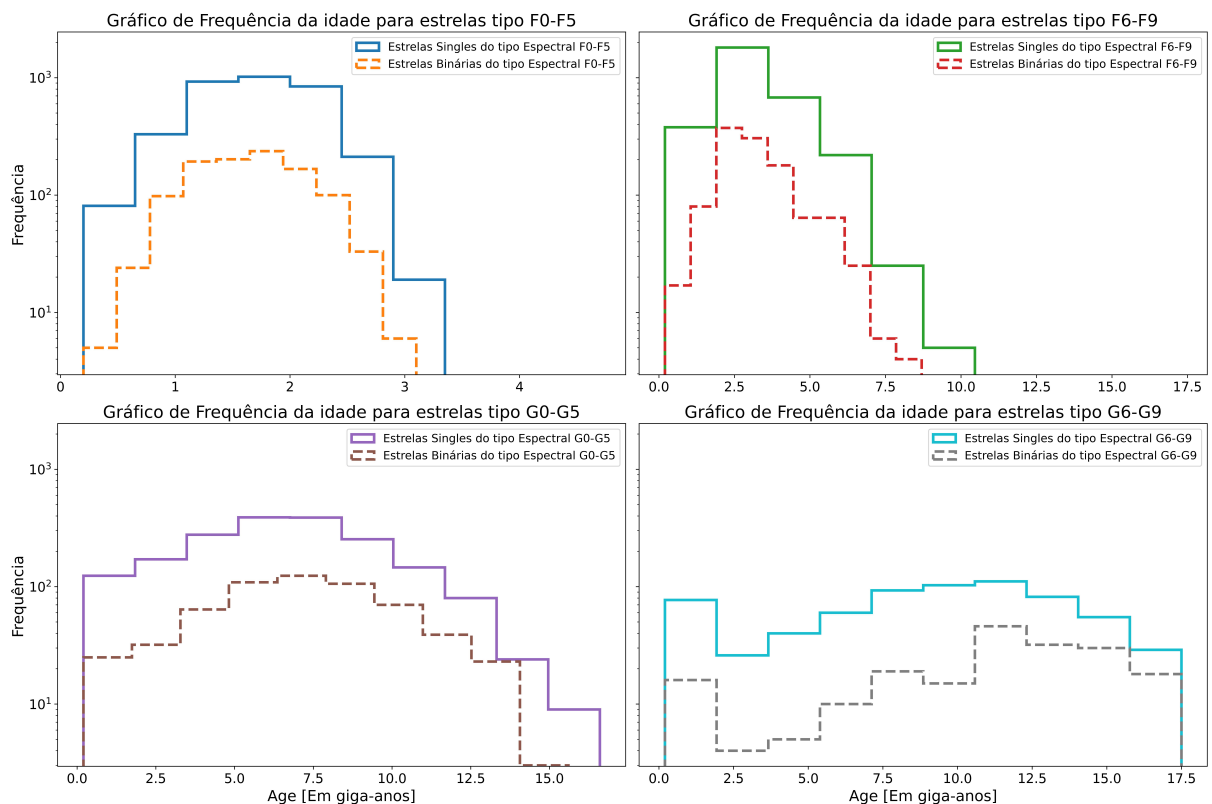


Gráfico de frequência da idade estelar em giga-anos para estrelas binárias e não binárias separadas pelos tipos espectrais F0-F9 e G0-G9. Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 22 apresenta as faixas de idade para estrelas dos tipos espectrais F0-F5 e

F6-F9, assim como para estrelas dos tipos espectrais G0-G5 e G6-G9. Para as estrelas singles do tipo F0-F5, a faixa de idade está entre 0,2 (Gyr) até aproximadamente a idade do Sol estimada em 4,7 Gyr <sup>2</sup>, enquanto para estrelas binárias é de 0,2 a 3,1 Gyr. No caso das estrelas F6-F9, as idades das estrelas singles variam de 0,2 a 6,9 Gyr. Para estrelas do tipo G0-G5, a faixa de idade para estrelas binárias está entre 0,2 e 15,6 Gyr, e para estrelas singles varia de 0,2 e 15,6 Gyr. As estrelas do tipo G6-G9, tanto singles como binárias, apresentam um intervalo de idade de 0,2 e 17,5 Gyr.

Tabela 3: Distribuição da idade para estrelas individuais.

<b>Tipo Espectral</b>	<b>N° de Estrelas Individuais</b>	<b>Porcentagem da Amostra</b>
F0-F5	3.433	28,32%
F6-F9	3.116	25,70%
G0-G5	1.863	15,37%
G6-G9	676	5,58%

Fonte: Elaborado pelo autor.

Tabela 4: Distribuição da idade para estrelas binárias.

<b>Tipo Espectral</b>	<b>N° de Estrelas Binárias</b>	<b>Porcentagem da Amostra</b>
F0-F5	1.065	8,78%
F6-F9	1.117	9,21%
G0-G5	595	4,91%
G6-G9	195	1,61%

Fonte: Elaborado pelo autor.

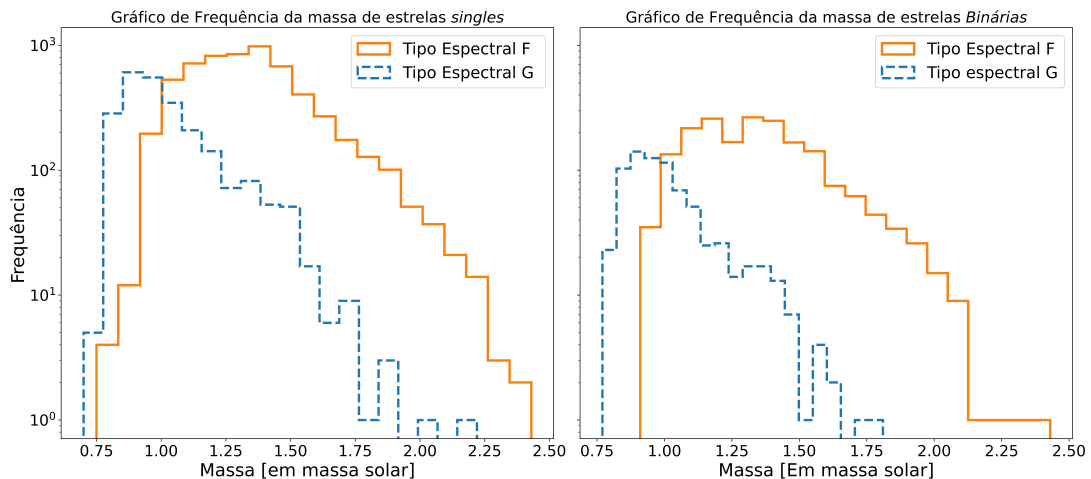
Essas são, portanto, as informações gerais de idade contida no catálogo GCS. Vale a pena ressaltar que a soma das porcentagens não resultam em 100% porque no catálogo geral nós também temos informações das estrelas do tipo espectral K, que resulta em 0,52% da amostra geral, devido à escassez desses dados, eles serão excluídos de nossa amostra.

### 3.1.3 Sobre as Massas

Para compreender melhor a evolução estelar na nossa amostra, é essencial estimar a massa das estrelas. Assim como discutido na seção passada, o método de estimar idades pelas isócronas também nos permite associar uma massa específica a cada estrela. Em uma isócrona de modelo corresponde a um valor específico de massa, bem como uma idade e a partir disso encontramos uma função  $M$  que descreve uma distribuição de probabilidade das massas de modelo para uma estrela observada (Nordström *et al.*, 2004). A vantagem das funções  $M$  é que elas demonstram ser comportadas e geralmente nos fornecem estimativas de erros excelentes, no qual tem uma média de  $0,05M_{\odot}$  (Nordström *et al.*, 2004; de Freitas, 2006).

<sup>2</sup>Na realidade, Christensen-Dalsgaard *et al.* (1996) mostra que a idade do sol é  $(4,52 \pm 0,04 \text{ Gyr})$ .

Figura 23: Distribuição de massa de estrelas binárias e individuais.



Fonte – Elaborado pelo autor.

A Figura 23 apresenta o gráfico de frequência de massa para estrelas *singles* e binárias do GCS. Para estrelas *singles* do tipo espectral F, observamos uma faixa de massa entre 0,12 e 2,43 massas solares, enquanto para estrelas do tipo espectral G, essa faixa varia de 0,7 a 2,22 massas solares. Em relação às estrelas binárias, para aquelas do tipo F, a massa situa-se entre 0,91 e 2,43 massas solares, enquanto para as do tipo G, essa razão varia entre 0,77 e 1,81 massas solares.

O catálogo nos fornece uma descrição das massas das binárias visuais, incluindo informações sobre temperatura, massa e outros parâmetros, das *compnentes* primárias e secundárias. No entanto, determinar os parâmetros das componentes secundárias é desafiador, e como resultado, grande parte das informações física das componentes não foram incluídas no catálogo por dificuldade de medição, o que explica uma clara diminuição de informações das componentes secundárias, conforme ilustrado na Figura 24. A Tabela 5 resume o número de amostras de massa diferentes de zero no catálogo GCS.

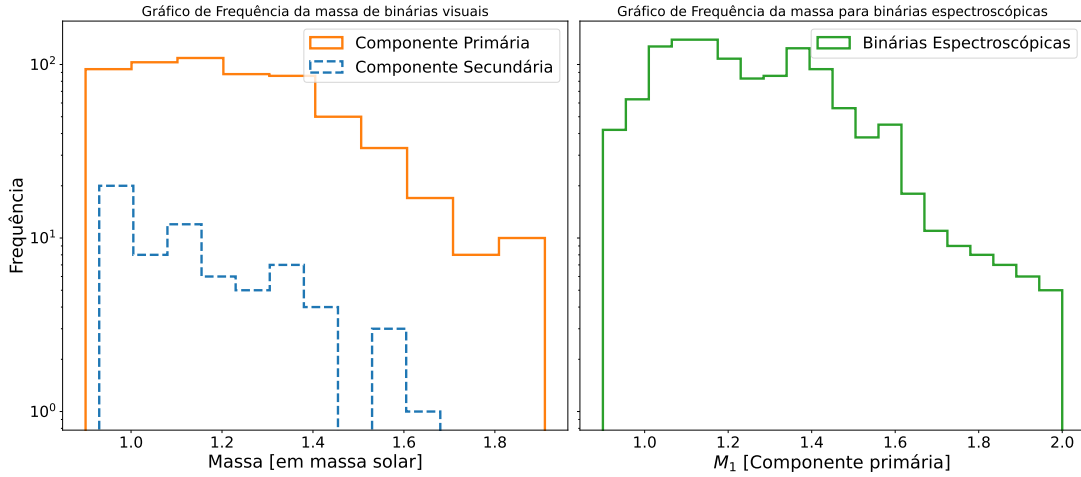
Tabela 5: Número de estrelas individuais e binárias no GCS por tipo espectral.

Tipo Espectral	N° de Binárias	Porcentagem da Amostra
F0-F9	1.905	17,06%
G0-G9	755	6,76%
Tipo Espectral	N° de Individuais	Porcentagem da Amostra
F0-F9	5.999	53,73%
G0-G9	2.446	21,91%

Fonte: Elaborado pelo autor.

A Figura 24 ilustra a distribuição de massa para estrelas binárias visuais e espectroscópicas catalogadas. No primeiro gráfico, à esquerda da Figura 24, observa-se a distribuição das componentes primárias e secundárias. O segundo gráfico apresenta a distribuição das mas-

Figura 24: Distribuição de massa de estrelas binárias visuais e espectroscópicas do GCS.



Fonte: Elaborado pelo autor.

sas para as componentes primárias das estrelas binárias espectroscópicas. A Tabela 6 resume a quantidade de dados provenientes dessas duas amostras de estrelas binárias.

Tabela 6: Quantidade de estrelas binárias visuais e espectroscópicas no GCS.

Tipo de Binárias	Nº de Binárias
Componentes Primárias	1.040
Componentes Secundárias	159
Espectroscópicas	1.361

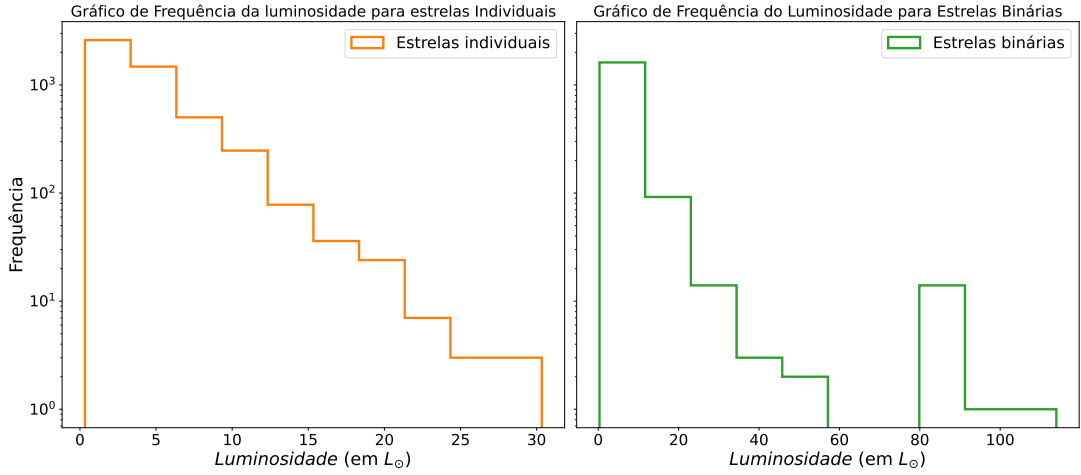
Fonte: Elaborado pelo autor.

### 3.1.4 Luminosidade

Embora o Geneva-Copenhagen Survey (GCS) ofereça dados sobre a magnitude absoluta das estrelas, ele não fornece diretamente informações sobre sua luminosidade. Como a missão Gaia, em sua terceira versão de dados (DR3), cobre praticamente toda a nossa amostra estelar, optamos por utilizar esse conjunto de dados para evitar a aplicação de correções bolométricas de outros modelos. O Gaia DR3 oferece uma incerteza de aproximadamente 15% nas estimativas de luminosidade para estrelas com precisão de paralaxe superior a 20%, critério que adotaremos para a seleção da nossa amostra. A fórmula fornecida pelo Gaia DR3 é semelhante às abordagens convencionais, mas a exatidão nas medições das distâncias estelares e paralaxes é o que realmente garante a confiança na utilização dessas informações. Assim, a expressão é apresentada da seguinte maneira:

$$-2,5 \log L = M_v + BC(T_{eff}) - M_{bol\odot}, \quad (3.2)$$

Figura 25: Distribuição da luminosidade de estrelas individuais e binárias do GCS.



Fonte: Elaborado pelo autor.

onde o índice  $BC(T_{eff})$  se refere à correção bolométrica, e  $M_{bol\odot}$  representa a magnitude bolométrica do Sol, conforme as calibrações de Creevey *et al.* (2023). A luminosidade está expressa em unidades de luminosidade solar. A distribuição de luminosidade para a amostra completa do GCS (sem qualquer restrição) pode ser observada na Figura 25. Essa figura confirma que o catálogo inclui, de fato, informações sobre estrelas gigantes e subgigantes presentes na amostra analisada, que será melhor analisada na seção (3.1.6).

### 3.1.5 Raio

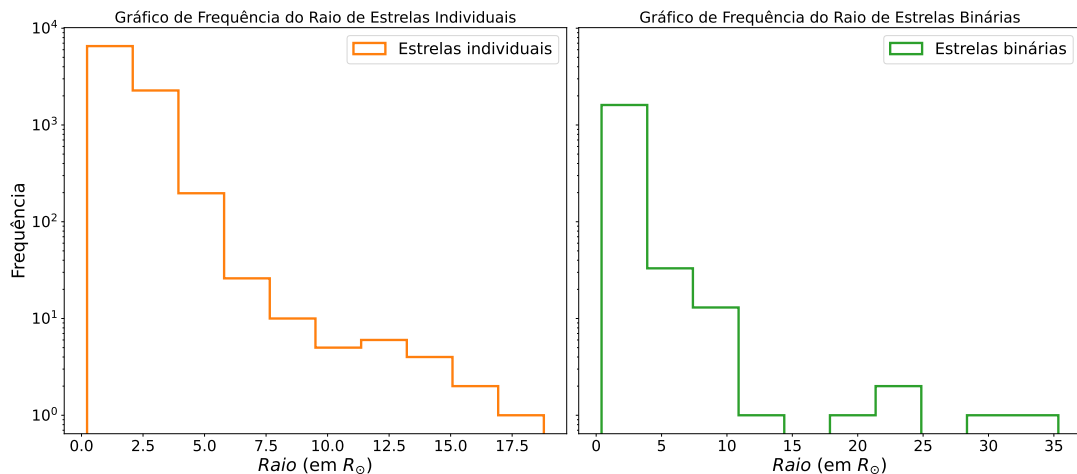
Os dados do Geneva-Copenhagen Survey (GCS) não fornecem informações diretas sobre o raio estelar, no entanto, fornecem informações mais fundamentais como a temperatura e a magnitude absoluta. A partir dessas duas grandezas e o índice de correção bolométrica (BC), podemos estimar o raio estelar com o auxílio do diagrama de Hertzsprung-Russel (Diagrama H-R). Essas medições têm mostrado boa concordância com resultados obtidos por métodos independentes, como asterossismologia e interferometria (cf. Creevey *et al.* (2023)); Os raios estelares são calculados a partir da seguinte equação:

$$\left(\frac{R}{R_{\odot}}\right) = 10^{-\frac{1}{5}(M_{bol}-M_{bol\odot})} \cdot \left(\frac{T_{eff\odot}}{T_{eff}}\right)^2. \quad (3.3)$$

O símbolo  $\odot$  refere-se às grandezas do Sol, e  $M_{bol}$  representa a magnitude bolométrica, sendo  $M_{bol\odot} = 4,74$  e  $T_{eff\odot} = 5,772 \times 10^3$  K correspondem, respectivamente, à magnitude bolométrica e à temperatura efetiva do Sol, conforme as calibrações realizadas pela missão Gaia DR3 (Creevey *et al.*, 2023).

Na Figura ??, podemos observar que a amostra geral do GCS inclui informações sobre estrelas que estão desde a sequência principal até ramos mais evoluídos, incluindo tanto

Figura 26: Distribuição de raio de estrelas individuais e binárias do GCS.



Fonte: Elaborado pelo autor.

estrelas individuais quanto binárias. Como o foco principal desta pesquisa é o estudo detalhado das estrelas na sequência principal, a exclusão das estrelas subgigantes e gigantes é um passo essencial. Uma análise mais aprofundada sobre a presença de subgigantes e gigantes dentro da amostra será discutido em detalhes na seção posterior.

### 3.1.6 Excluindo Estrelas Subgigantes, Gigantes e estrelas com exoplanetas

A primeira versão do catálogo GCS foi publicada em 2004 (Nordström *et al.*, 2004), em uma época em que as informações sobre exoplanetas eram ainda escassas. Atualizações recentes na base de dados do SIMBAD agora fornecem informações sobre estrelas que hospedam exoplanetas. Realizamos um *crossmatch* com o SIMBAD para identificar as estrelas de nossa amostra que possuem exoplanetas. Constatamos que, das 16.682 estrelas listadas no GCS, 165 possuem exoplanetas em sistemas estelares individuais, e 14 em sistemas binários, totalizando 180 estrelas com exoplanetas. A existência desses exoplanetas pode ser verificada no site *Planet HD*, um recurso da NASA que disponibiliza todas as medições e características físicas dos exoplanetas, juntamente com as referências. Um extrato dessas informações é apresentado na Tabela 7 e pode ser consultado em [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu), inserindo a identificação da estrela. O Anexo A fornece uma visão mais detalhada dessas estrelas.

Além disso, o catálogo inclui dados sobre estrelas do tipo F e G, abrangendo tanto gigantes quanto subgigantes na amostra de estrelas individuais. A avaliação dessas estrelas pode ser feita inserindo suas identificações na base de dados do SIMBAD. Nas Tabelas 8 e 9, apresentamos um extrato dessas estrelas. No catálogo, estão incluídas informações sobre 388 estrelas gigantes e 1.020 subgigantes, que também podem ser consultadas no anexo A.

Esse relato é de grande importância, pois todas essas estrelas foram excluídas da amostra final, dado que nosso foco é estudar exclusivamente estrelas que se encontram na



sequência principal.

### 3.2 Definição da Amostra

Com base nas análises detalhadas da amostra total do catálogo, apresentadas na seção anterior, adotaremos os critérios estabelecidos por de Freitas e de Medeiros (2013) para a filtragem dos dados. As idades das estrelas foram delimitadas entre 1 e 10 bilhões de anos, com essa escolha fundamentada no tempo de vida das estrelas na sequência principal e na idade do disco galáctico (de Freitas; de Medeiros, 2013), conforme discutido por Epstein e Pinsonneault (2013). As massas estelares foram restritas ao intervalo de  $0,80M_{\odot} \leq M \leq 2,2M_{\odot}$ , refletindo as diferentes estruturas internas das estrelas presentes em nossa amostra. Além disso, conforme discutido por Barbosa (2021), a completude da amostra do GCS é garantida até 40 pc (Nordström *et al.*, 2004); no entanto, podemos estender essa abrangência até 120 pc para incluir uma amostra significativamente mais representativa (Barbosa, 2021). Os limites de idade, massa, distância estabelecidos para esta dissertação foram cuidadosamente selecionados com o objetivo de minimizar a influência de incertezas significativas nos parâmetros estelares.

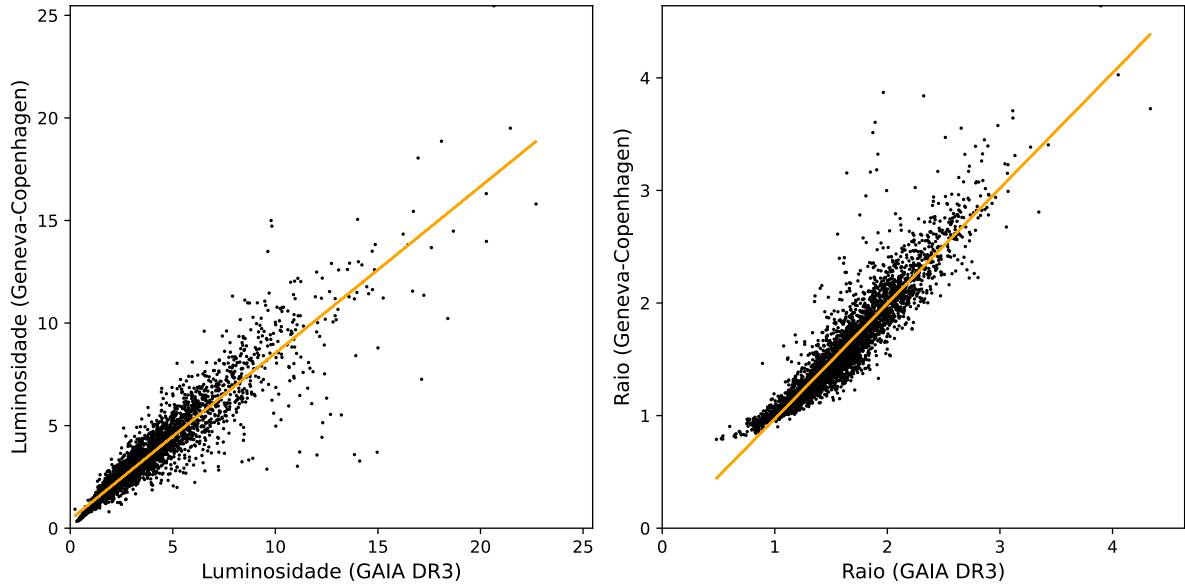
É de grande pertinência ressaltar que, uma vez que os dados referentes ao raio e à luminosidade foram obtidos a partir da Equação 3.3, convém realizar uma comparação com o Gaia Data Release 3 (Creevey *et al.*, 2023). Essa comparação visa avaliar a consistência entre as diferentes metodologias e identificar eventuais discrepâncias na amostra final resultante dessas abordagens distintas (Figura 27). Dessa forma, fica claro que a luminosidade e o raio estão em conformidade com os dados disponíveis na literatura.

Para as estrelas binárias presentes no GCS, observamos uma tendência semelhante. No entanto, é importante destacar que, no GAIA DR3, mais da metade das estrelas binárias da amostra não possui informações sobre os raios estelares. Ainda assim, observamos uma concordância relevantes entre os dados do GAIA DR3 e as medidas fornecidas pelo GCS em nossa amostra final (Figura 28).

Depois da análise de concordância dos dados com a literatura, foi possível definir nossa amostra com uma maior precisão. Com base nesses critérios, nossa amostra compreende 4.256 estrelas individuais. Destas, 3511 são estrelas do tipo espectral F e 1478 são do tipo espectral G. Em relação às estrelas binárias, o conjunto consiste em 1615 estrelas, dos quais 1192 são classificados como binárias espectroscópicas, sendo 763 do tipo espectral F e 763 do tipo espectral G. Para as binárias visuais com componentes primárias, foram registradas informações de 431 estrelas, com 149 do tipo espectral G e 203 do tipo espectral F. Em relação às componentes secundárias das binárias visuais, o conjunto de dados inclui 53 estrelas, com 28 do tipo espectral G e 25 do tipo espectral F.

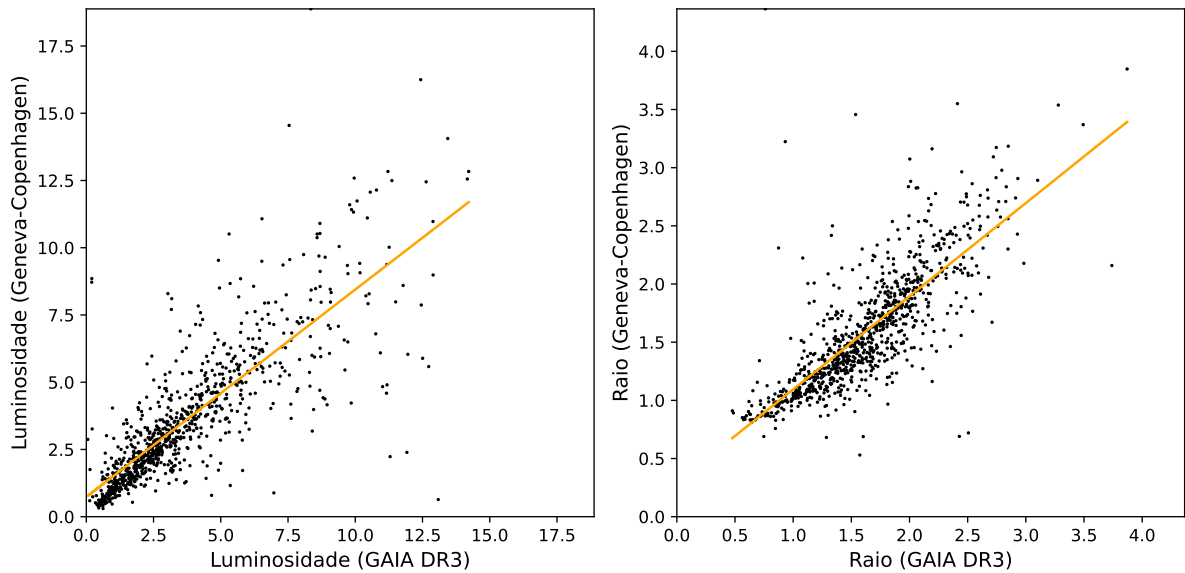
Com esses dados disponíveis, podemos avaliar a distribuição das estrelas em um

Figura 27: Comparação da regressão linear entre luminosidade e raio dos catálogos GAIA DR3 e Geneva-Copenhagen.



Para a luminosidade (GAIA DR3 vs Geneva-Copenhagen), os valores obtidos foram: inclinação (Slope) de 0.8121, intercepto de 0.4170 e coeficiente de determinação ( $R^2$ ) de 0.8688. Já para o raio (GAIA DR3 vs Geneva-Copenhagen), os resultados indicaram uma inclinação de 1.0238, intercepto de -0.0521 e  $R^2$  de 0.8597. Os valores de  $R^2$  próximos de 1 sugerem um bom ajuste linear para ambos os parâmetros. Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 28: Comparação da regressão linear entre luminosidade e raio dos catálogos GAIA DR3 e Geneva-Copenhagen para estrelas binárias.

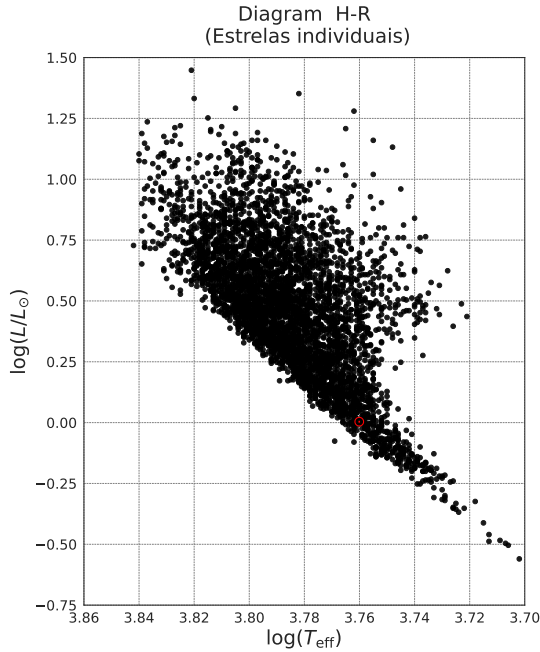


Para a luminosidade (GAIA DR3 vs Geneva-Copenhagen), os valores obtidos foram: inclinação (Slope) de 0.77, intercepto de 0.73 e coeficiente de determinação ( $R^2$ ) de 0.66. Já para o raio (GAIA DR3 vs Geneva-Copenhagen), os resultados indicaram uma inclinação de 0.75, intercepto de 0.43 e  $R^2$  de 0.60. Fonte: Elaborado pelo autor.

diagrama de Hertzsprung-Russell (HR), conforme a Figura 29 e Figura 30. Essas figuras apresentam um gráfico de  $\log(L/L_{\odot})$  versus  $\log(T_{\text{eff}})$  para as estrelas individuais e binárias da que serão analisadas neste estudo. Observa-se claramente que todas as estrelas incluídas na amostra

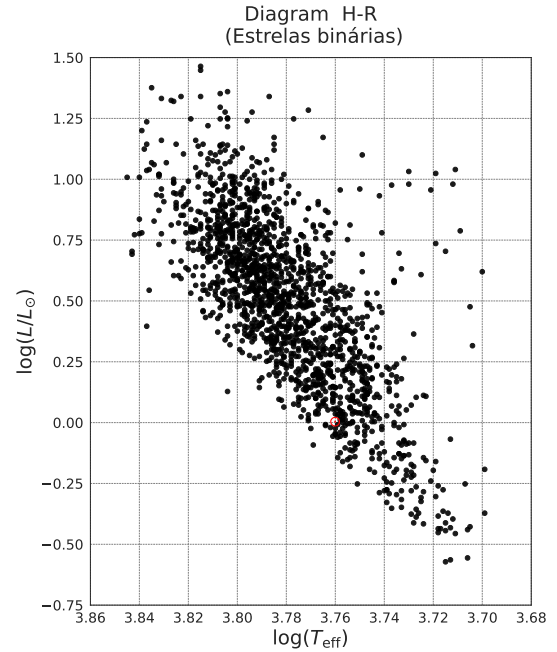
estão localizadas na sequência principal.

Figura 29: Estrelas individuais que serão utilizadas neste trabalho em um diagrama HR



Fonte: Elaborado pelo autor

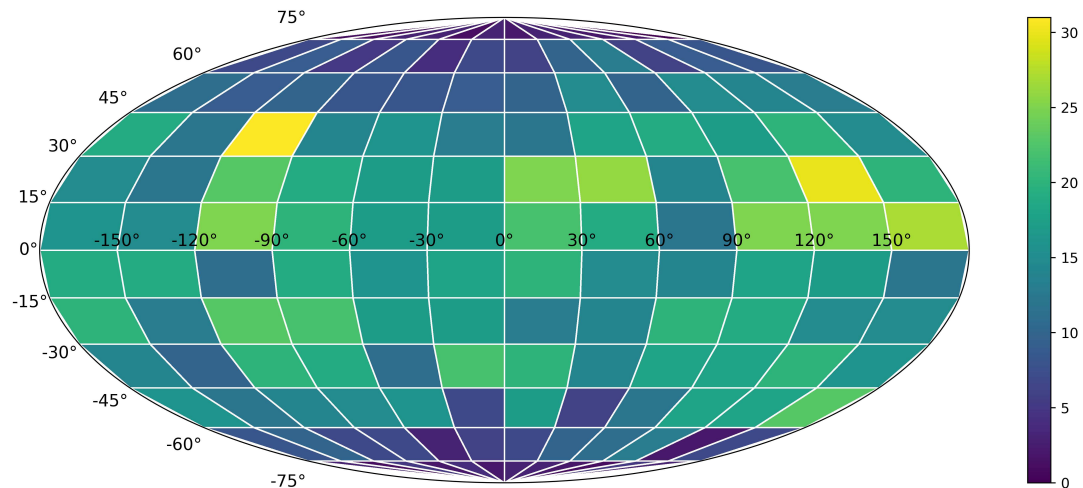
Figura 30: Estrelas binárias que serão utilizadas neste trabalho em um diagrama HR.



Fonte: Elaborado pelo autor

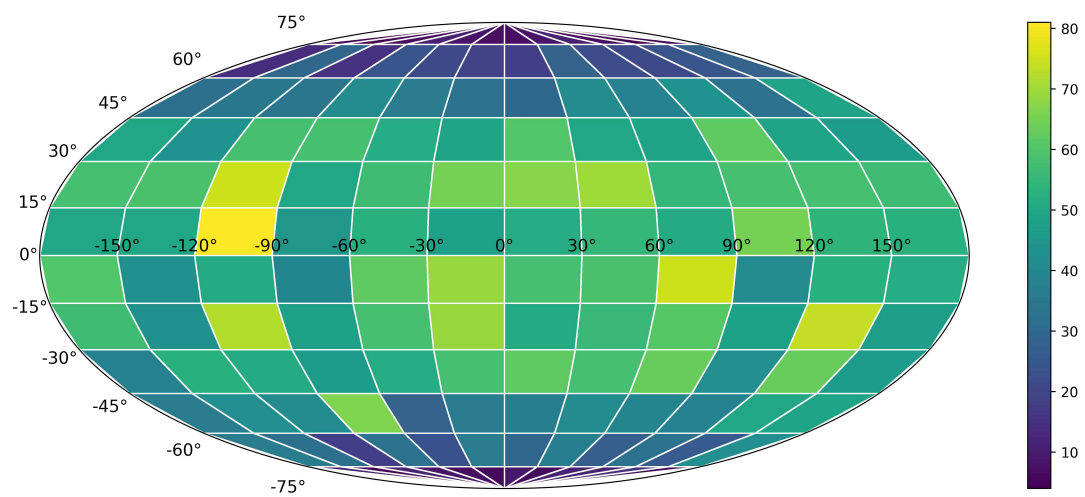
O gráfico mostrado na Figura 31 representa a distribuição das estrelas binárias na galáxia, com a longitude galáctica no eixo x e a latitude galáctica no eixo y. As cores no gráfico indicam a densidade de estrelas individuais (Figura 32) e binárias (Figura 31), sendo que tons mais escuros representam menor densidade e tons mais claros indicam maior densidade. É importante notar que a densidade de estrelas binárias é mais alta no disco galáctico do que no centro galáctico, assim como as estrelas individuais.

Figura 31: Distribuição das estrelas binárias do tipo F e G no plano galáctico.



Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 32: Distribuição das estrelas individuais do tipo F e G no plano galáctico.



Fonte: Elaborado pelo autor.

## 4 RESULTADOS

Este capítulo está estruturado em três seções principais. Na primeira seção, realizamos uma análise detalhada da rotação das estrelas na sequência principal. Na segunda seção, quantificamos a dependência da massa no momento angular de spin, avaliando se essa correlação apresenta maior ou menor dependência da massa, além de verificar se a binaridade influencia nesse resultado. Na terceira e última seção, examinamos o impacto da binaridade na evolução da velocidade de rotação projetada.

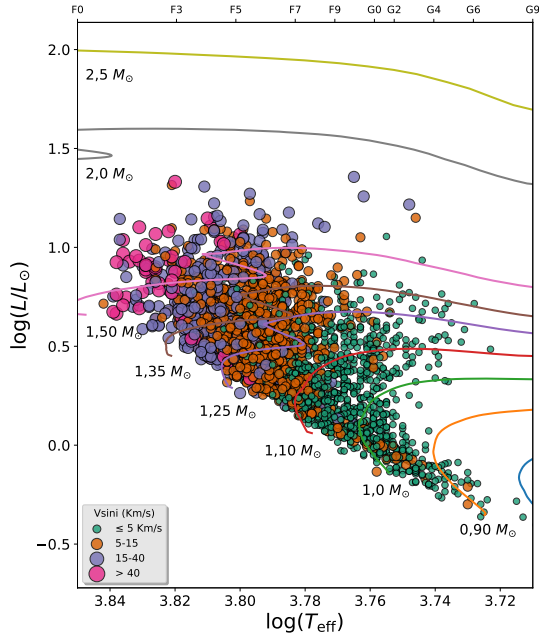
### 4.1 Análise da velocidade de rotação na sequência principal

Nesta seção, temos como objetivo avaliar como a velocidade de rotação projetada varia ao longo da sequência principal em um diagrama Hertzsprung-Russell (H-R), tanto para as estrelas individuais como para as estrelas primárias de sistemas binários. Para isso, utilizamos as isócronas de massa das trilhas evolutivas de Ekström *et al.* (2012), que consideram a rotação, temperatura efetiva, magnitude absoluta, índices de cores (Oliveira, 2019) e massa de estrelas com valores entre  $0,8M_{\odot}$  e  $120M_{\odot}$ . Além disso, o modelo descreve especificamente estrelas com metalicidade  $[Fe/H] = 0,014 \pm 0,5$  dex, que abrange quase toda a amostra do CGS.

As estrelas foram segregadas de acordo com suas velocidades de rotação projetadas ( $v \sin i$ ), as quais são apresentadas pelo tamanho e cor dos círculos nas Figuras (33) e (34). Os dados foram agrupados em cinco faixas de velocidade de rotação:  $\leq 5$  km/s (verde), 5–15 km/s (laranja), 15–25 km/s (roxo) e  $> 25$  km/s (rosa). Observa-se uma clara tendência de diminuição da velocidade de rotação conforme se desce na sequência principal em direção às estrelas de menores massas. Estrelas de maiores massas, por exemplo,  $M \approx 1,5M_{\odot}$ , apresentam uma distribuição mais ampla de velocidades de rotação, incluindo valores muito altos ( $v \sin i > 100$  km/s). Em contraste, estrelas de menor massa,  $M \leq 1,0M_{\odot}$ , exibem predominantemente baixas velocidades de rotação ( $v \sin i < 5$  km/s). É importante notar que, pelo menos qualitativamente, esta tendência é observada tanto entre as estrelas individuais, quanto para as estrelas em sistemas binários de nossa amostra, evidenciando que este comportamento rotacional independe de presença de uma companheira estelar, mas apenas de sua fase evolutiva.

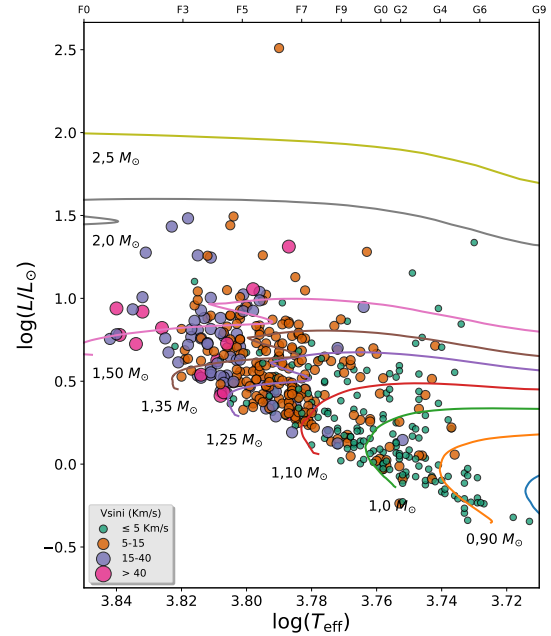
Apesar dessas características serem comuns, pois temos uma ampla representatividade da velocidade de rotação projetada tanto para estrelas individuais quanto binárias, conduzimos dois testes estatísticos — o teste de Kolmogorov-Smirnov (KS) e o teste de Anderson-Darling (AD) — para avaliar a probabilidade de que dois conjuntos amostrais se originem de uma mesma distribuição. O teste de Kolmogorov-Smirnov (KS) é bastante utilizado por ser

Figura 33: Diagrama de Hertzsprung-Russel (HR) com traçados evolutivos de  $0,8M_{\odot}$ ,  $0,9M_{\odot}$ ,  $1,0M_{\odot}$ ,  $1,1M_{\odot}$ ,  $1,25M_{\odot}$ ,  $1,35M_{\odot}$ ,  $1,5M_{\odot}$ ,  $2,0M_{\odot}$ ,  $2,5M_{\odot}$ , obtidos a partir de modelos estelares com rotação, segundo descrito por Ekström *et al.* (2012).



Os traçados evolutivos distribuem-se em relação a luminosidade e temperatura efetiva. Estrelas de massa maior que  $1,5M_{\odot}$  tendem a apresentar valores de  $v \sin i$  maiores. Por outro lado, estrelas cuja massa são menores que  $1,25M_{\odot}$  tendem a apresentar medidas de  $v \sin i$  menores. Fonte: Elaborado pelo autor

Figura 34: Diagrama HR com traçados evolutivos de  $0,8M_{\odot}$ ,  $0,9M_{\odot}$ ,  $1,0M_{\odot}$ ,  $1,1M_{\odot}$ ,  $1,25M_{\odot}$ ,  $1,35M_{\odot}$ ,  $1,5M_{\odot}$ ,  $2,0M_{\odot}$ ,  $2,5M_{\odot}$ , obtidos a partir de modelos estelares com rotação, segundo descrito por Ekström *et al.* (2012).



Os traçados evolutivos distribuem-se em relação a luminosidade e temperatura efetiva. Estrelas de massa maior que  $1,25M_{\odot}$  tendem a apresentar valores de  $v \sin i$  maiores. Isso independe da binaridade. Por outro lado, estrelas cuja massa são menores que  $1,25M_{\odot}$  tendem a apresentar medidas de  $v \sin i$  menores. Fonte: Elaborado pelo autor

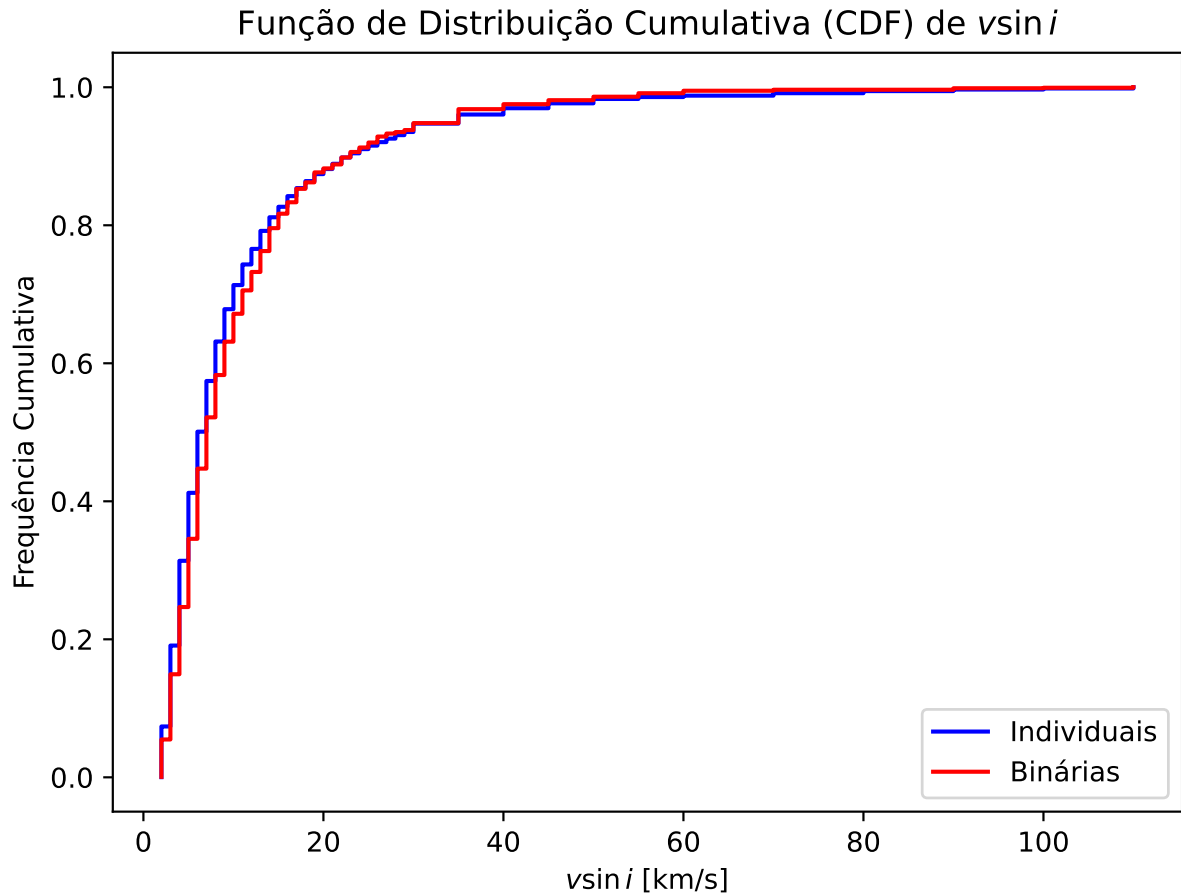
não-paramétrico, ou seja, não pressupõe nada sobre a forma das distribuições. Sua principal vantagem reside na sua simplicidade e na consideração da diferença máxima entre as funções de distribuição acumulada de duas amostras. Contudo, sua sensibilidade para identificar diferenças nas extremidades das distribuições é limitada, mostrando-se mais eficaz em detectar variações próximas à mediana dos dados. Em contrapartida, o teste de Anderson-Darling (AD) é uma versão melhorada do teste KS, atribuindo maior importância às extremidades da distribuição. Isso o torna mais apto a detectar discrepâncias nas caudas das distribuições, uma característica vantajosa quando há interesse em identificar variações nas extremidades.

Os resultados de ambos os testes indicaram que a binaridade exerce uma influência significativa na rotação estelar. O teste KS apresentou uma estatística<sup>1</sup> de 0,067 com um valor de  $p = 0,00019$ , e o teste AD apresentou uma estatística de 13,2 com um valor de  $p = 0,01$ , ambos indicando uma diferença estatisticamente significativa entre as distribuições, com uma probabilidade extremamente baixa de que essa diferença seja devida ao acaso. Acreditamos

<sup>1</sup>O termo “estatística” refere-se à diferença máxima entre as funções de distribuição acumulada empírica das duas amostras, sendo utilizado para quantificar a diferença entre elas.

que o principal fator é a presença de binárias espectroscópicas em nossa amostra, que estão frequentemente mais próximas e possuem períodos orbitais menores. Ou seja, a interação gravitacional presente nesses sistemas pode estar atuando de modo a fazer com que essas estrelas não se originem da mesma distribuição. A Figura 35 representa a distribuição cumulativa de ambas amostras em consideração.

Figura 35: Representação da distribuição cumulativa das estrelas individuais e binárias.

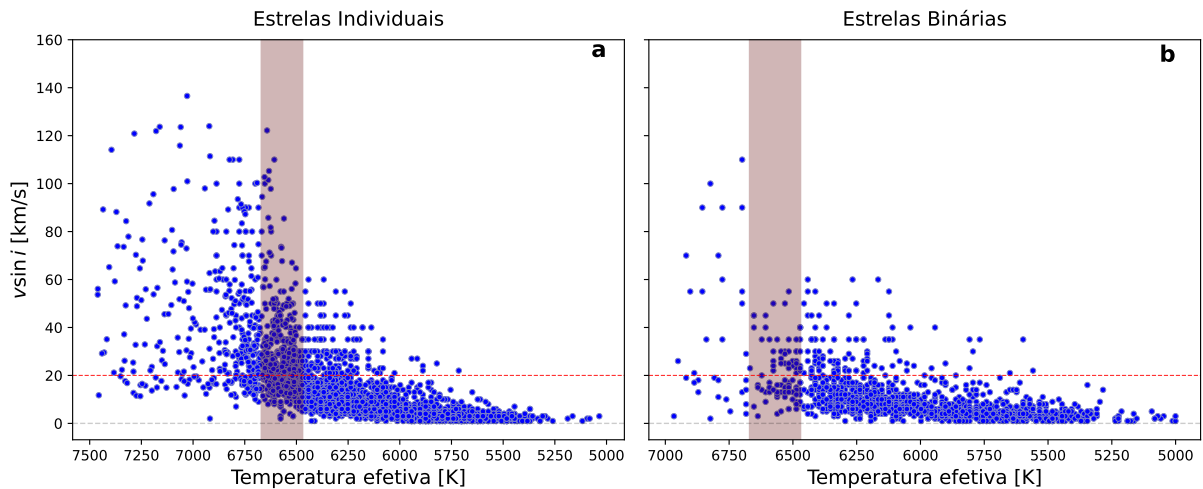


Fonte: Elaborado pelo autor.

Além disso, avaliamos em quais regimes de temperatura há uma mudança significativa na rotação estelar. Seguimos criteriosamente com a análise de Beyer e White (2024). Os resultados são evidenciados na Figura 36. Limitando nossa amostra a 120 parsecs, observamos uma quebra abrupta na distribuição de rotação entre as temperaturas de 6470 K e 6670 K, correspondendo às classes espectrais F4V e F5V, respectivamente. A região em vermelho no gráfico foi definida como a “quebra de Kraft”, que conforme descrito por Beyer e White (2024), se observa uma distribuição uniforme dos valores de  $v \sin i$ . A presença de estrelas com velocidades rotacionais tanto altas quanto baixas nessa região indica que essas estrelas dependem fortemente de outro fator, como a idade estelar; estrelas mais jovens tendem a apresentar maiores velocidades de rotação, como avaliado neste estudo e discutido por Avallone *et al.* (2022)

(veja a Figura 11 de seu artigo). A média de  $v \sin i$  para estrelas individuais com temperatura acima do limite estabelecido é 41,39 km/s enquanto o desvio padrão é de 26,72 km/s, enquanto para as estrelas com temperatura abaixo desse regime a média concentra-se em 7,63 km/s e o desvio padrão é 7,04 km/s, relatando de forma mais precisa que essas estrelas tem um comportamento rotacional mais uniforme. Vale ressaltar que este resultado é similar ao obtido por Beyer e White (2024), utilizando dados do geneva e para estrelas com maiores temperaturas do que 6500 usamos um query do GAIA DR3, condição essa que foi discutido nos dados observacionais. Uma questão surge desse contexto: essa região é influenciada de fato pela binaridade? Pensando nisso, fizemos o mesmo gráfico para estrelas binárias do GCS com adicionais estrelas do GAIA DR3 para temperaturas acima de 6500 K e o resultado, de fato, é similar, acenando positivamente para o resultado obtido por Beyer e White (2024). Para as estrelas binárias a média abaixo do limite encontra-se em 9,23 km/s com desvio padrão 8,48 km/s e para estrelas acima do limite estabelecido a média encontra-se em 36,65 km/s com desvio padrão mais significativo, 30,22 km/s. Perceba que a média da velocidade rotacional é menor para estrelas binárias, tanto para abaixo como acima do limite de Kraft, indicando que a interação de uma companheira influencia significativamente na velocidade rotacional.

Figura 36: Relação entre  $v \sin i$  e temperatura efetiva das estrelas individuais e binárias.



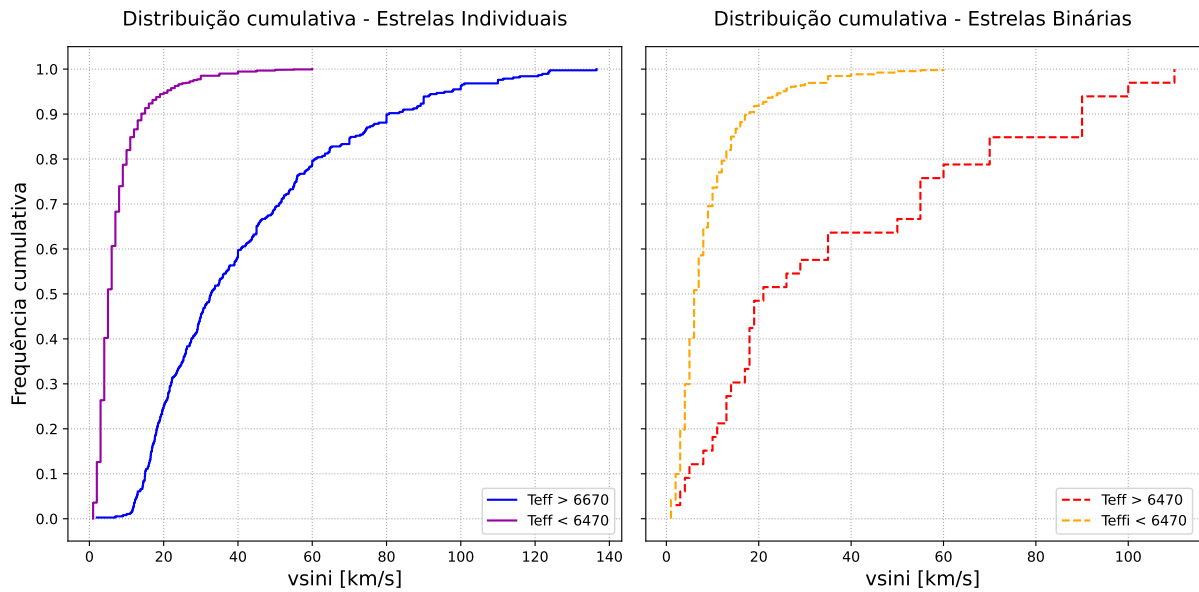
A parte hachurada apresenta a região da quebra de Kraft na temperatura, conforme proposta por Beyer e White (2024), que está entre 6470 K e 6670 K. Percebe-se que a região hachurada apresenta uma variedade de rotações estelares, pois, conforme discutido por Avallone *et al.* (2022), na região de Kraft, outros parâmetros devem ser considerados, como a idade estelar e a binaridade. Fonte: Elaborado pelo autor.

Também podemos avaliar a distribuição cumulativa (Figura ??) antes e após a quebra de Kraft. Observa-se que, entre as estrelas individuais abaixo do limite de Kraft (6470 K), apenas 4% da amostra possui velocidades rotacionais superiores a 20 km/s. Em contrapartida, para estrelas quentes ( $T_{eff} > 6670K$ ), mais de 80% apresentam velocidades rotacionais acima de 20 km/s. No caso das estrelas binárias, uma proporção maior da amostra (50%) de estrelas quentes exibe velocidades de rotação inferiores a 20 km/s. Isso se deve ao fato de que a binari-



dade atua como um fator de frenagem adicional, reduzindo significativamente a rotação de parte dessas estrelas, resultado que corrobora os resultados de Avallone *et al.* (2022). Para estrelas frias, os resultados são semelhantes aos observados em estrelas individuais, com apenas 7% da amostra apresentando velocidades de rotação projetada superiores a 20 km/s.

Figura 37: Distribuição cumulativa de estrelas individuais e binárias em duas faixas de temperatura.



Representação da distribuição cumulativa de estrelas individuais e binárias em duas faixas de temperatura:  $> 6670\text{ K}$  e  $< 6440\text{ K}$ . Fonte: Elaborado pelo autor.

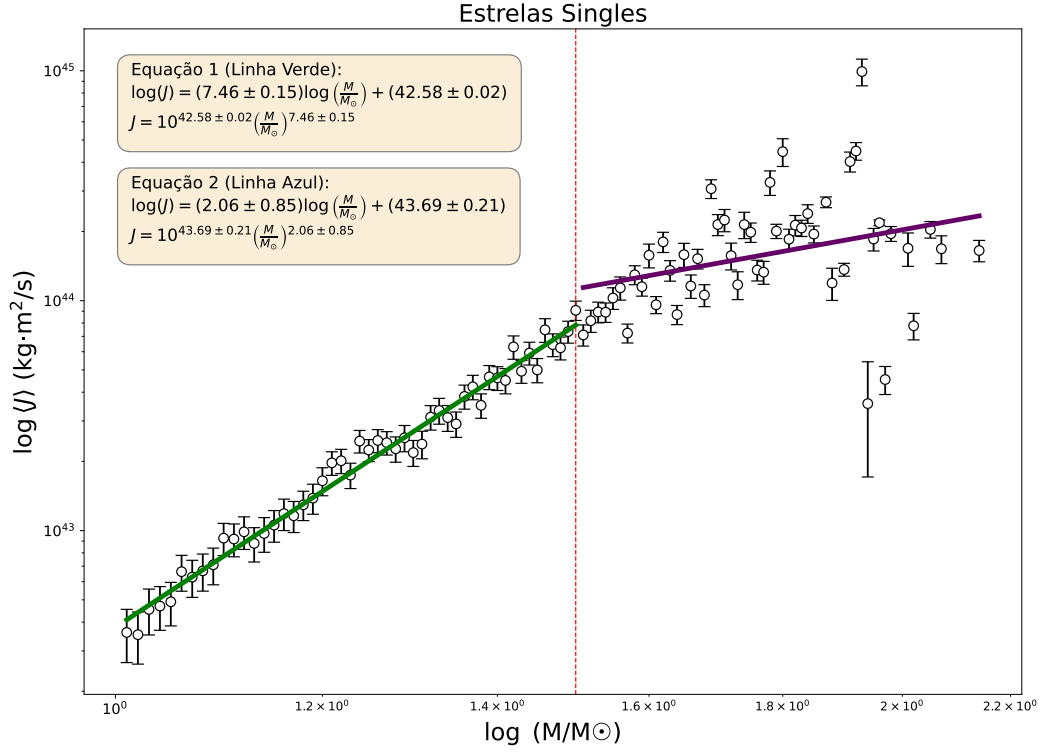
O diagrama HR nos oferece uma excelente perspectiva para compreender não apenas a distribuição de  $v \sin i$  ao longo da sequência principal, mas também para investigar a distribuição do momento angular de spin das estrelas. Demonstramos de maneira clara que estrelas de maior massa tendem a possuir um maior  $v \sin i$ . No entanto, avaliar e quantificar a relação entre o momento angular e a massa pode ser ainda mais relevante, uma vez que essas informações fornecem características importantes sobre a evolução do comportamento rotacional das estrelas, tanto individuais quanto em sistemas binários.

## 4.2 Momentum angular em estrelas individuais e binárias

Nessa seção, temos como objetivo avaliar a dependência da massa no momento angular de spin de estrelas individuais e aquelas pertencentes a sistemas binários. Para realizar essa conexão, propomos a utilização da metodologia proposta por Alves *et al.* (2010), Gurumath *et al.* (2019) e Rosa (2021) que consiste em considerar as estrelas como um corpo rígido. Para essas amostras, utilizamos uma variedade de massas estelares que estão entre  $0,8M_{\odot}$  e  $2,2M_{\odot}$ , tanto para estrelas individuais quanto para as estrelas primárias de sistemas binários. A amostra analisada inclui 5.414 estrelas individuais e 1.897 estrelas binárias. A dependência da massa

pelo momento angular foi examinada por meio de ajustes lineares utilizando o método dos mínimos quadrados (Gurumath *et al.*, 2019).

Figura 38: Relação entre momento angular e massa para estrelas individuais sem planetas.



A figura apresenta uma tendência linear para estrelas de baixa massa ( $< 1,5M_\odot$ ) e para estrelas de alta massa. Ela ilustra as retas de regressão linear e as equações que melhor se ajustam a essas retas. Todas as estrelas analisadas são *singles*, sem planetas. A relação de melhor ajuste é  $J \propto M^{7,46 \pm 0,15}$  para estrelas de baixa massa e  $J \propto M^{2,06 \pm 0,85}$  para estrelas de alta massa. Verifica-se que o momento angular das estrelas de alta massa apresenta uma menor dependência da massa em comparação com as estrelas de baixa massa. A linha pontilhada representa o ponto em que a razão de massa equivale a  $1,5M_\odot$ . Fonte: Elaborado pelo autor.

As Figuras (38) e (39) foram elaboradas variando a massa de  $0,1M_\odot$  em  $0,1M_\odot$  e calculando a média ponderada para cada intervalo. Dessa forma, conseguimos evidenciar que a tendência seguida pelo gráfico  $\log(J)$  por  $\log(M)$  segue uma relação linear, conforme discutido por Kraft (1967) ( $J \propto M^\alpha$ ). Constatamos que o melhor ajuste para estrelas com massas inferiores e superiores a  $1,5 M_\odot$  é:

$$\log(J_{singles}) = \begin{cases} (7,46 \pm 0,15)\log\left(\frac{M}{M_\odot}\right) + (42,58 \pm 0,02) & \text{para } 0,8M_\odot \leq M < 1,5M_\odot \\ (2,06 \pm 0,85)\log\left(\frac{M}{M_\odot}\right) + (43,69 \pm 0,21) & \text{para } M \geq 1,5M_\odot \end{cases} \quad (4.1)$$

e para estrelas binárias, as expressões resultam:

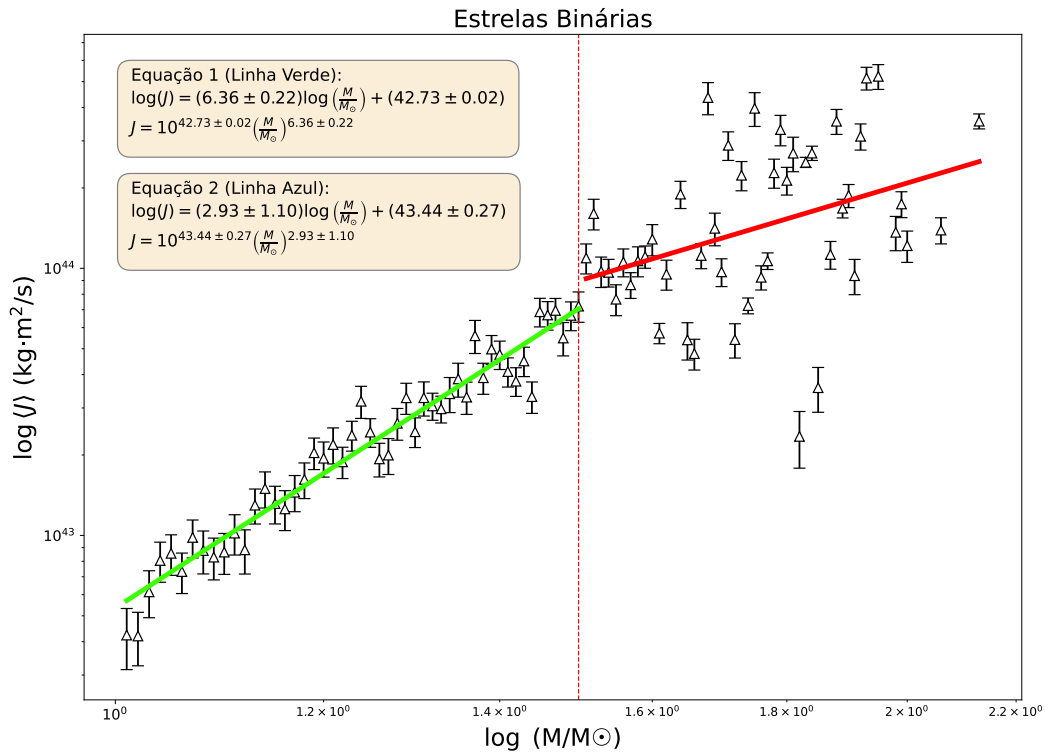
$$\log(J_{binarias}) = \begin{cases} (6,36 \pm 0,22) \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + (42,73 \pm 0,02) & \text{para } 0,8M_{\odot} \leq M < 1,5M_{\odot} \\ (2,93 \pm 0,80) \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) + (43,44 \pm 0,27) & \text{para } M \geq 1,5M_{\odot} \end{cases} \quad (4.2)$$

Analizamos a distribuição da rotação das estrelas a partir de duas faixas de massas distintas: estrelas com massas entre 0,8 e 1,5 massa solar e estrelas com massa superiores a 1,5 massa solar. Realizou-se uma regressão linear para as estrelas individuais, e os resultados indicam que  $J \propto M^{7,44 \pm 0,15}$ . Este resultado nos mostra que, para estrelas de baixa massa, uma pequena variação na massa estelar resulta em uma grande variação do momento angular. Por outro lado, para estrelas individuais de alta massa, a dependência do momento angular em relação a massa é significativamente menor, obedecendo uma relação do tipo  $J \propto M^{2,93 \pm 1,10}$ . Isso sugere que a distribuição do momento de inércia entre essas duas regiões de massa é notadamente diferente. Equanto estrelas de baixa massa exibem uma grande sensibilidade do momento angular à variação de massa, estrelas de alta massa mostram uma dependência mais fraca, indicando que os mecanismos que governam a distribuição do momento angular são diferentes em cada intervalo de massa considerado.

Realizando o mesmo procedimento para as estrelas primárias de sistemas binários, observou-se que a dependência da massa para estrelas primárias de baixa massa é menor quando comparada as estrelas de baixa massa, resultando na relação  $J \propto M^{6,36 \pm 0,22}$ . Apesar desse resultado ser similar ao obtido para estrelas individuais, ele pode ser um indicativo de que interação gravitacional pode, de fato, diminuir o momento angular das estrelas. Resultados similares foram obtidos por Gurumath *et al.* (2019) e Rosa (2021), que, ao invés de utilizar uma estrela companheira, utilizaram estrelas hospedeiras de planetas, indicando que estrelas hospedeiras tendem a ter um déficit de momento angular quando comparadas com estrelas individuais. Aqui, o resultado é semelhante. A presença de uma companheira estelar pode impactar o momento angular consideravelmente. Para as estrelas de alta massa, verificou-se que essa dependência é menor, no entanto com desvio maior, indicando que  $J \propto M^{2,93 \pm 1,10}$ .

Dessa forma, fica evidenciado uma forte correlação linear para estrelas de baixa massa, com a regressão explicando quase todos os pontos. Já em termos de comparação, Kraft (1967) encontrou  $J \propto M^{4,5}$ , Gurumath *et al.* (2019)  $J \propto M^{4,18}$ , e Paz-Chinchón *et al.* (2015)  $J \propto M^{4,9 \pm 1,4}$  para estrelas individuais sem planetas. Contudo, ao utilizar dados do catálogo GCS, percebe-se uma maior dependência do expoente da massa estelar para estrelas de baixa massa, resultando em  $J \propto M^{7,44 \pm 0,14}$  para estrelas individuais e  $J \propto M^{6,36 \pm 0,22}$  para estrelas primárias de sistemas binários. Os resultados dessa relação para estrelas individuais podem

Figura 39: Relação entre massa e momento angular de rotação para estrelas primárias em sistemas binários.



Representação da relação entre a massa e o momento angular de rotação para estrelas primárias em sistemas binários. A relação para estrelas de baixa massa segue  $J \propto M^{6.36 \pm 0.22}$ , enquanto para estrelas de alta massa é  $J \propto M^{2.93 \pm 1.10}$ . O gráfico demonstra que, com o aumento da massa estelar, há um aumento correspondente no momento angular de rotação. Para estrelas com massas superiores a  $1,5M_{\odot}$ , os dados mostram um maior espalhamento, sugerindo que essas estrelas não se comportam como corpos rígidos. Fonte: Elaborado pelo autor.

distinguir-se devido a forma como foi obtido dados que envolvem o raio estelar. Em nosso caso, utilizamos o diagrama H-R para obter os respectivos dados. Isso pode ter alterado a tendência da reta.

Para as estrelas de alta massa de nosso catálogo, esse valor se aproxima muito do encontrado por Kawaler (1989) ( $J_{singles} \propto M^{2.06 \pm 0.05}$ ) enquanto para binárias ( $J_{binarias} \propto M^{2.93 \pm 1.10}$ ). De fato, observa-se uma menor dependência do momento angular em relação à massa para estrelas de alta massa, corroborando as conclusões de Kraft (1967) e McNally (1965). Além disso, pode-se verificar, nos gráficos das Figuras 38 e 39, uma maior dispersão dos pontos em comparação com as estrelas de baixa massa. Nossa metodologia assume que a estrela rota como um corpo rígido e estima seu momento angular dessa forma. Contudo, na prática, as estrelas não são corpos rígidos. Em vez disso, a maior parte de sua massa (80%) está concentrada no centro, e apenas 20% no raio externo. Consequentemente, a massa não está uniformemente distribuída. No entanto, deve-se notar que, de todas as formas, o momento

angular de spin aumenta com a massa estelar.

### 4.3 Existe alguma conexão Rotação-Idade para estrelas individuais e binárias?

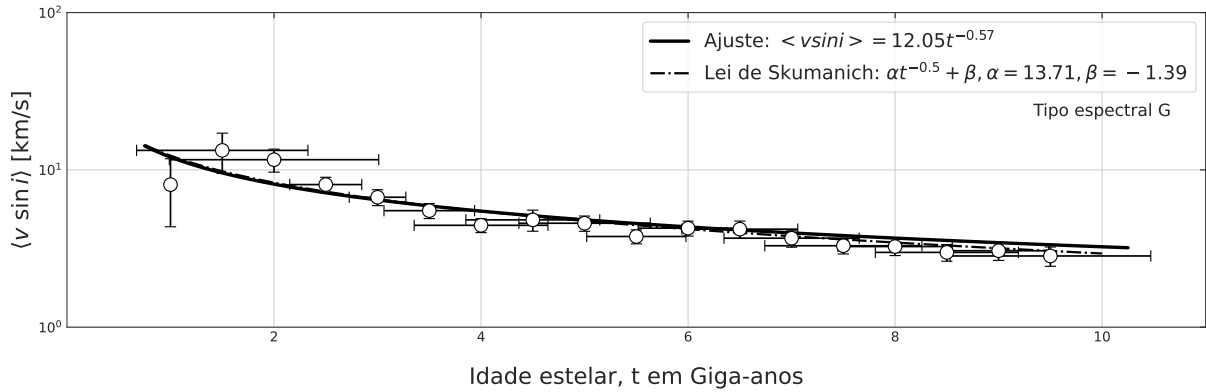
Na seção anterior, exploramos a importância e a correlação da massa no estudo do momento angular para estrelas individuais e sistemas binários, concluindo que estrelas mais massivas tendem a ter um maior momento angular de spin, independentemente da binaridade. No entanto, as modelagens para explicar a diminuição da velocidade de rotação projetada (Schatzman, 1962; Wilson, 1966) sugerem que as estrelas perdem rotação com sua idade, especialmente estrelas de baixa massa que tenham zonas de convecção bem desenvolvidas. Decerto, é isso que a lei de Skumanich sugere, que a conexão entre a diminuição da rotação e a idade estelar segue a relação  $\langle V \sin i \rangle \propto t^{-1/2}$ , onde  $\langle V \sin i \rangle$ , representa a média ponderada da velocidade de rotação projetada das estrelas e  $t$  a idade estelar. Essa correlação nos mostra que o momento angular de spin, além da sua dependência da massa, está fortemente associado à idade estelar, introduzindo outra variável significativa neste estudo. E de fato, avaliaremos nessa seção a evolução rotacional para estrelas individuais e estrelas binárias do tipo espectral F e G. Para as estrelas individuais, queremos analisar se a correlação idade-rotação segue, de fato, a lei de Skumanich, e para estrelas binárias temos como objetivo avaliar se a binaridade influencia significativamente na história evolutiva da rotação das estrelas primárias que estão na sequência principal.

Para realizar essa inspeção seguimos um procedimento idêntico ao sugerido por de Freitas e de Medeiros (2013), que sugere avaliar a média ponderada de  $\langle V \sin i \rangle$  em intervalos de idade de 0,5 em 0,5 giga-anos. Este intervalo é relevante porque temos uma amostra de estrelas individuais e binárias significativa dentro de cada intervalo. O resultados para as estrelas individuais do tipo G e F podem ser observadas nas Figuras 40 e 41. Nessas figuras está sendo relatada a história rotacional das estrelas individuais do tipo G e F, respectivamente, entre as idades de 1 giga-ano até 10 giga-anos.

O primeiro resultado que nos chama atenção é que, independentemente do tipo espectral, estrelas mais jovens, especialmente em aproximadamente 1 giga-ano, tendem a ter uma média maior de  $\langle V \sin i \rangle$ . Isso evidencia que, de fato, há um declínio na velocidade de rotação com o aumento da idade estelar. Essa tendência geral está de acordo tanto com a expectativa teórica quanto observacional realizada por trabalhos como Schatzman (1962), Wilson (1966), Skumanich (1972). Além disso, o melhor ajuste (linha contínua) para os pontos das estrelas do tipo espectral G utilizando uma lei de potência (cf. Figuras 40 e 41) se assemelha com uma lei idêntica a de Skumanich  $\langle V \sin i \rangle \propto t^{-0,58}$ .

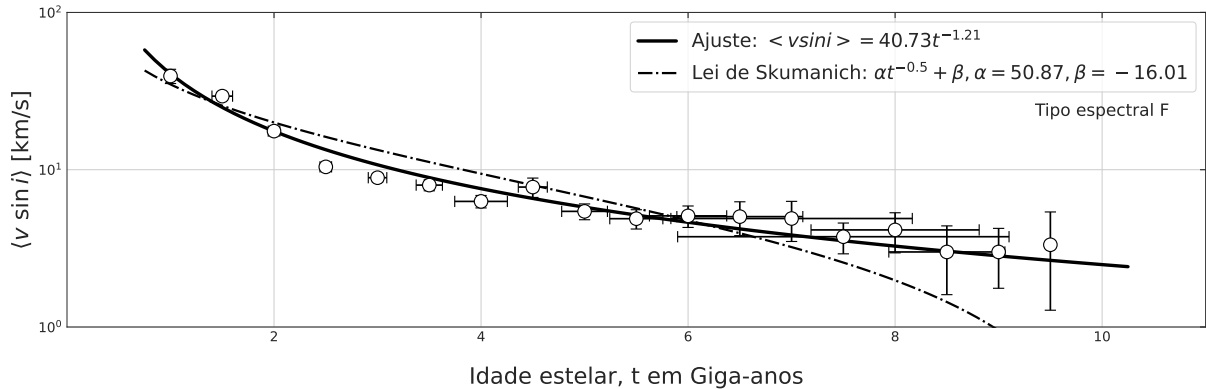
Já para as estrelas do tipo espectral F, observa-se que os dados se distanciam da curva de Skumanich, principalmente para estrelas com idade de aproximadamente 6 giga-anos.

Figura 40: História da evolução rotacional para estrelas do tipo espectral G.



Esta figura ilustra a história da evolução rotacional para as estrelas que estão entre o tipo espectral G0-G9. Avalia-se que o melhor ajuste obtido pela regressão polinomial se aproxima muito da relação de Skumanich,  $\langle V \sin i \rangle \propto t^{-0.57}$ , evidenciando a concordância com trabalhos teóricos e observacionais de Skumanich (1972), Kraft (1967), Wilson (1966), Schatzman (1962). Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 41: Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral F.



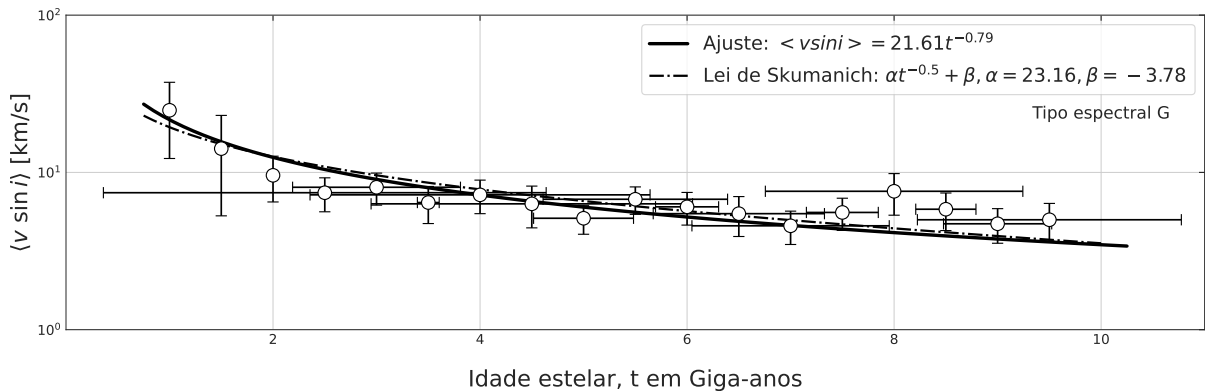
A figura ilustra a evolução rotacional das estrelas do tipo espectral F0-F9. Observa-se que as estrelas do tipo F tendem a apresentar uma queda mais acentuada na rotação em comparação às estrelas do tipo G. Isso pode induzir o leitor a pensar que o freio magnético é mais eficiente nessas estrelas, o que não é verdade. O freio magnético depende do acoplamento entre o campo magnético e o vento estelar, sendo mais forte em estrelas mais frias devido à presença de uma zona convectiva mais profunda. Isso resulta em uma perda mais eficiente do momento angular nos primeiros estágios. Estrelas do tipo G desaceleram de forma mais contínua desde cedo, apresentando, em torno de 1 Gyr, um momento angular mais preservado com uma média de  $\langle v \sin i \rangle \sim 100 \text{ km/s}$ . Fonte: Elaborado pelo autor.

Isso significa que a média da velocidade de rotação projetada fica acima daquela que é prevista para as estrelas que tem o tipo espectral G. Isso vai de acordo com as observações de Kraft (1970) e Kawaler (1989), que relatou que estrelas do tipo espectral iniciais tendem a reter mais momento angular, justamente por sua fina (ou inexistência) camada de convectiva externa, o que torna o freio magnético menos eficiente. No entanto, as estrelas do tipo espectral F parecem apresentar uma queda mais acentuada na velocidade de rotação em relação às estrelas do tipo G, com  $v \sin i \propto t^{-1.21}$ , o que sugere uma desaceleração mais rápida em tipos espectrais tardios, enquanto as estrelas do tipo G seguem  $v \sin i \propto t^{-0.57}$ , caracterizando uma desaceleração mais gradual. Embora o expoente maior para as estrelas do tipo F indique uma queda mais acentuada, o freio magnético é mais eficiente nas estrelas do tipo G, permitindo um acoplamento mais forte

desde o início de suas vidas. Já nas estrelas do tipo F, a perda de momento angular é menos eficiente, resultando em maior retenção de momento angular (cf. de Freitas e de Medeiros (2013)), como observado em idades próximas a 1 Gyr. Perceba que para esta mesma idade, as estrelas mais quentes tendem a ter uma maior média de velocidade de rotação projetada. As estrelas tipo F tendem a ter  $\sim 40\text{km/s}$ , enquanto as estrelas do tipo G apresentam um valor médio de  $\sim 10\text{km/s}$ . Isso evidencia que as estrelas do tipo espectral F retêm mais momento angular ao ingressarem na ZAMS (do inglês *Zero Age Main Sequence*, ou Sequência Principal de Idade Zero), exibindo uma maior velocidade de rotação projetada em comparação com as estrelas mais frias.

Ao aplicar o mesmo procedimento às estrelas binárias, verificamos que a tendência é idêntica à observada nas estrelas individuais. Ou seja, as estrelas mais jovens possuem, em média, maiores valores de  $\langle V \sin i \rangle$ . Esses resultados podem ser visualizados nas Fig. 42 e 43, que ilustram a história da rotação das estrelas primárias em sistemas binários na sequência principal. No entanto, em relação à diferença na história evolutiva das estrelas individuais e binárias do tipo espectral G, observa-se que as estrelas primárias tendem a desacelerar mais rapidamente do que as estrelas individuais, conforme evidenciado pelo ajuste (cf. Figura 42). No entanto, em relação às estrelas em sistemas do tipo F, observamos que elas tendem a perder momento angular de forma mais gradual do que estrelas individuais. Esse resultado está em concordância com a teoria, indicando que a interação de maré atua como um freio adicional para essas estrelas, suavizando a sua desaceleração (cf. Fig43).

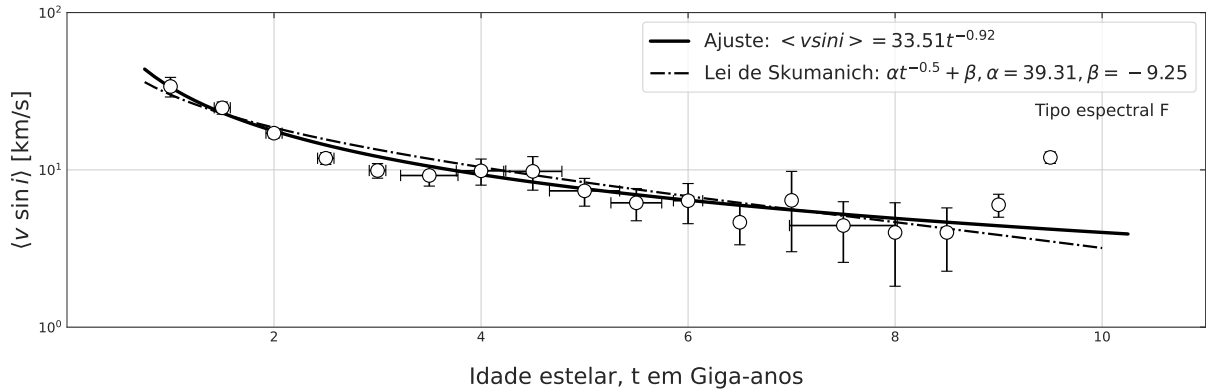
Figura 42: Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral G em sistemas binários.



A figura ilustra a evolução da rotação das estrelas do tipo espectral G. Verifica-se que estrelas pertencentes a sistemas binários tendem a diminuir sua velocidade de rotação de forma mais brusca, apresentando uma queda mais rápida da velocidade de rotação projetada em comparação às estrelas individuais. Essa relação segue uma lei de potência do tipo  $\langle V \sin i \rangle \propto t^{-0,92}$ . Fonte: Elaborado pelo autor.

A evolução rotacional das estrelas binárias é mais complexa do que a das estrelas individuais, pois a velocidade de rotação projetada pode depender de vários fatores, como a distância entre as componentes, as massas, a excentricidade, entre outras características da dinâmica orbital. Dessa forma, uma relação universal, como a lei de Skumanich, levando ape-

Figura 43: Evolução rotacional das estrelas do tipo espectral F em sistemas binários.



A figura ilustra a relação entre a velocidade de rotação projetada ( $v \sin i$ ) e a idade estelar (em Giga-anos) para estrelas de tipo espectral F em sistemas binários. O ajuste dos dados observacionais é representado pela linha sólida, com a equação  $v \sin i = 33.51t^{-0.92}$ , indicando um decaimento gradual da rotação com o tempo. A linha tracejada representa a lei de Skumanich,  $\alpha t^{-0.5} + \beta$ , com os parâmetros  $\alpha = 39.31$  e  $\beta = -9.25$ , que descreve a desaceleração rotacional das estrelas com a idade. Nota-se que o ajuste proposto segue de perto o comportamento previsto pela lei de Skumanich, reforçando a influência do freio magnético na evolução rotacional dessas estrelas. Fonte: Elaborado pelo autor.

nas em consideração apenas o  $\langle V \sin i \rangle$  pode não existir para essas estrelas, uma vez que diversos parâmetros podem impactar a velocidade de rotação projetada. No entanto, verificamos que as estrelas do tipo espectral G que possuem uma companheira são significativamente impactadas em sua evolução rotacional. Isso evidencia que estrelas binárias sofrem influência de efeitos de maré, mesmo que fracamente. De fato, trabalhos como o de Hut (1981) preveem que a interação gravitacional pode fazer com que as estrelas percam velocidade de rotação por vários fatores, como a transferência de energia rotacional para a órbita das estrelas, a coplanaridade (os planos equatoriais das estrelas coincidem com os planos orbitais), a circularidade da órbita e a sincronização das estrelas. Isso indica que as estrelas sofrem um freio adicional por estarem em um sistema binário, conforme demonstrado na seção 1.3.2. Este resultado também está em consonância com estudos recentes sobre a evolução da rotação estelar, como o trabalho de Santiago *et al.* (2024), que observa que a interação entre a rotação de estrelas e seus planetas pode ser entendida como uma generalização das leis de decaimento rotacional, aplicáveis de forma similar aos sistemas binários. De fato, este trabalho identifica que, em sistemas com planetas próximos, a frenagem magnética da estrela é consideravelmente reduzida, pois parte do momento angular é transferida para o movimento orbital dos planetas. Esses mecanismos são idênticos aos que atuam em sistemas binários.

Os resultados discutidos ao longo desta dissertação ressaltam que a rotação estelar deve ser compreendida não de forma isolada, mas como consequência das interações dinâmicas com objetos próximos, como planetas ou estrelas companheiras (cf. Santiago *et al.* (2024)). As forças gravitacionais e de maré atuantes em sistemas binários e configurações estrela-planeta evidenciam que a evolução da rotação é fortemente influenciada por essas forças externas. Essa



perspectiva amplia a compreensão tradicional da rotação estelar, pois as forças de maré e os mecanismos de transferência de momento angular podem aumentar ou diminuir a velocidade de rotação estelar de maneiras que não são previsíveis quando se considera apenas o comportamento de uma estrela individual.

## 5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

O objetivo central deste trabalho foi analisar diferentes características rotacionais das estrelas de tipo espectral F e G que estão na sequência principal. Começamos analisando a distribuição do  $v \sin i$  e constatamos que as estrelas diminuem sua rotação conforme descem na sequência em direção a estrelas de menor massa. Notamos que essa tendência ocorre tanto em estrelas de sistemas binários quanto em estrelas individuais, o que sugere que a diminuição da velocidade de rotação é independente da presença de um companheiro, estando relacionada apenas à fase evolutiva da estrela. Além disso, avaliamos como a rotação está distribuída antes e depois do limite de Kraft estabelecido por Beyer e White (2024) para estrelas individuais e binárias. Independentemente de serem binárias ou não, observamos que estrelas abaixo 6670 K possuem uma média de velocidade de rotação projetada menor em comparação às que estão acima desse valor. Em seguida, realizamos os testes de Andersen-Darling e Smirnov-Kolmogorov para verificar se as distribuições de rotação observadas para as estrelas acima e abaixo desse limite se originam de uma única origem amostral. Os resultados mostraram que as distribuições são estatisticamente distintas, ou seja, não provém de uma mesma origem amostral.

Além disso, utilizando a metodologia de Alves *et al.* (2010), demonstramos que a relação entre massa e momento angular segue, de fato, a relação de Kraft  $J \propto M^\alpha$ . Ao analisar a distribuição de rotação na sequência principal, identificamos duas tendências distintas na relação entre o momento angular e a função da massa dessas estrelas. A primeira tendência ocorre na faixa de massa entre  $0,8M_\odot \leq M \leq 1,5M_\odot$ , e a segunda na região com  $M > 1,5M_\odot$ . Realizamos uma regressão linear para estrelas individuais e os resultados indicaram que pequenas variações na massa de estrelas na faixa de  $0,8M_\odot \leq M \leq 1,5M_\odot$  resultam em grandes variações no momento angular, com a relação  $J \propto M_*^{7,44 \pm 0,15}$ . Para estrelas com  $M > 2,0M_\odot$ , a dependência do momento angular em relação à massa é significativamente menor. Isso sugere que as estrelas de alta massa retém parte significativa do seu momento angular. Essa maior dependência da massa no momento angular em estrelas de baixa massa pode ser atribuída ao fato de que essas estrelas possuem uma zona convectiva, facilitando a perda de momento angular através de ventos estelares (cf. Kraft (1967), Skumanich (1972), Pace e Pasquini (2004), Santiago *et al.* (2024)). Realizando o mesmo procedimento para as estrelas primárias de sistemas binários, concluímos que a dependência da massa para estrelas pouco massivas ( $0,8M_\odot \leq M \leq 1,5M_\odot$ ) é significantemente diferente, resultando na relação  $J \propto M^{6,36 \pm 0,22}$ , sendo significativamente menor do que as estrelas individuais. Isso indica que a interação gravitacional entre as estrelas binárias influencia a distribuição do momento angular, resultando em

uma relação menos acentuada. Para as estrelas de alta massa, verificamos que essa dependência é menor e mais variável, indicando que  $J \propto M^{2,93 \pm 1,10}$ .

Na última parte, analisamos a evolução rotacional das estrelas individuais e binárias. Mostramos que as estrelas individuais do tipo espectral G, os dados ajustados demonstram uma similaridade significativa com a lei de Skumanich, reforçando a validade da correlação idade-rotação esperada observacionalmente. No entanto, as estrelas do tipo espectral F apresentam uma dispersão maior, especialmente aquelas com idades superiores a 6 giga-anos. Esta divergência pode ser atribuída a menor eficiência do freio magnético em estrelas do tipo F, como sugerido por Kraft (1970) e Kawaler (1989). A análise das estrelas binárias revelou que, embora a tendência geral de declínio na velocidade de rotação com a idade se mantenha, a evolução rotacional dessas estrelas é consideravelmente mais complexa. A interação gravitacional entre as componentes do sistema binário, juntamente com fatores como a distância entre as estrelas, a excentricidade orbital e outros parâmetros dinâmicos, introduzem variáveis adicionais que podem afetar significativamente a velocidade de rotação projetada. Observamos que estrelas primárias do tipo espectral G em sistemas binários tendem a desacelerar mais rapidamente do que suas contrapartes individuais, sugerindo uma influência dos efeitos de maré. Isso evidencia que estrelas binárias sofrem influência de efeitos de maré, mesmo que de forma sutil. De fato, trabalhos como o de Hut (1981) preveem que a interação gravitacional pode levar à perda de velocidade de rotação por vários mecanismos, como a transferência de energia rotacional para a órbita das estrelas, a coplanaridade dos planos equatoriais e orbitais, a circularidade da órbita e a sincronização das estrelas. Este resultado também está de acordo com estudos recentes sobre a evolução da rotação estelar que levam em consideração sistemas estrela-planeta, como o trabalho de Santiago *et al.* (2024). Esse estudo observa que a interação entre a rotação das estrelas e seus planetas pode ser entendida como uma generalização das leis de decaimento rotacional, podendo ser aplicável de forma similar aos sistemas binários, como o observado neste trabalho.

Em síntese, nossos resultados confirmam o que já está consolidado na literatura: tanto a massa como a idade são características fundamentais na evolução rotacional das estrelas. Também evidenciamos que a binaridade adiciona uma complexidade adicional que requer a inserção de parâmetros orbitais e dinâmicos. Informações mais detalhadas sobre esses parâmetros podem nos fornecer um *insights* mais profundos sobre as interações de maré. Este resultado oferece novas perspectivas, como avaliar como a presença de planetas influencia a rotação de estrelas individuais e se a presença destes também contribui para diminuir ainda mais a rotação das estrelas em sistemas binários. No entanto, sugerimos uma mudança de um parâmetro de grande relevância utilizado neste trabalho, ao invés de utilizar parâmetros com o  $v \sin i$ , aconselhamos a utilização do parâmetro período de rotação estelar. Isso porque o  $v \sin i$  carrega uma forte degenerescência com o ângulo  $i$ , enquanto o período de rotação oferece uma

medida direta e mais precisa da velocidade rotacional. Dessa forma, resumidamente, sugerimos as respectivas perspectivas futuras para este trabalho:

- Avaliar os efeitos de maré em estrelas em outros estágios evolutivos;
- Avaliar o impacto da evolução rotacional em estrelas que contêm planetas;
- Avaliar como a presença de uma companheira em uma estrela hospedeira altera seu período de rotação;

Essas novas perspectivas podem oferecer um entendimento mais amplo da rotação estelar, permitindo compreender como ela é influenciada por diversos parâmetros, como a presença de planetas ou a interação com estrelas em diferentes estágios evolutivos. Com o lançamento previsto da missão PLATO (*PLANetary Transits and Oscillations of stars*) em 2026, essas questões poderão ser investigadas com um nível de detalhe minucioso, graças à alta precisão dos instrumentos. Os dados fornecidos pelo PLATO permitirão avanços significativos no estudo da evolução rotacional estelar e das interações em sistemas planetários e binários, contribuindo para uma melhor compreensão da dinâmica estelar.

## REFERÊNCIAS

- ALVES, S.; NASCIMENTO, J. D. do; MEDEIROS, J. R. D. On the rotational behaviour of parent stars of extrasolar planets. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, England, v. 408, n. 3, p. 1770-1777, nov. 2010. ISSN 13652966.
- AVALLONE, E. A.; TAYAR, J. N.; SADER, J. L. van; BERGER, T. A.; CLAYTOR, Z. R.; BEATON, R. L.; TESKE, J.; GODOY-RIVERA, D.; PAN, K. Rotation distributions around the Kraft break with tess and kepler: The influences of age, metallicity, and binarity. **The Astrophysical Journal**, Washington, USA, v. 930, n. 1, p. 7, apr 2022. Disponível em: <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac60a1>. Acesso em: 20 nov. 2023
- BARBOSA, S. G. A. **Sobre a relação metalicidade-idade-distância para estrelas do F e G na vizinhança solar**. 2021. 52 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Centro de Ciências, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2021. Disponível em: <http://repositorio.ufc.br/handle/riufc/58172>. Acesso em: 15 ago. 2022
- BARNES, S. A. Ages for illustrative field stars using gyrochronology: viability, limitations, and errors. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 669, n. 2, p. 1167–1189, 2007. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/519295/pdf>. Acesso em: 10 nov. 2022
- BEECH, M. **Introducing the Stars**. Cham, Switzerland: Springer, 2019
- BENACQUISTA, M. **An introduction to the evolution of single and binary stars**. New York, USA: Springer Science & Business Media, 2012.
- BENITZ, W.; MAYOR, M. Photoelectric rotational velocities of late-type dwarfs. **A&A**, France, v. 138, p. 183–188, set. 1984.
- BEYER, A. C.; WHITE, R. J. The Kraft Break Sharply Divides Low Mass and Intermediate Mass Stars. **arXiv e-prints**, [s. l.], p. arXiv:2408.02638, ago. 2024.
- BOND, H. E. *et al.* The sirius system and its astrophysical puzzles: hubble space telescope and ground-based astrometry. **The Astrophysical Journal**, Bristol, England, v. 840, n. 2, p. 70, 2017.

BOSS, A. P. Binary stars: Formation by fragmentation. **Comments on Astrophysics**, Oxford, England, v. 12, n. 4, p. 169–190, jan. 1988.

AKIRLI, C. O. Orbital and physical parameters of eclipsing binaries from the optical gravitational lensing experiment catalogue: testing the tidal circularization. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, England, v. 518, n. 2, p. 2885–2902, 2023.

CARDINI, D.; CASSATELLA, A. Color, rotation, age, and chromospheric activity correlations in late-type main-sequence stars. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 666, n. 1, p. 393–402, 2007. Disponível em: <https://app.dimensions.ai/details/publication/pub.1058792574>. Acesso: 22 dez. 2023

CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017.

CHOI, J. *et al.* Mesa Isochrones and Stellar Tracks (MIST). I. Solar-scaled Models. **ApJ**, Chicago, USA, v. 823, n. 2, p. 102, jun. 2016.

CHOUDHURI, A. R. **Astrophysics for physicists**. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2010.

CHRISTENSEN-DALSGAARD, J. *et al.* The current state of solar modeling. **Science**, Washington, USA, v. 272, n. 5266, p. 1286–1292, 1996. Disponível em: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.272.5266.1286>. Acesso em: 20 jan. 2024

CINCUNEGUI, C. *et al.* H $\alpha$  and the caii h and k lines as activity proxies for late-type stars. **A&A**, France, v. 469, n. 1, p. 309–317, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066503>. Acesso em: 30 mar. 2024

CREEVEY, O. L. *et al.* Gaia Data Release 3. Astrophysical parameters inference system (Apsis). I. Methods and content overview. **A&A**, France, v. 674, p. A26, jun. 2023.

DANTONA, F.; MAZZITELLI, I. Lithium depletion in stars. **A&A**, France, v. 138, p. 431–442, set. 1984.

FREITAS, D. B. de. **A evolução da rotação estelar na vizinhança solar**. 2006. 72f. Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada; Astrofísica e

Cosmologia; Física da Ionosfera) - Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2006.

FREITAS, D. B. de; MEDEIROS, J. R. de A non-extensive approach to the stellar rotational evolution – I. F- and G-type stars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, England, v. 433, n. 3, p. 1789–1795, 06 2013. ISSN 0035-8711.

MEDEIROS, J. R. de; MAYOR, M. A catalog of rotational and radial velocities for evolved stars. **A&AS**, France, v. 139, p. 433–460, nov. 1999.

DOPPLER, C. Weitere mittheilungen, meine theorie des farbigen lichtes der doppelsterne betreffend. **Annalen der Physik**, [s.l.], v. 161, n. 3, p. 371–378, 1852.

EKSTRÖM, S. *et al.* Grids of stellar models with rotation i. models from 0.8 to 120  $M_{\odot}$  at solar metallicity ( $Z = 0.014$ ). **Astronomy and Astrophysics**, France, v. 537, 2012. ISSN 00046361.

EPSTEIN, C. R.; PINSONNEAULT, M. H. How good a clock is rotation? the stellar rotation– mass–age relationship for old field stars. **The Astrophysical Journal**, Bristol, England, v. 780, n. 2, p. 159, 2013.

GOODRICKE, J. Xxvi. a series of observations on, and a discovery of, the period of the variation of the light of the bright star in the head of medusa, called algol. in a letter from john goodricke, esq. to the rev. anthony shepherd, ddfrs and plumian professor at cambridge. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, London, England, n. 73, p. 474–482, 1783.

GOUPIL, M.-J.; ZAHN, J.-P.; ZAHN, J.-P. Tidal dissipation in binary systems. **European Astronomical Society Publications Series**, France, v. 29, p. 67–90, 2008.

GOUPIL, M.-J.; ZAHN, J.-P.; ZAHN, J.-P. Tidal dissipation in binary systems. **European Astronomical Society Publications Series**, France, v. 29, p. 67–90, 2008.

GURUMATH, S. R.; HIREMATH, K. M.; RAMASUBRAMANIAN, V. Angular momentum of stars and their planets. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, San Francisco, USA, v. 131, 2019. ISSN 00046280.

HANSLMEIER, A.; BRAJSA, R. **Stellar Rotation**. Cham, Switzerland: Springer, 2024.

HEINTZ, W. D. Double stars. *[S.l.]*: Springer Science & Business Media, 2012. v. 15.

HERSCHEL, W. Xviii. catalogue of 500 new neb nebulous stars, planetary nebula:, and clusters of stars; with remarks on the construction of the heavens. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, London, England, n. 92, p. 477–528, 1802.

HILDITCH, R. W. **An introduction to close binary stars**. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2001.

HOLMBERG, J.; NORDSTROM, B.; ANDERSEN, J. The geneva-copenhagen survey `` of the solar neighbourhood-iii. improved distances, ages, and kinematics. **Astronomy & Astrophysics**, France, v. 501, n. 3, p. 941–947, 2009.

HOLMBERG, J.; NORDSTROM, B.; ANDERSEN, J. The geneva-copenhagen survey of the solar neighbourhood ii. **Astronomy & Astrophysics**, France, v. 475, 2007. ISSN 0004-6361.

HOLMBERG, J.; NORDSTROM, B.; ANDERSEN, J. The geneva-copenhagen survey of the solar neighbourhood: lii. improved distances, ages, and kinematics. **Astronomy and Astrophysics**, France, v. 501, 2009. ISSN 00046361.

HUANG, S.-S. Rotational behavior of the main-sequence stars and its plausible consequences concerning formation of planetary systems. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 141, 1965. ISSN 0004-637X.

HURLEY, J. R.; TOUT, C. A.; POLS, O. R. Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, London, England, v. 329, n. 4, p. 897–928, 2002.

HUT, P. Tidal evolution in close binary systems. **Astronomy and Astrophysics**, France, v. 99, p. 126–140, 1981.

JØRGENSEN, B. R.; LINDEGREN, L. Determination of stellar ages from isochrones: Bayesian estimation versus isochrone fitting. **Astronomy and Astrophysics**, France, v. 436, 2005. ISSN 00046361.



KAWALER, S. D. Rotational Dating of Middle-aged Stars. **ApJ**, Chicago, USA, v. 343, p. L65, ago. 1989.

KOLAĆ R, J.; ZEJDA, M.; AUER, R. F. Study of five eccentric eclipsing binary systems. **New Astronomy**, Amsterdam, Netherlands, v. 100, p. 101968, 2023.

KOPAL, Z. Dynamics of close binaries. **Dynamics of Close Binary Systems**, Dordrecht, Netherlands, p. 201–311, 1978.

KRAFT, R. P. Studies of stellar rotation. v. the dependence of rotation on age among solar-type stars. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 150, 1967. ISSN 0004-637X.

KRAFT, R. P. Stellar Rotation. *In*: HERBIG, G. H.; STRUVE, O. (Ed.). **Spectroscopic Astrophysics**. An Assessment of the Contributions of Otto Struve. Berkeley, USA: [s.n.], 1970. p. 385.

LAMBOURNE, R. The doppler effect in astronomy. **Physics Education**, Bristol, England, v. 32, n. 1, p. 34, 1997.

MACIEL, S. C. **Sistemas binários eclipsantes na missão CoRot. 2011**. 133 f. Tese (Doutorado em Física da Matéria Condensada; Astrofísica e Cosmologia; Física da Ionosfera) - Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2011.

MACIEL, W. J. **Introdução a Estrutura e Evolução Estelar**. v. 24. São Paulo, Brasil: Edusp, 1999.

MATT, S. P. *et al.* The mass dependence of angular momentum evolution in sun-like stars. **The Astrophysical Journal Letters**, Chicago, USA, v. 799, n. 2, p. L23, jan 2015. Disponível em: <https://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/799/2/L23>. Acesso em: 13 dez. 2023

MCNALLY, D. The distribution of angular momentum among main sequence stars. **The Observatory**, London, England, v. 85, p. 166–169, ago. 1965.

MICHELL, J. Xxvii. an inquiry into the probable parallax, and magnitude of the fixed stars, from the quantity of light which they afford us, and the particular circumstances of their situation, by the rev. john mitchell, bdr s. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, London, England, n. 57, p. 234–264, 1767.

NORDSTROM, B. *et al.* Cross-correlation radial-velocity techniques for rotating F stars. **A&A**, France, v. 287, p. 338–347, jul. 1994.

NORDSTROM, B. *et al.* Radial velocities, rotations, and duplicity of a sample of early F-type dwarfs. **A&AS**, France, v. 126, p. 21–30, nov. 1997.

NORDSTROM, B.; HOLMBERG, J.; ANDERSEN, J. The geneva-copenhagen survey of the solar neighbourhood. **A & A**, Franca, v. 501, n. 3, p. 941-947, jul. 2009.

NOYES, R. W.; WEISS, N. O.; VAUGHAN, A. H. The relation between stellar rotation rate and activity cycle periods. **Astrophysical Journal**: part 1, Chicaco, v. 287, p. 769-773, dec. 1984.

OGILVIE, G. I.; LIN, D. N. C. Tidal dissipation in rotating solar-type stars. **The Astrophysical Journal**, Bristol, England, v. 661, n. 2, p. 1180, jun 2007.

OLIVEIRA, L. L. A. de. **A rotação estelar revelada pela modulação fotométrica**. 2019. 105f. Tese (Doutorado em Física) - Centro de Ciências Exatas e da Terra, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2019.

OSTROWSKI, J.; DASZYNSKA-DASZKIEWICZ, J.; CUGIER, H. Revising the Evolutionary Stage of HD 163899: The Effects of Convective Overshooting and Rotation. **ApJ**, Chicago, USA, v. 835, n. 2, p. 290, fev. 2017.

PACE, P. The age-activity-rotation relationship in solar-type stars\*. **A&A**, France, v. 426, n. 3, p. 1021–1034, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040568>. Acesso em: 31 ago. 2024

PAZ-CHINCHON, F. *et al.* The rotational behavior of kepler stars with planets. **Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 803, 2015. ISSN 15384357.

POPPER, D. M. Determination of masses of eclipsing binary stars. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, Palo Alto, USA, v. 5, n. 1, p. 85–104, 1967

PRSA, A. *et al.* Tess eclipsing binary stars. i. short-cadence observations of 4584 eclipsing binaries in sectors 1–26. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, [s.l.], v. 258, n. 1, p. 16, 2022.

RAGHAVAN, D. *et al.* A survey of stellar families: multiplicity of solar-type stars. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, [s.l.], v. 190, n. 1, p. 1, 2010.

ROSA, F. D. C. **Uma investigação acerca da evolução do momentum angular em sistemas planetários**. 2021.103 f. Dissertação (Mestrado em Física) - Centro de Ciências, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2021.

SANTIAGO, T. M. *et al.* Star-planet interaction and its impact on the stellar rotation. arXiv preprint arXiv:2404.06958, [s. l.], 2024.

SCHATZMAN, E. A theory of the role of magnetic activity during star formation. **Annales d'Astrophysique**, Paris, France, v. 25, 1962.

SKUMANICH, A. Time scales for Ca II emission decay, rotational braking, and lithium depletion. **Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 171, p. 565, 1972.

SLETTEBAK, A. Observed rotational velocities of single stars (review paper). **International Astronomical Union Colloquium**, Cambridge, England, v. 4, p. 3–8, 1970.

STEPIEN, K. Applicability of the Rossby number in activity-rotation relations for dwarfs and giants. **Astronomy and Astrophysics**, [s. l.], v. 292, n. 1, p. 191-207, 1994.

TASSOUL, J.-L. **Stellar Rotation**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000.

WEBER, E. J.; LEVERETT, J. D. The angular momentum of the solar wind. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 148, 1967. ISSN 0004-637X.

WILLIAMS, M. Beyond the planets: early nineteenth-century studies of double stars. **The British Journal for the History of Science**, Cambridge, v. 17, n. 3, p. 295–309, 1984.

WILSON, O. C. Stellar convection zones, chromospheres, and rotation. **The Astrophysical Journal**, Chicago, USA, v. 144, 1966. ISSN 0004-637X.

ZINNECKER, H. Binary stars: historical milestones. In: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. Symposium-International Astronomical Union. [S.l.], 2001. v. 200, p. 1–12.

## ANEXO A -- TABELAS

Tabela 7: Identificação das estrelas com planetas no catálogo Geneva-Copenhagen Survey. O asterisco ao lado do número de identificação indica que a estrela faz parte de um sistema binário.

Identificador	Tipo espectral	Identificador	Tipo espectral
HD 1461	G3V	HD 2039	G2V
HD 3651	K1V	HD 3964	G4V
HD 4208	G4V	HD 5278	F8V
HD 6558	F9.5V	HD 7449	F9.5V
HD 8574	F8V	HD 8673	F6V
HD 9578	G0V	HD 9826	F8V
HD 10180	G1V	HD 10700	G8V
HD 11505	G2V	HD 12235	G0V
HD 14348	F9.5V	HD 15337	K2V
HD 16141	G6V	HD 16417	G3V
HD 17051	F8V	HD 17926	F7V
HD 20003	G7V	HD 20367	F8V
HD 20794	G8V	HD 22049	K1V
HD 23596	F9.5V	HD 24040	G2V
HD 24085	G0V	HD 25463	F7V
HD 25912	G1V	HD 26161	F8V
HD 26965	G9V	HD 27631	G7V
HD 29461	G2V	HD 30562	G1V
HD 31527	G0V	HD 32963	G3V
HD 34445	G3V	HD 38283	F8V
HD 38858	G3V	HD 39091	F9.5V
HD 39194	G9V	HD 41248	G3V
HD 42618	G2V	HD 44219	G5V
HD 45184	G1V	HD 45350	G7V
HD 45364	G7V	HD 46375	K0V
HD 47186	G7V	HD 47252	G9V

Tabela 7: (Continuação)

Identificador	Tipo espectral	Identificador	Tipo espectral
HD 49674	G7V	HD 51161	F7V
HD 52265	F8V	HD 55696	F9.5V
HD 62364	F8V	HD 63433	G5V
HD 63765	G8V	HD 63935	G8V
HD 66428	G6V	HD 68988	G1V
HD 69830	G8V	HD 72659	G0V
HD 73256	G9V	HD 73267	G9V
HD 74156	F9.5V	HD 74698	G4V
HD 75289	F8V	HD 75898	G0V
HD 80913	F8V	HD 83342	F6V
HD 86226	G0V	HD 88986	G1V
HD 89307	G0V	HD 92788	G5V
HD 92987	G1V	HD 93148	F5V
HD 93385	G1V	HD 95072	G5V
HD 95128	G1V	HD 95338	K1V
HD 95544	G8V	HD 97037	G0V
HD 97507	G4V	HD 98649	G2V
HD 102121	G9V	HD 103774	F5V
HD 103891	F8V	HD 107877	F5V
HD 108236	G4V	HD 108874	G8V
HD 110067	G9V	HD 110537	G6V
HD 111998	F6V	HD 114783	K2V
HD 115383	F9.5V	HD 115954	G2V
HD 117207	G8V	HD 117618	G0V
HD 120066	G2V	HD 121504	G0V
HD 126525	G6V	HD 130322	G9V
HD 134987	G5V	HD 135625	G0V
HD 135694	G5V	HD 136352	G3V
HD 141004	G0V	HD 143105	F8V
HD 147291	F7V	HD 147513	G1V
HD 148156	F8V	HD 149026	F9.5V
HD 149782	G6V	HD 150433	G5V
HD 151450	F8V	HD 153950	F8V

Tabela 7: (Continuação)

Identificador	Tipo espectral	Identificador	Tipo espectral
HD 154857	G7V	HD 155193	F8V
HD 155358	G0V	HD 155918	G2V
HD 156098	F5V	HD 158259	G1V
HD 164509	G2V	HD 166724	K1V
HD 168009	G3V	HD 170469	G3V
HD 171028	G8V	HD 171238	G9V
HD 174457	G1V	HD 175607	G8V
HD 179070	F8V	BD +41 3306	K1V
HD 183263	G1V	HD 183579	G3V
HD 185269	G1V	HD 187085	F8V
HD 187123	G1V	HD 188641	G3V
HD 189567	G3V	HD 190647	G8V
HD 194490	G1V	HD 196050	G1V
HD 197037	F8V	HD 199509	G2V
HD 204313	G4V	HD 206893	F5V
HD 208487	F8V	HD 209262	G3V
HD 209458	F8V	HD 212301	F8V
HD 213519	G5V	HD 213885	G1V
HD 214823	G0V	HD 215456	G2V
HD 216435	G1V	HD 216437	G3V
HD 216770	G9V	HD 219077	K0V
HD 219828	G2V	HD 220773	G0V
HD 221287	F8V	HD 224538	F8V
HD 224693	G1V		

Tabela 8: Estrelas subgigantes da amostra do Geneva-Copenhagen Survey

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 16	F5.5III-IV	HD 156	F4IVSr
HD 285	F5IV/V	HD 308	G8(IV)+F/G
HD 400	F8IV	HD 439	F5IV
HD 466	F3IV/V	HD 903	F5IV

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 905	F0IV	HD 1004	F5IV/V
HD 1101	F3IV	HD 1391	G0IV
HD 1529	G8IV	HD 1557	F3/5IV/V
HD 1591	G0IV/V	HD 1671	F5IV-V
HD 1856	F2IV	HD 1935	F2/3IV/V
HD 1952	F5IV <sub>n</sub>	HD 2081	K0/1(IV)(+F)
HD 2302	F7IV	HD 2916	F3III/IV
HD 2946	G6IV/V	HD 3141	K0IV
HD 3370	F3IV	HD 3506	F3IV/V
HD 3581	F3IV/V	HD 3637	F6IV
HD 3658	F2IV	HD 3708	F5IV
HD 4270	F3IV	HD 4309	F6IV/V
HD 4322	F7IV/V	HD 4557	G8IV/V
HD 4738	F0IV/V	HD 5072	F7IV
HD 5119	F3IV-V	HD 5271	F2III/IV
HD 5379	F2IV	HD 5488	G0IV/V
HD 5943	G1III-IV	HD 6491	F2IV/V
HD 6680	F5IV	HD 6734	G8IV/V
HD 6768	F3/5IV/V	HD 6788	F0IV
HD 6876	F5IV	HD 6910	G2/3IV
HD 7097	F0IV	HD 7259	F5IV
HD 7376	F3IV/V	HD 7398	F0IV/V
HD 7621	K0IV/V	HD 7858	F2IV/V
HD 7883	G6IV/V	HD 8306	G0IV
HD 8316	F8IV/V	HD 8391	F0/2IV
HD 8774	F7IV <sub>sv</sub>	HD 8895	F3IV
HD 8941	F8IV-V	HD 9026	F2III/IV
HD 9175	G5IV/V	HD 9499	F2/3IV/V
HD 10108	F4IV	HD 10122	G3IV/V
HD 10188	G5V(CNIV)	HD 10472	F2IV/V
HD 10481	F3/5IV/V	HD 10608	F6IV/V
HD 10711	F8IV/V	HD 10766	F8IV
HD 10829	F7IV	HD 10908	F2IV

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 11012	F2IV	HD 11068	F0IV/V
HD 11107	F3/5IV	HD 11151	F5IV
HD 11170	G1IV	HD 11234	G8IV
HD 11397	G6IV/V	HD 11508	F3/5IV/V
HD 11604	F0IV	HD 11995	F0IV/V
HD 12333	G5/6IV	HD 12348	G5IV
HD 12363	F5/6IV/V	HD 12482	F6IV
HD 12508	F3/5IV/V	HD 12569	F7IV
HD 12680	F8IV	HD 12681	F3IV/V
HD 12909	F3IV	HD 13147	G6IV/V
HD 13221	G8/K0IV/V	HD 13255	F0IV/V
HD 13364	F5IV	HD 13388	F0/2IV
HD 13421	G0IV	HD 13578	G3IV
HD 13817	kA8hF0mF3IV	HD 13825	G5IV-V
HD 13871	F6III-IV	HD 14338	F3IV/V
HD 14885	F4IVpBa	HD 14940	F0IV/V
HD 15115	F4IV	HD 15382	F5IV
HD 15628	F3IV	HD 16148	F6IV/V
HD 16168	G8IV/V	HD 16408	F6IV/V
HD 16701	F0IV/V	HD 16743	F0/2III/IV
HD 16835	F0IV/V	HD 16963	F8IV/V
HD 17233	G8wG0IV/V	HD 17372	F0IV/V
HD 17390	F3IV/V	HD 17496	F5III-IVpSr
HD 17742	G8/K0IV/V	HD 18095	F3/5IV
HD 18262	F6III-IVs	HD 18369	A9IV/V
HD 18637	F0IV	HD 19155	G2IV/V
HD 19223	G8IV	HD 19256	G0IV
HD 19272	F3IV/V	HD 19319	F0III/IV
HD 19438	G0IV	HD 19829	F3IV
HD 19961	G0IV	HD 20014	F5/6IV/V
HD 20321	F3IV	HD 20496	F3IV
HD 20958	F7IV	HD 21024	F5IV-V
HD 21036	G6IV	HD 21618	F6IV/V



Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 21626	F6/7IV	HD 21693	G9IV-V
HD 21737	F3IV/V	HD 22001	F3IV/V
HD 22512	G8IV	HD 22515	F3/5IV
HD 22701	F5IV	HD 22839	G1IV/V
HD 22968	F3/5IV/V	HD 23005	F1IVnn
HD 23486	G2IV	HD 23754	F5IV-V
HD 23960	K0(IV)	HD 24301	G0IV
HD 24629	F0IV	HD 24636	F3IV/V
HD 24678	F8IV	HD 24708	F0IV
HD 24740	F2IVs	HD 25346	F5IV/V
HD 25414	F5/6IV	HD 25657	F5IV
HD 25789	F3/5IV/V	HD 25913	F0IV
HD 25945	F0IV/V	HD 26071	G5IV/V
HD 26244	F8IV	HD 26246	F3IV/V
HD 26292	F3IV	HD 26419	F5IV
HD 26729	G5IV	HD 26923	G0IV
HD 26940	G5IV/V	HD 27129	F5IV
HD 27415	F6IV/V	HD 27561	F5IV-V
HD 27917	F3IV	HD 28014	F0IV
HD 28143	F3/5IV	HD 28185	G6.5IV-V
HD 28187	G3IV/V	HD 28386	G8IV
HD 28428	F3IV	HD 28798	G3/5IV
HD 29073	G6IV/V	HD 29078	F0IV/V
HD 29302	F3/5IV	HD 29427	F5IV
HD 29645	F9IV-V	HD 29711	F3IV
HD 29881	F5IV	HD 30023	F3/5IV(+A/F)
HD 30317	F3IV/V	HD 30467	F8IV
HD 30495	G2.5IV-V	HD 30508	G8IV/V
HD 30583	F5III-IV	HD 30619	F2/3IV/V
HD 30880	F3IV	HD 30912	F2IVn
HD 31038	F1IVpEuSrBa	HD 31142	F6IV/V
HD 31706	F5IV	HD 31880	F2IV
HD 31930	F5IV	HD 31966	G2IV-VFe-1

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 32135	F0IV	HD 32590	F5IV/V
HD 32821	F2IV/V	HD 33093	G0IV
HD 33098	F2IV	HD 33223	F2IV/V
HD 33229	F2IV	HD 33279	G5/6IV
HD 33333	F5IV	HD 34411	G1.5IV-VFe-1
HD 34429	A9IV	HD 34658	F5III-IV
HD 35072	F6IV	HD 35474	F2/3IV/V
HD 36215	F9IV/V	HD 36315	K1IV/V
HD 36406	F7IV	HD 37511	F5IV
HD 37689	F3IV/V	HD 37848	F5IV/V
HD 37905	F3/5IV	HD 37934	F0IV
HD 38459	K1IV-V	HD 38789	F8IV
HD 39503	G5IV/V	HD 39565	F0IV/V
HD 39756	F3/5IV/V	HD 39932	F5IV
HD 39967	F6IV	HD 40125	F3IV/V
HD 40300	F3IV	HD 40566	F0III/IV
HD 40567	F5IV	HD 41028	F4IV
HD 41311	F0IV/V	HD 41816	G8IV
HD 41863	F5IV	HD 42067	F2IV
HD 42125	F0IV	HD 42278	F0IV
HD 42853	F5/6IV/V	HD 42963	F3/5IV/V
HD 43035	F3IV	HD 43042	F5.5IV-V
HD 43199	F0III/IV	HD 43240	F2IV
HD 43691	G0IV	HD 43921	F5IV
HD 44252	F3IV	HD 44265	F3IV/V
HD 44268	F5IV/V	HD 44310	K1IV-V
HD 44364	F2IV	HD 44630	F5IV
HD 44804	K0IV/V	HD 44919	F2IV
HD 45385	G2IV	HD 45588	F8IV
HD 45817	F2IV	HD 45895	F2IV
HD 46214	F5IV	HD 46558	F2IV/V
HD 46601	F2III/IV	HD 47179	F7IV
HD 48265	G5IV/V	HD 48609	F2IV

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 48737	F5IV-V	HD 49035	G5/6IV/V
HD 51485	F2IV	HD 51608	K0IV-V
HD 52906	G0(IV)	HD 53279	F5IV
HD 54397	G8(IV)	HD 54672	F7IV
HD 54684	G2IV	HD 54918	F3IV/V
HD 55052	F5III-IV	HD 55105	A9IV
HD 56329	F6IV	HD 56560	G6IV/V
HD 57006	F8IV	HD 57319	G8/K0(IV)+F/G
HD 57642	A8IV/V	HD 57828	G8IV/V
HD 58257	F0/2IV(m)	HD 58895	G3IV
HD 60152	G6IV/V+(F)	HD 60290	F5IV/V
HD 60381	F4IV	HD 60532	F6IV-V
HD 60618	F5IV	HD 60734	F6/7IV/V
HD 61110	F5-6IV	HD 61447	G5IV/V
HD 61576	F3IV/V	HD 62241	F5IVpSr
HD 62559	F2IV	HD 62583	F0/2III/IV
HD 62724	F3IV/V	HD 63086	F2IV/V
HD 63176	F2III/IV	HD 63627	F6IV/V
HD 63685	G8IV	HD 63916	G6IV
HD 65939	G6/8IV	HD 65951	F6IV
HD 66011	G0IV	HD 66242	F8/G0IV
HD 66308	F5IV/V	HD 66340	G8IV
HD 66384	F2IV	HD 67078	F3IV/V
HD 67228	G1IVb	HD 67893	F5IV/V
HD 68094	F0IV/V	HD 68201	A3III/IV
HD 68916	G8(IV)	HD 69258	G6/8IV/V
HD 70081	G3IV/V	HD 70499	F2IV
HD 70588	F5IV/V	HD 71164	F3/5IV
HD 71257	F0IV	HD 71321	F3IV
HD 71381	F0IV	HD 72234	G3IV/V
HD 72617	F3IV	HD 72769	G8IV-V
HD 72938	G8IV/V	HD 72943	F0IV
HD 72984	F5IVn	HD 73217	F5IV/V

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 73294	F6III-IVs	HD 73350	G8/K0(IV)
HD 73504	F6IV	HD 73569	F0IV
HD 73736	F2IV/V	HD 73740	G8/K0IV
HD 74192	F2IV	HD 74254	F7/G0IV/V
HD 74477	K0IV/V	HD 74632	F2IV/V
HD 74868	F9III-IV	HD 74894	F3IV/V
HD 75426	F5IV/V	HD 75487	F5IV-V
HD 75555	F5.5III-IV	HD 75864	F4IVn
HD 75881	F8IV	HD 76143	F5IV
HD 76583	F0III/IV	HD 76948	F3IV
HD 77386	G6/K0(IV)+(F)	HD 77387	F2IV(w)
HD 77408	F6IV	HD 77619	F2IV
HD 78366	G0IV-V	HD 78372	G8IV/V
HD 78422	F0IV	HD 79550	F5IV
HD 79719	F2IV	HD 80547	F4IV
HD 80635	G3IV	HD 80670	F5IV
HD 81342	F3III/IV	HD 81351	F3III/IV
HD 81517	F6III/IV	HD 81704	F9IV
HD 81909	F5/6IV/V	HD 82074	G8III/IV
HD 82101	F3/5IV	HD 82210	G5III-IV
HD 82224	F5IV	HD 82726	F0/2IV
HD 82785	F2IV/V	HD 83201	F5IV
HD 83261	F3IV/V	HD 83340	G0IV
HD 83393	F0IV/V	HD 83498	G3IV
HD 83712	F8IV/V	HD 83852	F3IV/V
HD 84447	F2IV/V	HD 84458	F2/3IV/V
HD 84606	G0IV	HD 84607	F0/2IV
HD 84643	F3III/IV	HD 84664	F2/3IV/V
HD 84667	F2IV	HD 84682	G8IV/V
HD 84699	F4IV	HD 84757	F3IV/V
HD 84850	F5III/IV	HD 85367	F2/3IV
HD 85424	F5IV	HD 85821	F5IV
HD 85835	F3IV/V	HD 86006	G5IV/V+M4

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 86255	G3IV	HD 86660	F0IV
HD 86954	G8IV/V+A/F	HD 87096	F6IV
HD 87367	F7IV/V	HD 87700	F2III/IV
HD 87978	G6IV	HD 88109	F5IV
HD 88176	G2IV	HD 88205	F2/3IV/V
HD 88248	F3IV/V	HD 88474	F7IV
HD 88513	F3IV	HD 88785	kA6hF1mF2(IV)Eu
HD 88972	F0IV	HD 89122	G6IV/V
HD 89163	F3IV	HD 89449	F6IV-V
HD 89540	F0IV	HD 89747	F3IV
HD 90520	G0IV/V	HD 90625	F3IV/V
HD 90907	F2IV	HD 91542	F5IV
HD 92156	G0IV/V	HD 92168	G0IV
HD 92327	F2IV/V	HD 92368	F5IV/V
HD 92441	F2/3IV/V	HD 92784	F5IV/V
HD 92810	G2/3IV	HD BD +47 1806	G1IV
HD 93093	F5IV	HD 93167	F2IVpSr
HD 93412	F3IV/V	HD 93589	A9IV/V(w)
HD 94260	F6IV/V	HD 94504	F6/7IV
HD 94598	F5IV/Vp	HD 95025	F5IV/V
HD 95142	F6IV/V	HD 96418	F8IV
HD 96479	F5IV	HD 96570	F2IV
HD 97217	F3/5IV	HD 97461	F7III/IV
HD 97606	F2IV	HD 97884	G5IV/V
HD 98137	F0IV	HD 98478	F8/G0IV
HD 98526	F2IVpSr	HD 98537	F7IV/V
HD 98625	G6/K0IV/V	HD 98870	G8IV/V
HD 98932	F3IV	HD 99329	F2IVnn
HD 99373	F5.5IV-V	HD 99437	F5IV/V
HD 99641	G3IV/V	HD 99828	F0IV/V
HD 100613	F3/5IV/V	HD 100627	F6IV/V
HD 101025	F2IV	HD 101117	G1IV/V
HD 101438	F2III/IV	HD 101532	G5IV/V

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 101688	F2IV-V	HD 101697	F3/5IV
HD 102582	G6IV	HD 103017	F3IV/V
HD 103046	K0III-IV	HD 103174	F3IV/V
HD 103440	F6IV	HD 103482	F2IV
HD 103548	F2IV	HD 103589	F2IV/V
HD 103702	F0IV	HD 104007	F5III/IV
HD 104226	F8IV	HD 104304	G8IV
HD 104367	F6IV	HD 104437	G5IV
HD 105008	G5IV	HD 105212	G0IV
HD 105270	F2/3IV/V	HD 105491	F5IV/V
HD 105654	F3/5III/IV	HD 105678	F6IV
HD 105733	F3IV/V	HD 105841	F2III/IV
HD 106270	G5IV	HD 106691	F5IV
HD 106694	F3IV/V	HD 106840	G5/6IV/V
HD 106921	F0IV	HD 107008	G8/K0IV/V
HD 107086	F5IV-V	HD 107145	F5IV/V
HD 107192	F1IV	HD 107441	G8IV
HD 107904	F3III-IV	HD 107960	F8III/IV
HD 108189	G6IV	HD 108506	F5IV <sub>n</sub>
HD 108675	F6IV-V	HD 108684	F5IV
HD 108722	F5IV	HD 108832	F3IV
HD 108953	G8/K0IV/V	HD 109009	F3/5IV/V
HD 109031	F0IV	HD 109034	F0III/IV
HD 109063	K1IV/V	HD 109067	F3IV/V
HD 109421	F2IV	HD 109552	F8IV
HD 109838	F2IV	HD 109843	F6IV/V
HD 109950	G2IV	HD 109988	K0IV/V
HD 110477	F3IV/V	HD 110628	F2III-IV <sub>n</sub>
HD 110661	F0IV/V	HD 111141	F2III/IV
HD 111354	F5IV	HD 111391	G3/5IV/V
HD 111433	F3IV	HD 111603	F6IV
HD 112001	G0IV	HD 112509	F3IV/V
HD 112787	G0(IV)	HD 112848	F7IV/V

Tabela 8: (Continuação)

Name	sp.type	Name	sp.type
HD 112881	F3IV/V	HD 113240	F5IV/V
HD 113284	F1IV	HD 113577	F4IV
HD 113668	F3/5IV	HD 113674	F2IV
HD 114174	G3IV+D	HD 114217	F4IV
HD 114250	F5IV/V	HD 114371	F3IV/V

Tabela 9: Estrelas Gigantes da amostra do GCS.

Identificação	Tipo espectral	Identificação	Tipo espectral
HD 16	F5.5III-IV	HD 156	F4IVSr
HD 285	F5IV/V	HD 308	G8(IV)+F/G
HD 400	F8IV	HD 439	F5IV
HD 466	F3IV/V	HD 903	F5IV
HD 905	F0IV	HD 1004	F5IV/V
HD 1101	F3IV	HD 1391	G0IV
HD 1529	G8IV	HD 1557	F3/5IV/V
HD 1591	G0IV/V	HD 1671	F5IV-V
HD 1856	F2IV	HD 1935	F2/3IV/V
HD 1952	F5IV <sub>n</sub>	HD 2081	K0/1(IV)(+F)
HD 2302	F7IV	HD 225241	F5IV
HD 101438	F2III/IV	HD 102480	kA8hF0mF3III
HD 102724	K2/3(III)+F/G	HD 103046	K0III-IV
HD 103639	G8/K2(III)+G	HD 104007	F5III/IV
HD 104315	K0/2(III)	HD 105513	A8(II/III <sub>w</sub> )
HD 105654	F3/5III/IV	HD 105841	F2III/IV
HD 106904	G8III(+F) <sub>p</sub>	HD 107569	F8III
HD 107904	F3III-IV	HD 107960	F8III/IV
HD 108063	G5III+F/G	HD 108695	G/K(III)+A/F
HD 109034	F0III/IV	HD 109340	F2III
HD 109475	F2/3(III)	HD 110402	F3III
HD 110628	F2III-IV <sub>n</sub>	HD 110890	G8/K1(III)+(F)
HD 111141	F2III/IV	HD 111251	F5III

HD 112054	F3/5III	HD 113003	F3III
HD 113502	A8/9+G/KIII	HD 114155	F3/5III
HD 114482	F2III/IV	HD 115693	F2III/IV
HD 115832	F5III	HD 116738	F2III
HD 117243	G5III	HD 117403	F4III
HD 117576	G5III	HD 118600	F2III/IV
HD 118666	F2III/IV	HD 118779	G8/K0(III)+G
HD 120592	G6(III)	HD 120779	K1(III)
HD 120865	F5III	HD 120980	F1III
HD 121932	F2III	HD 123255	F2III
HD 123517	F8/G0III/IV	HD 123544	F2III/IV
HD 123548	K1(III)	HD 123655	G5/8III
HD 123914	G5III	HD 124102	G3III
HD 124423	F6III	HD 124850	F7III
HD 124985	G3III	HD 124988	F2III
HD 125883	F5III/IV	HD 126267	G5III
HD 126878	F2III-IV	HD 127457	F0III/IV
HD 127740	F5III	HD 128494	F4III
HD 129401	G6/K0III/IV+F	HD 129537	F2III
HD 131634	A9III(w)	HD 132507	F2III
HD 132772	F1III-IV	HD 133766	A9III/IV
HD 134456	F2III	HD 134792	F6III
HD 135011	G2(III)	HD 136115	kA5hF3mF4(III)EuSr
HD 136351	F6III-IV	HD 137125	F3III
HD 138686	F5III	HD 139937	kA8hF0mF2(III)
HD 139990	F3III	HD 141407	F6III
HD 142117	F7III	HD 142882	F5/6III
HD 144282	F5IIIpSr	HD 144544	G0III
HD 144589	G8/K1(III)+(F)	HD 145557	F2III
HD 145812	F2III	HD 146152	G0II/III
HD 147907	F2III	HD 148317	G0III
HD 148428	K0III+G	HD 149600	K2/3(III)
HD 152342	F4III	HD 152654	F2III
HD 154079	F0III	HD 154688	K0/1(III)
HD 155299	F3/5III	HD 155497	F2III/IV
HD 155811	F0III	HD 157068	G0III

---



HD 157749	F3III	HD 157919	F5III-IV
HD 158289	F2/3III	HD 158306	F3/5III/IV
HD 158431	F2III	HD 160322	K0/1III+(F)
HD 162155	F2III	HD 168690	F2III
HD 168982	F0III	HD 169125	G3II/III
HD 169766	G6/K0III+F/G	HD 170488	G5/6IIICNIV/V
HD 171616	F0III/IV	HD 172519	F5III/IV
HD 173417	F1III-IV	HD 174606	F3III
HD 174984	kF2hF5mF5III	HD 176391	F5III+
HD 176723	F2III/IV	HD 178596	F0III-IV
HD 179392	F3III/IV	HD 179985	F7III
HD 180768	A7III	HD 180973	F2III
HD 181214	F8III	HD 181464	F0III
HD 182785	F0III	HD 182900	F6III
HD 183359	F1III	HD 183608	G8/K1(III)
HD 183936	F2III	HD 184110	F2III
HD 184381	F5III	HD 184553	F3III
HD 185996	F2III	HD 186140	F2III
HD 186155	F5II-III	HD 186268	F5III/IV
HD 186332	F3II/III	HD 186357	F1III
HD 186959	K0III	HD 186981	F4III
HD 187182	F5III	HD 187317	F6III
HD 187696	K0III	HD 191301	A9III
HD 191397	F5III	HD 192173	F3/5III
HD 192825	G2III	HD 193441	F2II/III
HD 194663	F6III	HD 194708	F5.5III-IV
HD 195807	F2III	HD 196051	F6II/III
HD 196195	F2III	HD 196764	K0/1(III)+F/G
HD 197220	F2III/IV	HD 197525	G5/8(III)+(F)
HD 198041	F5II/III	HD 199681	F2III/IV

---