



UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO NORTE
FACULDADE DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**A EVOLUÇÃO DO *MOMENTUM* ANGULAR DE
ESTRELAS DO TIPO SOLAR SEGUNDO O MODELO DE
KAWALER**

por
Vanessa Amaral de França

Mossoró/RN, Brasil, 9 de setembro de 2015.



UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO NORTE
FACULDADE DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**A EVOLUÇÃO DO *MOMENTUM* ANGULAR DE
ESTRELAS DO TIPO SOLAR SEGUNDO O MODELO DE
KAWALER**

por

Vanessa Amaral de França

Orientador

Dr. Bráulio Batista Soares (UERN)

Dissertação apresentada como requisito final para a obtenção do grau de **Mestre em Física** na Universidade do Estado do Rio Grande do Norte, Mossoró/RN, Brasil, em 9 de setembro de 2015.

Catálogo da Publicação na Fonte.
Universidade do Estado do Rio Grande do Norte.

França, Vanessa Amaral de

A evolução do \sim momentum angular de estrelas do tipo solar segundo o modelo de kawaler. / Vanessa Amaral de França. - Mossoró, RN, 2015.

98 f.

Orientador(a): Prof. Dr. Bráulio Batista Soares

Dissertação (Mestrado em Física). Universidade do Estado do Rio Grande do Norte. Programa de Pós-Graduação em Física.

1. Rotação estelar. 2. Momentum angular estelar. 3. Campos magnéticos estelares. 4. Vento estelar. I. Soares, Bráulio Batista II. Universidade do Estado do Rio Grande do Norte. III. Título.

UERN/BC

CDD 523

UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO NORTE
FACULDADE DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Os membros da banca examinadora certificam que analisaram a dissertação intitulada “**A Evolução do *Momentum Angular* de Estrelas do Tipo Solar segundo o Modelo de Kawaler**” apresentada e defendida por **Vanessa Amaral de França**, como parte final dos requisitos obrigatórios para obtenção do grau de **Mestre em Física**, e RECOMENDAM SUA ACEITAÇÃO para o Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado do Rio Grande do Norte.

Data: 9 de setembro de 2015

Orientador:

Dr. Bráulio Batista Soares (UERN)

Examinador externo:

Dr. Antônio Carlos da Silva Miranda (UFRPE)

Examinador interno:

Dr. José Ronaldo Pereira da Silva (UERN)

UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO GRANDE DO NORTE
FACULDADE DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS

Data: **9 de setembro de 2015**

Autor: **Vanessa Amaral de França**
Título: **A Evolução do *Momentum* Angular de Estrelas do Tipo
Solar segundo o Modelo de Kawaler**
Depto.: **Departamento de Física**
Titulação: **Mestre em Física**

A Universidade do Estado do Rio Grande do Norte tem permissão para circular e copiar, com intuítos não-comerciais, partes ou a íntegra desta dissertação.

Assinatura do Autor

O AUTOR RESERVA OUTROS DIREITOS DE PUBLICAÇÃO, E NEM A DISSERTAÇÃO NEM PARTES EXTENSAS DELA PODEM SER IMPRESSAS OU REPRODUZIDAS SEM A PERMISSÃO POR ESCRITA DO MESMO.

Dedicado às pessoas mais importantes da minha vida, meus pais, meu amor e a minha irmã.

*“Imagine todas as pessoas vivendo a vida em paz, você pode dizer que eu sou um sonhador.
Mas eu não sou o único, espero que um dia você junte-se a nós, e o mundo, será como um só.”*

John Lennon

Índice

Lista de Tabelas	ix
Lista de Figuras	x
Agradecimentos	xiii
Resumo	xv
Abstract	xvi
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	8
2 Evolução da Rotação	9
3 Perda de momentum angular em estrelas de baixa massa	13
3.1 Modelos estelares	17
3.2 Perda de <i>momentum</i> angular por ventos estelares magnéticos	19
4 Campos magnéticos estelares	27
4.1 Equações da Magnetohidrodinâmica	31
4.1.1 Equações Fundamentais	31
4.2 Ondas de Alfvén ou Ondas Magnetohidrodinâmicas	34
4.3 Dínamo estelar	36
5 Classificação de estrelas do tipo solar	39
6 Amostra	41
6.1 Características das estrelas	41
6.2 Obtenção dos raios	45
6.3 Obtenção do <i>momentum</i> angular	48
7 Resultados e discussões	54
7.1 Evolução do <i>momentum</i> angular em função da idade	54

7.1.1	Análise com todas as estrelas da amostra	54
7.1.2	Análise com as estrelas de P. Petit <i>et al</i>	56
7.1.3	Análise com as estrelas de J. D. do Nascimento <i>et al</i>	58
7.2	Teste do Modelo de Kawaler	62
7.3	Análise das velocidades angulares	65
7.3.1	A velocidade angular do modelo versus a velocidade angular observada . .	65
7.3.2	A velocidade angular do modelo em função da idade	68
7.3.3	A velocidade angular observada em função da idade	70
8	Conclusões	73
9	Perspectivas	75
	Referências	77

Lista de Tabelas

6.1	<i>Principais informações sobre as estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	48
6.2	<i>Momento de inércia, velocidade angular e momentum angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	51
6.3	<i>Momentum angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	52
6.4	<i>Momentum angular de estrelas gêmeas e candidatas a gêmeas, da tabela de P.Petit et al [34].</i>	52
6.5	<i>Momentum angular de estrelas candidatas a gêmeas e análogas solares, da tabela de J. D. do Nascimento et al [14].</i>	53
6.6	<i>Velocidade angular e idade de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	53
7.1	<i>Velocidades angulares obtidas pelo modelo de Kawaler [4], de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	65
7.2	<i>Velocidades angulares obtidas pelo modelo de Kawaler (Ω_{mod}) [4] e por observações (Ω_{obs}), de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	68

Lista de Figuras

1.1	<i>A coroa do Sol durante um eclipse solar total. É possível ver o vento estelar saindo da estrela e interagindo com o campo magnético (parte mais clara da figura). Fonte:http://www.ccvalg.pt/astrologia/newsletter/n_439/n_439.htm</i>	4
1.2	<i>Imagem da estrela HL Tau rodeada pelo disco de gás e poeira no qual estão se formando planetas. A fotografia foi feita usando o ALMA, um grupo de radiotelescópios até 15 km um do outro, que trabalham em conjunto e formam um super-telescópio de interferometria. Fonte:http://hypescience.com/sistema-estelar-em-formacao/</i>	5
1.3	<i>Campo magnético superficial de SU Aurigae (uma estrela jovem do tipo T Tauri), reconstruído por meio de imagem Zeeman-Doppler. Fonte:http://pt.wikipedia.org/wiki/Estrela</i>	6
1.4	<i>Representação da estrutura de uma estrela do tipo solar. Fonte: http://www.astrociencia.com/category/el-sol/page/2/</i>	7
3.1	<i>Esquema das linhas de Hayashi (LH) em um diagrama de Hertzsprung-Russell, em que o eixo vertical representa a luminosidade e o horizontal a temperatura. A linha vertical representa o limite de Hayashi, em que as nuvens protoestelares atingem o equilíbrio hidrostático e formam estrelas que caminharão até a sequência principal (SP). O ponto S representa o Sol nesse diagrama. Fonte:http://pt.wikipedia.org/wiki/Trilha_de_Hayashi</i>	15

3.2	<i>Diagrama evolutivo de isomassas para modelos da pré-sequência principal com $X=0,74$, $Y=0,24$, $Z=0,02$, e a razão entre o comprimento de mistura e a escala de pressão de 1,4. Os níveis correspondem às isomassas e são dadas em massas solares. As isócronas são dadas pelas linhas tracejadas (do canto superior direito para o inferior esquerdo) 10^6, 5×10^6, 10^7, 3×10^7, 7×10^7, 10^8 e 3×10^8 anos [4].</i>	18
4.1	<i>Ejeção de massa produzida pelo campo magnético do Sol. Fonte: https://web.archive.org/web/20141024201229/http://www.swpc.noaa.gov/primer/primer.html .</i>	28
4.2	<i>Ilustração das linhas de campo magnético do Sol. Fonte: http://www.pb.utpr.edu.br/geastro/?p=648</i>	29
4.3	<i>Foto tirada por Pieter Zeeman, do efeito nomeado com seu nome. O espectro inferior demonstra o efeito de Zeeman após um campo magnético ser aplicado à fonte no topo. Fonte: http://www.chemteam.info/Chem-History/Zeeman-effect.html</i>	30
4.4	<i>Ondas de Alfvén transversais em um fluido condutor, compressível e magnetizado. A onda se propaga ao longo das linhas de campo, enquanto o movimento do fluido e as oscilações das linhas de campo se dão na direção perpendicular ao campo magnético [29].</i>	35
5.1	<i>Representação esquemática da estrutura interna radiativa/convectiva de estrelas da sequência principal. A espessura da zona de convecção externa para estrelas do tipo A é aqui muito exagerada; desenhada em escala, seria mais fina do que o círculo preto delineando a superfície estelar sobre este desenho. Os tamanhos relativos estelares também não estão em escala; estrelas M_0 na sequência principal possuem um raio cerca de 12 vezes menor do que o seu homólogo B_0 [33].</i>	40
7.1	<i>Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.</i>	55
7.2	<i>Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas gêmeas e candidatas a gêmeas, da tabela de P.Petit et al [34].</i>	57
7.3	<i>Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas candidatas a gêmeas e análogas solares, da tabela de J. D. do Nascimento [14].</i>	59

7.4	<i>Velocidade angular obtida pelo modelo de Kawaler [4] em comparação com a velocidade angular observacional. A linha que divide o gráfico corresponde a $\Omega_{mod} = \Omega_{obs}$.</i>	67
7.5	<i>Velocidade angular obtida pelo modelo de Kawaler [4], de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares em função da idade.</i>	69
7.6	<i>Velocidade angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares em função da idade.</i>	71

Agradecimentos

Utilizo-me deste espaço para agradecer e reconhecer os esforços empenhados por aqueles que desejam o meu crescimento, não somente profissional, mas também pessoal. Sem essas pessoas, talvez, não fosse possível chegar até aqui; pois foi através dos mesmos que tive a força, o apoio, o conforto e o estímulo necessários para a elaboração deste trabalho.

- A Deus, pois sem ele nada na minha vida seria possível.
- À minha mãe, Vânia, e ao meu pai, Azevedo, que sempre me apoiaram em tudo na vida, por serem além de pais maravilhosos, meus amigos, por terem me ensinado a sempre amar e respeitar o próximo, por me amarem incondicionalmente, terem sido extremamente presentes na minha vida e sempre estarem torcendo pelo meu crescimento.
- Ao meu marido, Mackson, por estar presente me apoiando em todas as horas, por ser meu amigo e companheiro, por ter me influenciado, mesmo que sem querer, a entrar na física, por me ajudar em quase tudo e sempre alegrar os meus dias mais difíceis.
- À minha irmã, Valéria, por ser uma irmã maravilhosa e minha amiga em todas as horas, por me ajudar sempre que preciso, por me presentear sempre com seus cosméticos e por ter me ajudado na correção deste trabalho.
- Ao meu orientador, Dr. Bráulio Batista, pessoa pela qual tenho grande admiração, não só pela orientação acadêmica, mas pelos inúmeros incentivos e conselhos que me ajudaram a evoluir e ter me mostrado a beleza da astrofísica
- Ao professor, Dr. José Ronaldo, por ser uma pessoa que também admiro, principalmente por suas opiniões políticas, por sempre me incentivar com suas aulas e conversas, apesar dele não saber, mas foi um dos responsáveis por eu ter entrado na física, pois foi através dos encontros com o grupo de astronomia que conheci antes de entrar na física, que me fizeram se apaixonar por ela.
- A todos os professores que tive na vida, principalmente os da graduação e do mestrado da UERN, que de forma direta ou indireta me ajudaram a evoluir.

- A todos os meus primos e tias, em especial ao meu primo, Lucas, que amo e considero como um irmão.
- À minha tia-sogra e tio-sogro, Santa e Lacerda, por me darem apoio, força e estarem na torcida pelo meu crescimento.
- A todos meus amigos da minha vida, desde à infância até à fase adulta, em especial as meninas que moraram comigo, aos melhores amigos da graduação e aos melhores amigos do mestrado, pelo companheirismo, por dividirmos as conquistas e derrotas, pelos grupos de estudos até as madrugadas e os excelentes momentos de descontração que tive com todos.
- A todas as pessoas que fizeram parte da minha vida e não estão mais aqui, foram se juntar com as estrelas, tenho certeza que estão olhando por mim sempre, em especial ao meu vovô Edvaldo (*in memoriam*), meu eterno “veim”.
- A todos os animaizinhos que fizeram parte da minha vida sempre me alegrando, em especial aos meus cachorros Pileque 1 (*in memoriam*) meu eterno bebê, Pileque 2 (meu negão doidão) e Persi (minha pequena).

Mossoró/RN, Brasil
09 de setembro de 2015

Vanessa Amaral de França

Resumo

A rotação é uma peça fundamental para o estudo da astrofísica estelar, pois influencia uma grande variedade de fenômenos nas estrelas, desde processos de nucleossíntese, formação de campos magnéticos e perda de massa. Uma grandeza física de suma importância no estudo da rotação de um corpo é o *momentum* angular, que sofre modificações ao longo do tempo de vida da estrela, principalmente por interações do vento estelar com o campo magnético. Neste trabalho, foi analisado a evolução do *momentum* angular para estrelas do tipo solar, através do modelo de Kawaler para a taxa de perda de *momentum* angular, cujos valores obtidos foram comparados com os dados observacionais. Os resultados corroboram a tese padrão de que as estrelas deste tipo apresentam uma diminuição no *momentum* e na velocidade angular com o tempo. O mais importante resultado deste trabalho é que as idades da amostra devem ser reajustadas para que os valores das velocidades angulares, obtidas a partir do modelo de Kawaler, entrem em concordância com os dados observacionais.

Palavras-chave: rotação estelar, *momentum* angular estelar, campos magnéticos estelares, vento estelar.

Abstract

The rotation is a fundamental piece for the study of stellar astrophysics, because it influences a wide variety of phenomena in stars, since nucleosynthesis processes, formation of magnetic fields and even mass loss. A physical quantity of utmost importance for the study of rotation of a body is the angular momentum, which suffers modifications over the lifetime of the star, mainly by the stellar wind interactions with the magnetic field. In this work, was analyzed the evolution of angular momentum for Sun-like stars, through the Kawaler model loss rate for the angular momentum, whose values obtained were compared with the observational data. The results support the standard theory that the stars of this type have decreased in the angular momentum and angular velocity with time. The most important result of this work it is that the sample ages must be adjusted, so that the values of angular velocities obtained from the model Kawaler come into accordance with the observational data.

Keywords: rotation stellar, stellar angular momentum, stellar magnetic fields, stellar wind.

Capítulo 1

Introdução

Rotação estelar é o movimento angular de uma estrela em torno do seu eixo. A velocidade de rotação pode ser medida a partir do espectro de absorção da estrela, ou observando o deslocamento de características distintas em sua superfície. A rotação influencia uma grande variedade de fenômenos nas estrelas, tais como os processos de nucleossíntese e mistura convectiva de elementos químicos, formação de campos magnéticos e perda de massa. As primeiras observações relacionadas ao estudo da rotação ocorreu no século XVII, tendo o Sol como objeto de observação. O Sol, por ser um astro gasoso, possui uma rotação diferencial. Isto significa que a velocidade de rotação varia com a latitude. Por exemplo, o equador da estrela pode adquirir uma velocidade angular diferente da velocidade angular das regiões com latitudes mais altas. A diferença na velocidade de rotação presente na estrela pode ter um papel relevante na formação do campo magnético estelar.

Uma das grandezas físicas presente no estudo da rotação estelar é o *momentum* angular. Alguns mecanismos físicos influenciam o *momentum* angular estelar. Nos estágios iniciais da evolução, as estrelas sofrem alterações no seu *momentum* angular devido à interações com seu disco de acreção. Existe também a perda de *momentum* angular por vento estelar (ver figura 1.1) e pela formação do disco protoplanetário (ver figura 1.2) [1]. Um provável desacoplamento entre o núcleo e a envoltória da estrela pode desempenhar um papel importante na evolução do *momentum* angular estelar. A interação do campo magnético da estrela com o vento estelar também influenciam no *momentum* angular. Como o vento se afasta da estrela, sua velocidade

angular diminui. Como resultado, há uma transferência de *momentum* angular da estrela para o vento, que ao longo do tempo, gradualmente reduz a velocidade de rotação da estrela.

Alguns pesquisadores analisam a evolução do *momentum* angular nas estrelas, como Skumanich em 1972 [2] com sua lei empírica, considera que a velocidade angular em estrelas da sequência principal tem uma queda com o inverso da idade. Indiretamente, ele está verificando a evolução do *momentum* angular, pelo fato do raio das estrelas nessa fase da vida permanecer praticamente constante. Uma outra análise de forma indireta para o *momentum* angular foi feita por Silva *et al* 2013 [3], em que analisam o $V \sin i$ em estrelas do tipo solar, e pode se considerar que a média de $V \sin i$ é proporcional a média da velocidade verdadeira, que está relacionada com a velocidade angular. Um modelo importante para o estudo da evolução do *momentum* angular é o de Kawaler [4], que analisa a perda do *momentum* em estrelas de baixa massa, inclusive com estrelas do tipo solar, por ventos estelares magnéticos. No presente trabalho, utiliza-se do modelo de Kawaler para verificar a evolução do *momentum* angular em estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análoga solares, que ainda não haviam sido analisadas, devido às observações das mesmas serem recentes.

O campo magnético estelar (ver figura 1.3) é gerado pela circulação de plasma condutivo dentro da estrela e este movimento ocorre através da convecção. Existem algumas maneiras de se medir o campo magnético na estrela, uma delas é por meio do efeito Zeeman. Para se estudar campos magnéticos em estrelas necessita-se de uma teoria de interação entre plasma e campo magnético. A magnetohidrodinâmica (MHD) é o estudo da evolução do campo magnético e do movimento de fluidos condutores (plasma, no caso de estrelas). Matematicamente, a MHD se baseia nas equações do eletromagnetismo e nas equações da mecânica dos fluidos. Porém, a criação e a manutenção desses campos na estrela se dá através da teoria do dínamo estelar.

Na astrofísica estelar é importante conhecer a estrutura de uma estrela (ver figura 1.4). De maneira geral, uma estrela pode ser dividida em duas grandes regiões: a atmosfera e o interior estelar. Este é formado por uma região central (núcleo), uma zona radiativa e uma zona convectiva e o tamanho relativo destas zonas depende da massa da estrela. A atmosfera estelar

é subdividida em três regiões: fotosfera, cromosfera e coroa.

Embora estrelas apresentem diferentes características no seu processo evolutivo, observações do Sol forneceram compreensão das estrelas em geral. Não é fácil definir uma estrela como sendo parecida com o Sol. Para se considerar uma estrela gêmea do Sol tem que se levar em conta que a temperatura, massa e tipo espectral devem ser semelhantes à nossa estrela.



Figura 1.1: A coroa do Sol durante um eclipse solar total. É possível ver o vento estelar saindo da estrela e interagindo com o campo magnético (parte mais clara da figura).
Fonte: http://www.ccvalg.pt/astronomia/newsletter/n_439/n_439.htm

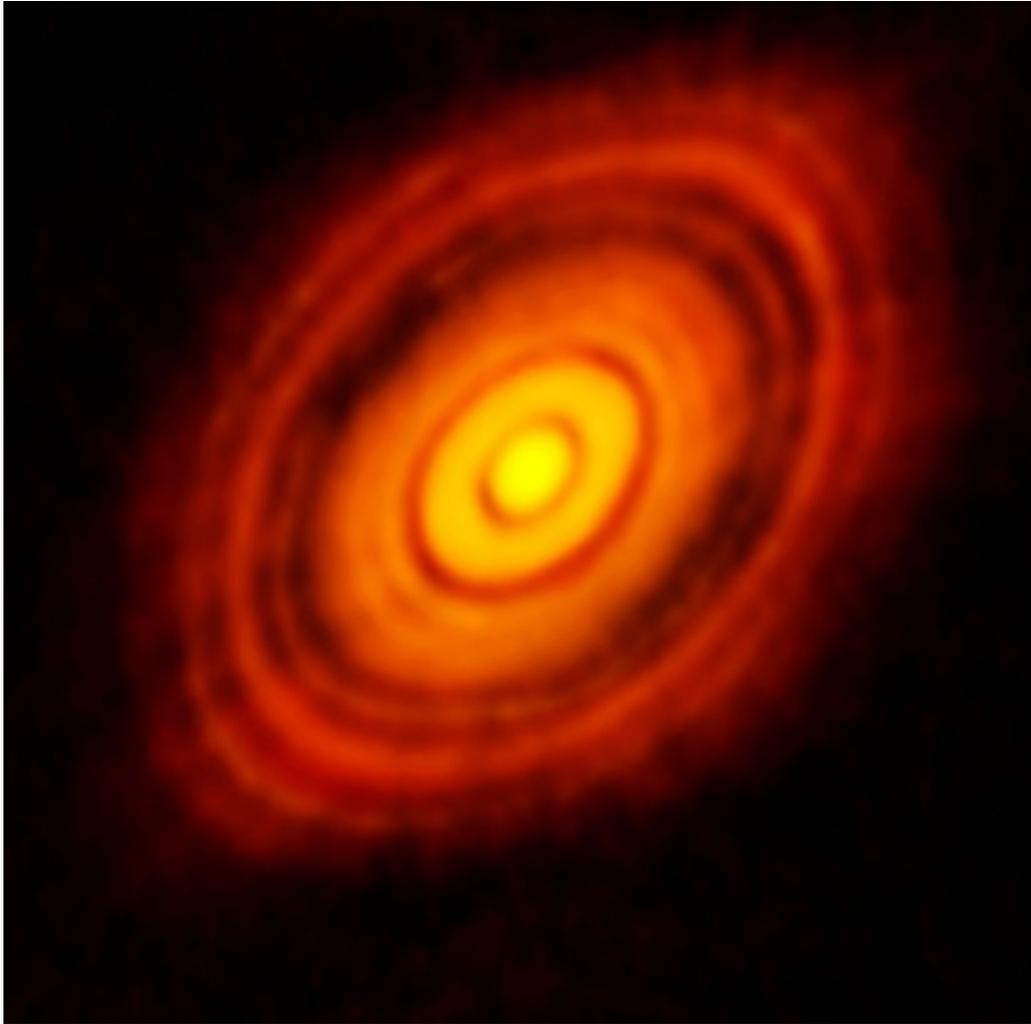


Figura 1.2: Imagem da estrela *HL Tau* rodeada pelo disco de gás e poeira no qual estão se formando planetas. A fotografia foi feita usando o *ALMA*, um grupo de radiotelescópios até 15 km um do outro, que trabalham em conjunto e formam um super telescópio de interferometria. Fonte: <http://hypescience.com/sistema-estelar-em-formacao/>

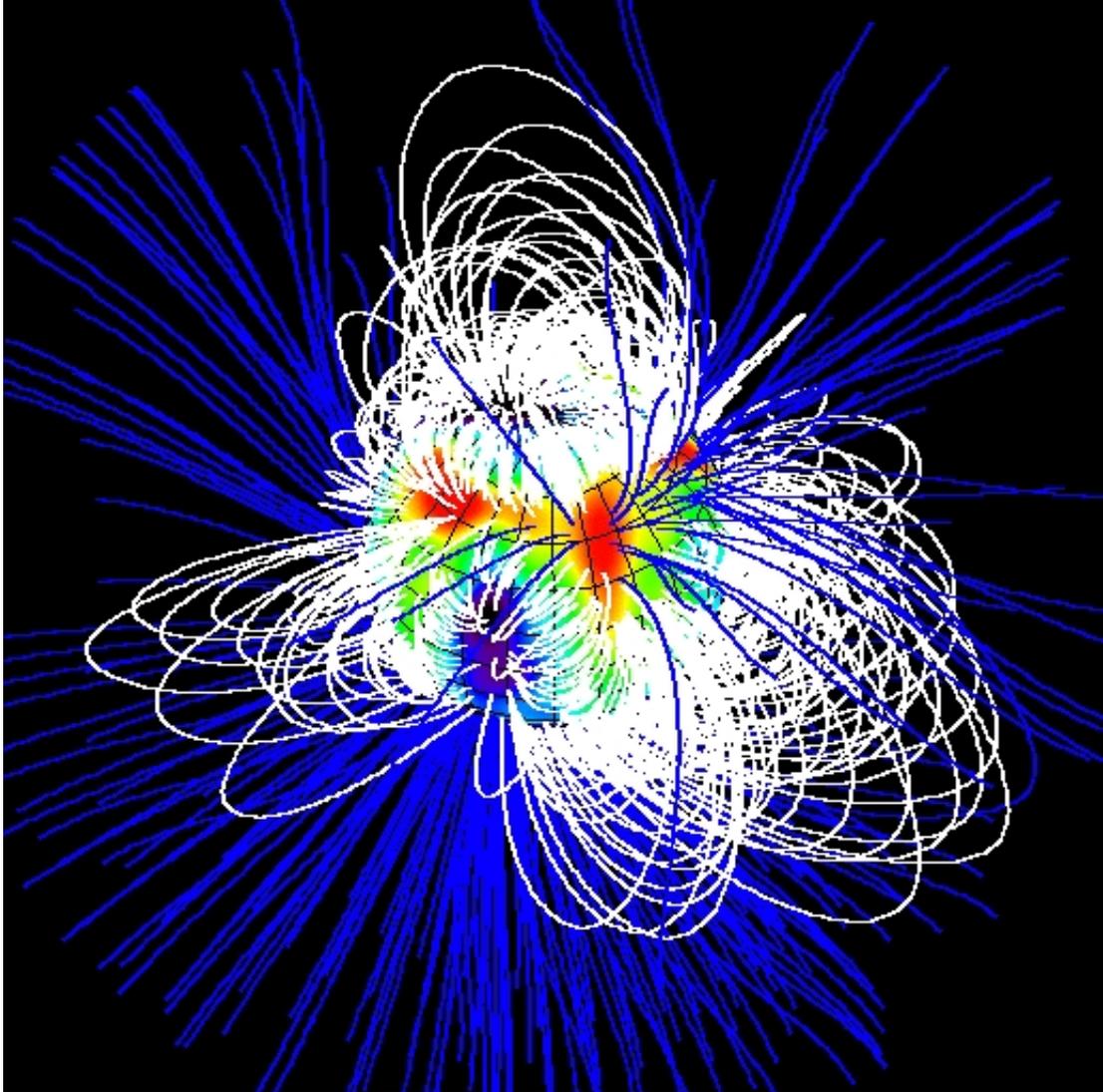


Figura 1.3: *Campo magnético superficial de SU Aurigae (uma estrela jovem do tipo T Tauri), reconstruído por meio de imagem Zeeman-Doppler. Fonte: <http://pt.wikipedia.org/wiki/Estrela>*

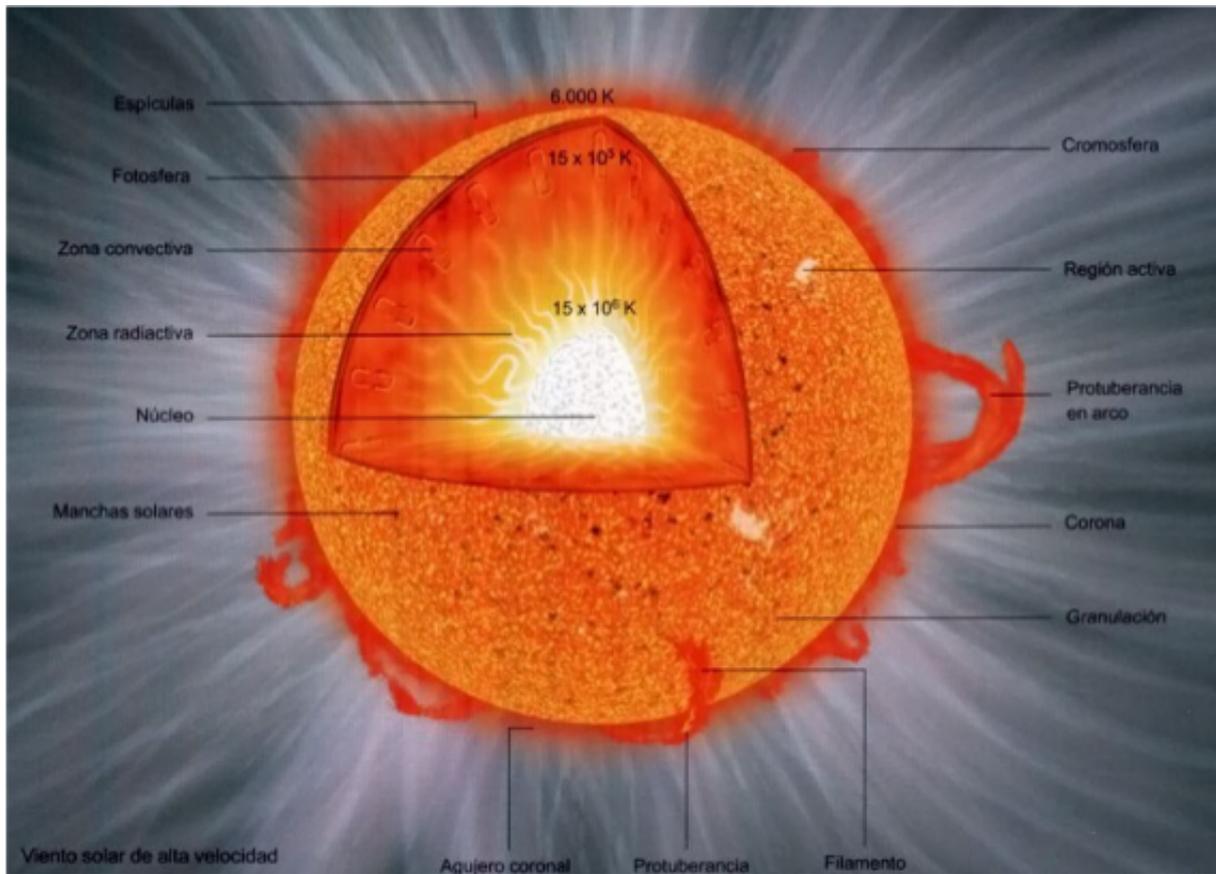


Figura 1.4: *Representação da estrutura de uma estrela do tipo solar.* Fonte: <http://www.astroyciencia.com/category/el-sol/page/2/>

Como visto, este capítulo foi a parte introdutória do trabalho, que resumidamente discute o que será abordado no decorrer do trabalho, como a parte relacionada com a revisão bibliográfica, discutida com mais detalhes no capítulo 2 (Evolução da Rotação), capítulo 3 (Perda de momentum angular em estrelas de baixa massa), capítulo 4 (Campos magnéticos estelares) e no capítulo 5 (Classificação de estrelas do tipo solar). No capítulo 6 está a amostra, nele são citadas as características físicas relevantes das estrelas para este trabalho, que foram utilizadas para a realização e como conseguiu-se calcular algumas grandezas que faltavam para serem usadas nos resultados, devido os dados dessas estrelas não serem bem difundidos na literatura. No capítulo 7 (Resultados e discussões), estão contidos os resultados que foram obtidos durante

toda a execução do trabalho, sendo esta a parte fundamental, onde estão inseridos os gráficos e a análise de cada um. O capítulo seguinte aos resultados é o capítulo 8 (Conclusões), que está toda a conclusão do trabalho. Nesta parte, será visto como foi finalizado todo o trabalho e se os objetivos principais foram alcançados. E por último, no capítulo 9, estão as perspectivas, com o objetivo de dar continuidade ao trabalho, propondo-se algumas modificações e atividades.

1.1 Objetivos

Este trabalho tem como principais objetivos:

- Fazer uma síntese teórica da perda de *momentum* angular via vento estelar magnético;
- Testar o modelo de Kawaler para a perda de *momentum* angular em estrelas do tipo solar;
- Comparar o modelo de Kawaler com os dados observacionais.

Capítulo 2

Evolução da Rotação

A rotação influencia a evolução das estrelas de muitas formas e o valor desta rotação fornece informações sobre a evolução do *momentum* angular, magnetismo e abundância de elementos químicos das estrelas.

Os primeiros estudos sobre a rotação das estrelas foram realizados por Johannes Fabricius, Galileo Galilei, Thomas Harriot e Christopher Scheiner [5], através de observações do Sol, ainda no século XVII, com o advento dos primeiros telescópios refratores e a observação da fotosfera solar.

Alguns estudos sugerem que o Sol pode ser uma estrela anormal em comparação com estrelas similares localizadas na vizinhança do sistema solar. Como por exemplo, o de Hardorp [6] argumentando que espectroscopicamente o Sol pode ser comparado a uma anã do tipo G5, e não G2 como é considerada, embora haja discordância de alguns autores como Garrison [7]. Foi encontrado por Smith [8] que o Sol tem uma rotação de forma atípica, ou seja, gira distintamente mais lento que outras estrelas de idade similar e com $1M_{\odot}$. Apesar dele apresentar esta característica, é utilizado como parâmetro no presente trabalho, pois as estrelas da amostra são estrelas do tipo solar consideradas gêmeas, candidatas a gêmeas e análoga solares; portanto, também, como são muito semelhantes ao Sol podem ter esta mesma característica na rotação.

Sabe-se que as estrelas se formam pelo colapso gravitacional de uma nuvem de gás e poeira a baixas temperaturas. Durante este colapso da nuvem, a conservação do *momentum* angular faz com que qualquer pequena rotação da nuvem aumente, forçando o material para dentro de

um disco rotativo.

No centro do disco denso forma-se uma protoestrela cuja temperatura é aumentada pela energia gravitacional do colapso. À medida que o colapso continua, a velocidade de rotação pode aumentar ao ponto em que a protoestrela em acreção pode romper-se devido à força centrífuga, localizada no equador da mesma. Porém, esse cenário é evitado, pois a velocidade de rotação desacelera durante os primeiros anos de vida. Uma possível explicação para essa desaceleração é a interação entre o campo magnético estelar e o vento estelar. Neste caso, o vento em expansão elimina o momento angular, diminuindo a rotação da protoestrela [9].

A maioria das estrelas da sequência principal do tipo espectral entre O5 e F5 giram rapidamente [10]. Dentro desse grupo de estrelas, a velocidade de rotação aumenta à medida que a massa atinge valores máximos em estrelas jovens e massivas do tipo B. Como o tempo de vida estimado de uma estrela diminui com o aumento de massa, esse aumento pode ser explicado como uma diminuição na taxa de rotação com a idade [11]. Para estrelas da sequência principal, a desaceleração na rotação pode ser aproximada pela seguinte relação matemática, pela chamada de lei de Skumanich [2]:

$$\Omega \propto t^{-\frac{1}{2}}$$

onde Ω é a velocidade angular e t é a idade da estrela [12].

Uma técnica para medir a idade de uma estrela usando a sua rotação é a girocronologia. A velocidade de rotação estelar é um fator de grande importância, uma vez que as estrelas se tornam mais lentas a medida que envelhecem. Por outro lado, tem-se outros indicadores como o tamanho, a temperatura e o brilho que são considerados relativamente constantes, devido às mudanças serem bem lentas. Até então, conseguiu-se usar a velocidade rotacional para determinar a idade estelar apenas para estrelas de giro rápido em aglomerados estelares jovens. Além disso, as regiões ativas são relativamente mais frequentes e se destacam em estrelas jovens, tornando-as mais fáceis de medir.

Para medir a rotação de uma estrela, os astrônomos utilizam algumas técnicas. Uma delas

é com as manchas estelares, regiões escuras que cruzam a superfície de uma estrela. Ao olhar quanto tempo as manchas demoram para cruzar a estrela, desaparecendo e ressurgindo do outro lado, os astrônomos conseguem determinar a velocidade de rotação da estrela.

Agora, uma vez que se entende o Sol, quando se olha para outras estrelas, constata-se na prática como é complicado medir suas rotações, pois grande parte das estrelas estão distantes demais, não podendo haver o mapeamento de suas manchas estelares [13]. O que se pode medir é a diminuição no seu brilho causada pelas regiões ativas enquanto elas giram em torno da estrela. Pode-se ver isso estudando a curva de luminosidade, similar à que se analisa na busca por exoplanetas. A variação na luminosidade de uma estrela devido às manchas é bem pequena, tipicamente uma pequena porcentagem do brilho total estelar. Na prática, manchas estelares podem fazer com que missões cometam equívocos, como por exemplo a do observatório espacial Kepler encontrando candidatos a exoplanetas falso-positivos devido à interferência eventual dessas regiões ativas que obscurecem sua luminosidade [13].

Uma vez que as estrelas e os planetas se formam, mais ou menos, ao mesmo tempo, determinar a idade de uma estrela implica em conhecer a idade dos seus planetas, por isso este tipo de estudo é relevante. Sabe-se que é necessário um tempo para a vida se desenvolver e evoluir, por esse motivo, a determinação das idades de estrelas que hospedam planetas podem ajudar ao melhor entendimento e busca de sinais de vida extraterrestre.

Observações feitas por pesquisadores utilizando o telescópio Kepler da NASA mostram que as estrelas tipo-Sol completam, em média, uma rotação a cada 21 dias (terrestres), em comparação com o período de rotação de 25 dias (terrestres) do nosso Sol no seu equador [14]. Sabe-se, até agora, que as estrelas do tipo solar mais jovens giram mais rapidamente que as mais antigas, porque estas têm sua rotação diminuída à medida que envelhecem. Logo, a medida da rotação destas estrelas pode ser usada como um relógio para estimar a sua idade, como mostrada na girocronologia. Como a maioria das estrelas que a equipe estudou apresenta rotação ligeiramente mais rápida que o nosso Sol, concluiu-se então que estas são também mais jovens que o Sol.

Como dito no presente texto, os dados observacionais mostram que as estrelas, ao longo do

tempo, diminuem sua rotação. Uma proposta para explicar o que está ocasionando essa perda de *momentum* angular seria a do vento estelar magnético, devido à perda de massa. No próximo capítulo será visto mais detalhes sobre esta temática.

Capítulo 3

Perda de momentum angular em estrelas de baixa massa

Sabe-se que a média da velocidade de rotação em estrelas da sequência principal decai acentuadamente com a diminuição da massa para estrelas com massa menores que $1,5M_{\odot}$ (do tipo espectral $F0$), pois esta velocidade diminui de 150 km/s para menos que 10 km/s [4]. As velocidades de rotação indicam que o *momentum* angular estelar segue uma lei de potência em massa para estrelas do tipo espectral anteriores a $F0$ [15]. O freio na rotação em estrelas do tipo espectral $F0$ é atribuído à perda de *momentum* angular por meio do vento estelar magnético, como sugerido por Schatzman [17]. O vento estelar atua como um dreno de *momentum* angular, isso devido a diversos fatores.

Para estrelas mais massivas do que $1,5M_{\odot}$ Kawaler (1987) mostrou que o *momentum* angular é proporcional M^2 e a média do *momentum* angular para uma dada massa corresponde a uma rotação em uma fração da velocidade de escape (ver na seção 3.2). Kawaler [16] estimou, usando a relação de Kraft (1970), as taxas médias de rotação para estrelas de baixa massa.

Estrelas da sequência principal com massas abaixo de $1,5M_{\odot}$, contêm zona de convecção profunda, que suportam campos magnéticos consideráveis, e ventos estelares. Por este motivo, a perda de *momentum* angular por ventos estelares magnéticos ocorre, preferencialmente, em estrelas de baixa massa (nesse caso em estrelas com massas abaixo de $1,5M_{\odot}$), causando o freio na rotação das mesmas.

Observações das velocidades de rotação em estrelas jovens de baixa massa, tais como T Tauri

e membros de aglomerados jovens, foram usadas como uma evidência observacional para perda de *momentum* angular.

De maneira geral, as estrelas T Tauri têm velocidades de rotação da ordem de 10 km/s. Se as mesmas são totalmente convectivas, significa que estão na fase Hayashi de contração. A trilha de Hayashi ou linha de Hayashi (ver figura 3.1), que é o trajeto das protoestelas (neste caso T Tauri) no Diagrama HR, ocorre após o momento em que a nuvem protoestelar se aproximou do equilíbrio hidrostático.

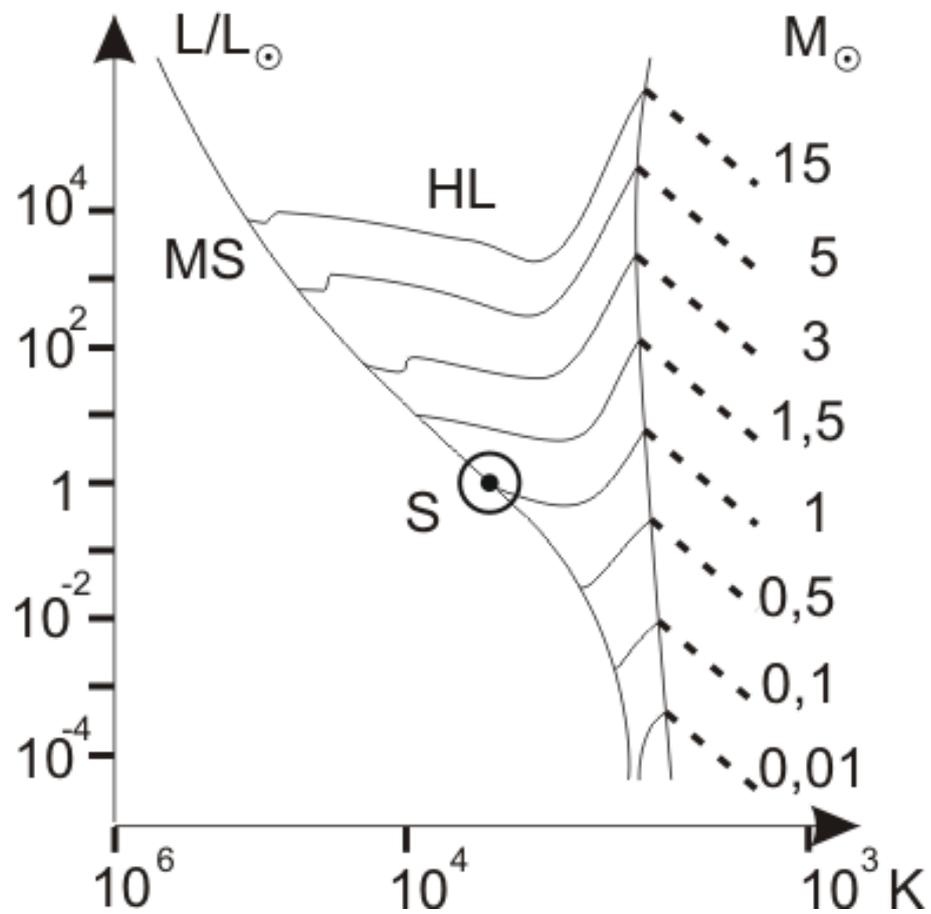


Figura 3.1: Esquema das linhas de Hayashi (LH) em um diagrama de Hertzsprung-Russell, em que o eixo vertical representa a luminosidade e o horizontal a temperatura. A linha vertical representa o limite de Hayashi, em que as nuvens protoestelares atingem o equilíbrio hidrostático e formam estrelas que caminharão até a sequência principal (SP). O ponto S representa o Sol nesse diagrama. Fonte: http://pt.wikipedia.org/wiki/Trilha_de_Hayashi

Como mostrado por Skumanich (1972), em sua Lei de decaimento, a velocidade de rotação observada em estrelas da sequência principal diminui com $t^{-0,5}$. No decorrer do tempo, alguns esforços teóricos foram feitos para o entendimento do mecanismo dessa perda de *momentum* angular. A taxa de perda de momento angular como uma função da taxa de rotação já foi analisada para várias geometrias de campo magnético [20].

O estudo sobre o acoplamento de ventos estelares para o campo magnético de uma estrela em rotação, usando a magnetohidrodinâmica, foi realizado por Weber e Davis [18] e Mestel [19]. Foi mostrado que o vento solar exerce um torque significativo na rotação das camadas externas do Sol, fazendo com que as camadas mais externas dele como a coroa, por exemplo, rotacionem junto com o vento.

As estrelas de baixa massa têm um profundo envelope convectivo que nele contém uma grande fração de momento de inércia estelar e de *momentum* angular. As estrelas mais massivas têm um fino envelope convectivo que contém uma pequena fração de *momento* angular. Dessa forma, os torques de vento descem pra uma zona com grande momento de inércia em estrelas de baixa massa, resultando em uma maior diminuição da rotação em comparação com estrelas de massas maiores. Isto implica em interpretar que o envelope convectivo tem rotação diminuída separadamente do núcleo radiativo [4]. Como as partes externas estão com a rotação diminuindo, a contração do núcleo continua com a rotação aumentando, favorecendo um gradiente acentuado de velocidade angular na base da zona convectiva [4].

A velocidade de rotação de estrelas do tipo tardio em aglomerados jovens fornece importantes valores observacionais, que podem ser vinculados a modelos de perda de *momentum* angular e redistribuição do *momentum* angular em estrelas [4].

No artigo de Kawaler [4], são destacados três fatores que influenciam na dependência temporal da distribuição das velocidades angulares:

- As mudanças ocorridas na estrutura estelar durante sua evolução;
- A redistribuição de *momentum* angular no interior estelar;

- A Perda de *momentum* angular por ventos estelares magnéticos.

Nesse mesmo trabalho, foram usados dois casos limites (ver na seção 3.1) para também poder utilizar as observações de aglomerados para deduzir como a distribuição do *momentum* angular pode mudar com o tempo.

3.1 Modelos estelares

Nesta seção, descrevemos brevemente os modelos estelares usados por Kawaler [4] para o cálculo de momento de inércia. Foi construído, inicialmente, modelos totalmente convectivos e cada modelo foi evoluído para sequência principal e para além dela. Alguns casos foram analisados, em que para todos eles foram escolhidos $X=0,74$, $Y=0,24$, $Z=0,02$. E a razão entre o comprimento de mistura e a escala de pressão de 1,4. São calculados para cada sequência o momento de inércia total (I_{tot}) e o momento de inércia da envoltória convectiva (I_{conv}). A figura (3.2) mostra taxas evolutivas e isócronas para modelos da sequência principal, determinadas pelo autor.

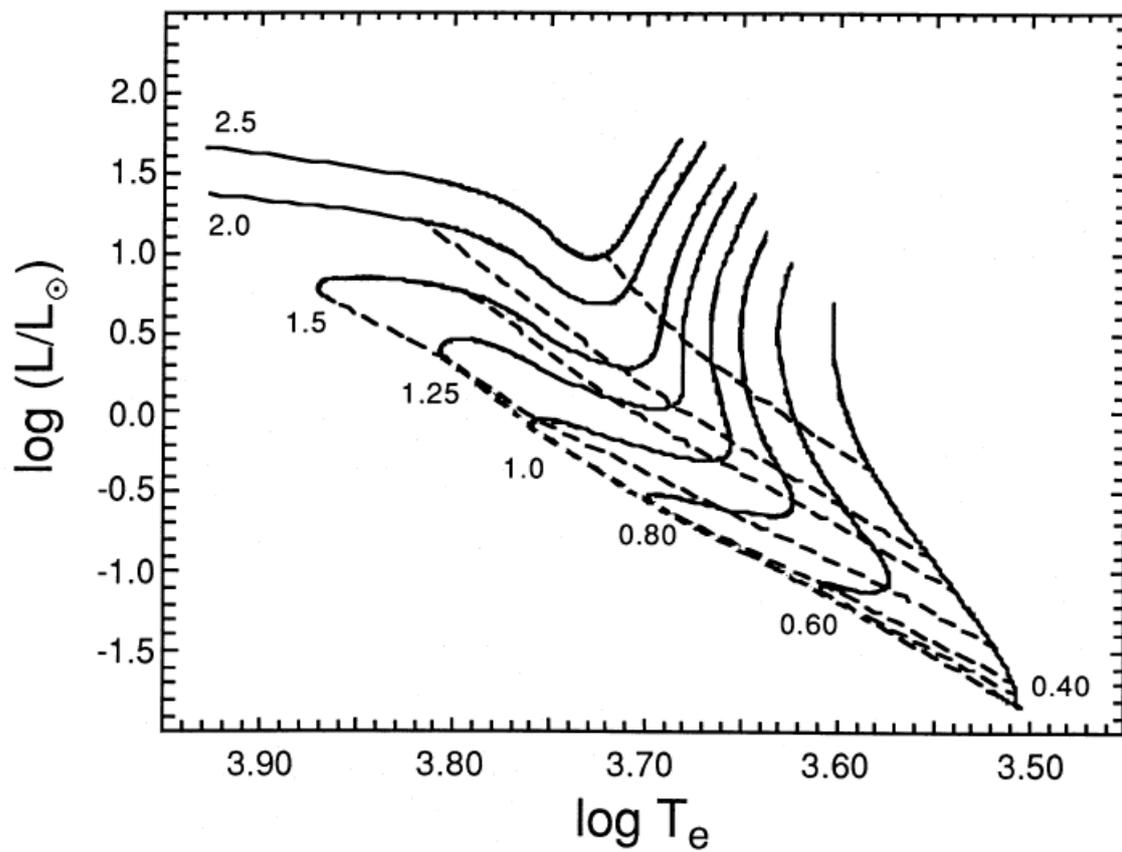


Figura 3.2: Diagrama evolutivo de isomassas para modelos da pré-sequência principal com $X=0,74$, $Y=0,24$, $Z=0,02$, e a razão entre o comprimento de mistura e a escala de pressão de 1,4. Os níveis correspondem às isomassas e são dadas em massas solares. As isócronas são dadas pelas linhas tracejadas (do canto superior direito para o inferior esquerdo) 10^6 , 5×10^6 , 10^7 , 3×10^7 , 7×10^7 , 10^8 e 3×10^8 anos [4].

Para entender as mudanças evolutivas na velocidade de rotação da superfície, como os modelos em que a estrela se contrai para a sequência principal, o autor considera dois casos limitantes para a distribuição de momentum angular dentro das estrelas:

– **Caso A:** Considera a rotação de corpo sólido em toda estrela; a velocidade de rotação equatorial é controlada pelas mudanças evolutivas em I_{tot} (Momento de inércia total).

- Rotação de corpo sólido implica que existe uma completa redistribuição de momentum angular dentro da estrela.
- Para o caso em que o momentum angular é conservado localmente como uma função da massa interior, a velocidade de rotação equatorial é determinada pela conservação do momentum angular para camadas mais externa.

– **Caso B:** Considera a rotação de corpo sólido em todo envelope convectivo e conservação local do momentum angular em zonas radiativas.

- A taxa de rotação de modelos do caso B é controlada pelas mudanças evolutivas do momento de inércia no exterior da zona convectiva e pela redução do momentum angular na zona de convecção causado pela recessão.
- A velocidade equatorial de modelos mais sofisticados de rotação estelar deve estar entre as velocidades dos casos A e B.

3.2 Perda de *momentum* angular por ventos estelares magnéticos

Nesta seção, tem-se de forma detalhada as deduções matemáticas do modelo de Kawaler, que serão usadas nesta dissertação, para testar o modelo nas estrelas da amostra.

Considerando que uma estrela irá queimar Hidrogênio em seu núcleo durante cerca de 90% de seu tempo de vida, no decorrer desse período a estrela não tem seu tamanho modificado. A usina de energia da estrela está localizada em seu núcleo, onde ocorrem as reações de fusão nuclear, pode-se dizer que há uma explosão nuclear contínua gerando energia. O motivo pelo

qual uma estrela não se rompe é que a gravidade faz com que todas as suas partes permaneçam ligadas. Existe um balanço entre a pressão ocasionada pela energia gerada em seu interior e a gravidade. Já na sua atmosfera as partículas estão mais livres e eventualmente podem vencer a força gravitacional e escapar da estrela. Denomina-se este fenômeno de perda de massa, e as partículas que saem das estrelas são chamadas de vento estelar. Para se ter uma ideia, a gravidade na atmosfera do Sol é de cerca de 300 m/s^2 e sua velocidade de escape é aproximadamente 600 km/s . Partículas com velocidade superior a esse limite podem escapar do Sol. Os ventos estelares são um fenômeno comum em estrelas, incluindo anãs (como por exemplo, o Sol), estrelas gigantes vermelhas e supergigantes quentes. De fato, pode-se dizer que todas as estrelas perdem massa, esse fenômeno é um dos principais objetos de estudos da astrofísica moderna. Os ventos estelares atuam como um processo contínuo de perda de massa, em contraposição aos processos de perda de massa episódicos ou catastróficos, como nas estrelas novas e supernovas [21].

Pode-se calcular a perda de massa do Sol usando apenas a conservação de massa, partindo da densidade

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (3.2.1)$$

isolando a massa, e substituindo o volume de uma esfera tem-se

$$M = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (3.2.2)$$

que, para a taxa de perda de massa, considerando ρ constante e derivando o volume, resulta em

$$dM = 4\pi\rho r^2 dr \quad (3.2.3)$$

em função do tempo, pode-se fazer então

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi\rho r^2 \frac{dr}{dt} \quad (3.2.4)$$

$$\frac{dM}{dt} \approx 4\pi\rho r^2 v \quad (3.2.5)$$

A densidade típica de partículas do vento solar (n_p) é de cinco partículas por centímetro cúbico [21]. Essas partículas são basicamente prótons, elétrons e uma componente menor de íons pesados. Então, considerando a continuidade de massa e conhecendo a velocidade e a densidade do vento do ponto de vista da Terra, pode-se fazer esta estimativa. Aqui, neste caso, r será a distância da terra ao Sol, considera-se as partículas como sendo os prótons,

$$r = 1UA = 1,5 \times 10^{13} cm$$

$$n_p \approx 5 cm^{-3}$$

$$\rho \approx n_p m_p \approx 8,4 \times 10^{-24} g/cm^3$$

$$v \approx v_p \approx 400 km/s$$

Substituindo esses valores na equação (3.2.5), obtém-se

$$\frac{dM}{dt} \approx 9,5 \times 10^{11} g/s \quad (3.2.6)$$

em unidades solares e o tempo em anos, resulta

$$\frac{dM}{dt} \approx 2 \times 10^{-14} M_{\odot}/ano \quad (3.2.7)$$

No caso do Sol, a quantidade de matéria que o Sol perde por unidade de tempo é muito pequena, isto é, a taxa de perda de massa é pequena. Mesmo considerando todo o tempo de vida do Sol, a massa total perdida ainda é uma pequena fração da massa original.

Utiliza-se a adaptação feita por Kawaler [4] para taxa de perda de *momentum* angular por vento estelar magnético com os requisitos de modelos estelares evolutivos. O dínamo convectivo (devido sua atuação na zona convectiva) operando nas camadas externas de estrelas do tipo solar cria um campo magnético; como consequência, o campo pode forçar o plasma na parte externa, que é decorrente do ventos estelares, a corrotacionar com a estrela até uma longa distância

[22]. Isso produz a perda de *momentum* angular em estrelas do tipo solar e em estrelas menos massivas.

O termo r_A que será mostrado em algumas equações desta seção, é o raio até o qual o material exterior do vento estelar corrotaciona com a estrela, de massa M e raio R , numa velocidade Ω . A estrela perde massa, conseqüentemente, perde *momentum* angular. A perda de *momentum* angular em uma casca esférica para uma estrela de raio R e velocidade angular Ω cruzando r_A durante um intervalo de tempo, seja um campo radial e um dipolar, é dado respectivamente por

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R^2 \Omega \left[\left(\frac{r_A}{R} \right)_{radial} \right]^2 \quad (3.2.8)$$

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R^2 \Omega \left[\left(\frac{r_A}{R} \right)_{dipolo} \right]^1 \quad (3.2.9)$$

onde r_A/R é determinada pela intensidade do campo B_0 na superfície. Para outras geometrias, o expoente é diferente.

Para se chegar as essas equações, pode-se partir da física básica, sabendo que o momentum angular de um corpo pode ser dado por

$$J = I\Omega \quad (3.2.10)$$

onde J é o momentum angular, I o momento de inércia e Ω a velocidade angular, o momento de inércia é

$$I \propto MR^2 \quad (3.2.11)$$

mas, para uma casca esférica

$$I = \frac{2}{3} MR^2 \quad (3.2.12)$$

substituindo na equação (3.2.10) e encontra-se

$$J = \frac{2}{3} MR^2 \Omega \quad (3.2.13)$$

pode-se incluir um termo adimensional nesta equação, não afetará matematicamente em nada. Nele contém as propriedades magnéticas, devido ao raio de Alfvén está incluso

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R^2 \Omega \left[\left(\frac{r_A}{R} \right) \right]^n \quad (3.2.14)$$

e se chega a uma forma semelhante à equação acima, sem considerar topologias de campo, sabendo que o termo n indica a geometria de campo.

O raio r_A , conhecido como raio de Alfvén, é o raio que delimita a superfície de Alfvén S_A , que é a superfície em que a velocidade do vento v é igual à velocidade de Alfvén v_A (velocidade das ondas de alfvén) no ponto em que $r = r_A$. Isto significa que até este ponto o campo magnético domina a dinâmica do vento, ou seja,

$$v_A \equiv \frac{B_A}{\sqrt{4\pi\rho}} = v \quad (3.2.15)$$

onde B_A é o campo em r_A . Pode-se obter a velocidade de vento sem o conhecimento de vento, sabendo que ela é um múltiplo K_v (onde o v está relacionado ao vento) da velocidade de escape local, em r_A

$$v = K_v \sqrt{\frac{2GM}{r_A}} \quad (3.2.16)$$

onde K_v é um parâmetro magnético da equação. Pode-se definir a velocidade de escape como sendo a velocidade necessária para libertar-se de um campo gravitacional. Fisicamente é a velocidade cuja energia cinética de uma partícula é igual à sua energia potencial em um campo gravitacional.

A conservação de massa nos fornece

$$\dot{M} = 4\pi\rho r_A^2 v \quad (3.2.17)$$

e a conservação de fluxo magnético, no caso radial, dá

$$B_0 R^2 = B_A r_A^2 \quad (3.2.18)$$

onde B_0 é o campo na superfície estelar, ou seja, em $r=R$. Usando as equações (3.2.15), (3.2.16), (3.2.17), considerando a igualdade $v = v_A$ e usando isso para modificar a expressão (3.2.18), com o raio de corotação r_A , obtém-se para o caso de campo puramente radial, a razão r_A/R em termos do campo de superfície B_0 :

$$\left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial} = B_0 R (\dot{M} v)^{-1/2} \quad (3.2.19)$$

Substituindo v pela velocidade de escape têm-se

$$\left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial} = B_0 R \left[\dot{M} K_v \left(\frac{2GM}{r_A}\right)^{1/2} \right]^{-1/2} \quad (3.2.20)$$

$$\left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial} = B_0 R (\dot{M} K_v)^{-1/2} \left(\frac{2GM}{r_A}\right)^{-1/4} \quad (3.2.21)$$

reorganizando os termos com suas devidas potências, substituindo o valor da constante gravitacional e transformando tudo para unidades solares (dividindo por R_\odot e M_\odot) resulta em

$$\left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial} \approx 24,93 K_v^{-1/2} B_0^{4/3} \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{\dot{M}}{-10^{-14} M_\odot / yr^{-1}}\right)^{-2/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/3} \quad (3.2.22)$$

como convertamos tudo para unidades solares, faz-se a divisão em \dot{M} considerando que taxa de perda do Sol por ano é 10^{-14} . A taxa de perda de massa é aqui tomada como uma quantidade positiva, no decorrer dos desenvolvimentos ainda será usado \dot{M} . Paralelamente a isso, é visto que no caso de um dipolo a conservação de fluxo magnético é $B_0 R^3 = B_r r_A^3$. Fazendo uma análise semelhante para uma dependência diferente na razão r_A/R , pode-se ter a seguinte equivalência

$$\left(\frac{r_A}{R}\right)_{dipolo} = \left[\left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial}\right]^{3/7}. \quad (3.2.23)$$

Assim, reescreve-se (3.2.8) e (3.2.9) em uma única expressão

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R^2 \Omega \left(\frac{r_A}{R}\right)_{radial}^n \quad (3.2.24)$$

com $n = 2$ para um campo radial e $n = 2/7$ para um campo dipolar.

Agora, é necessário conhecer o termo B_0 (intensidade do campo), que segundo Kawaler [4], é considerado problemático na medida que se obtém uma expressão que pode ser utilizada em

modelos estelares. Neste caso, trata-se de um campo magnético de superfície para uma dada estrela, dependendo do processo detalhado de geração de campo magnético e da intensidade do campo primordial. A princípio, estudos teóricos de geração de campo magnético por um dínamo, operando na superfície da zona de convecção, fornece a informação necessária. Para simplificar o problema, supõe-se que o fluxo magnético é proporcional a alguma potência a da taxa de rotação Ω

$$B_0 = K_B \left(\frac{R}{R_\odot} \right) \Omega^a. \quad (3.2.25)$$

Com este pressuposto, a razão r_A/R se torna

$$\left(\frac{r_A}{R} \right)_{radial} \approx 24,93 K_v^{-1/2} K_B^{4/3} \Omega^{4a/3} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-1} (\dot{M})^{-2/3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/3} \quad (3.2.26)$$

que, substituindo na equação(3.2.24), resulta na equação de Kawaler para a taxa de perda de *momentum* angular

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega^{1+(4an/3)} \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{2-n} (\dot{M})^{1-(2n/3)} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-n/3} \quad (3.2.27)$$

onde todas as constantes estão agrupadas no fator K_W que é

$$K_W \equiv 2,05 \times 10^{33} (24,93 K_v^{-1/2})^n K_B^{4n/3}. \quad (3.2.28)$$

Pode-se calcular a perda de *momentum* angular pela expressão (3.2.27) em termo dos parâmetros do modelo. O valor de n , como dito acima, depende da geometria do campo, o valor de $n = 3/4$ está entre os casos radial e dipolar (respectivamente, $n = 2$ e $n = 3/7$), sendo muitas vezes adotado [22]. Este valor reproduz a lei de Skumanich para a diminuição das velocidades de rotação das estrelas do tipo solar com o tempo [2]. O parâmetro a descreve a dependência do fluxo magnético com a velocidade angular Ω . Um valor $a = 1$, o qual está conforme com medições de campo magnético em estrelas do tipo solar até velocidades igual a $10\Omega_\odot$ [22], significa um fluxo magnético linearmente crescente com Ω .

No artigo de Kawaler, K_B é definido a partir da calibração da intensidade do campo

magnético solar, de aproximadamente 2 Gaus (isto é, $K_B^2 \approx 4,4 \text{ g cm}^{-1}$ para $a = 1$) é assumido $K_v = 1$. No caso do parâmetro K_W , seu valor é ajustado a partir das observações. Se a massa e o raio são expressados em unidades solares, a taxa de perda de massa é em unidades de $10^{-14} M_\odot/\text{ano}$ e Ω em s^{-1} , o valor de K_W será $2,7 \times 10^{47} \text{ g cm}^2$.

O campo magnético da estrela interage com o vento estelar, de modo que cria uma resistência à rotação estelar. O resultado desta interação, é uma transferência de *momentum* angular da estrela para o vento, que ao longo do tempo reduz a velocidade de rotação da estrela. Portanto, o campo magnético é um membro importante para o estudo da perda de *momentum* angular. O próximo capítulo aborda sobre o assunto, detalhando os fundamentos da teoria.

Capítulo 4

Campos magnéticos estelares

Uma estrela é, basicamente, um plasma confinado gravitacionalmente e o campo magnético estelar, então, é gerado pela circulação desse plasma condutivo no interior das camadas de uma estrela. O campo magnético exerce força no plasma de maneira efetiva fazendo com que a pressão aumente sem um ganho comparável de densidade; conseqüentemente, a parte magnetizada sobe até alcançar a fotosfera estelar, criando manchas solares e ejeção de massas coronais. Na figura (4.1) tem-se um bom exemplo disso, onde é visto que o campo magnético do Sol consegue mover o plasma. Esse fenômeno também pode ser chamado de ejeção de massa.

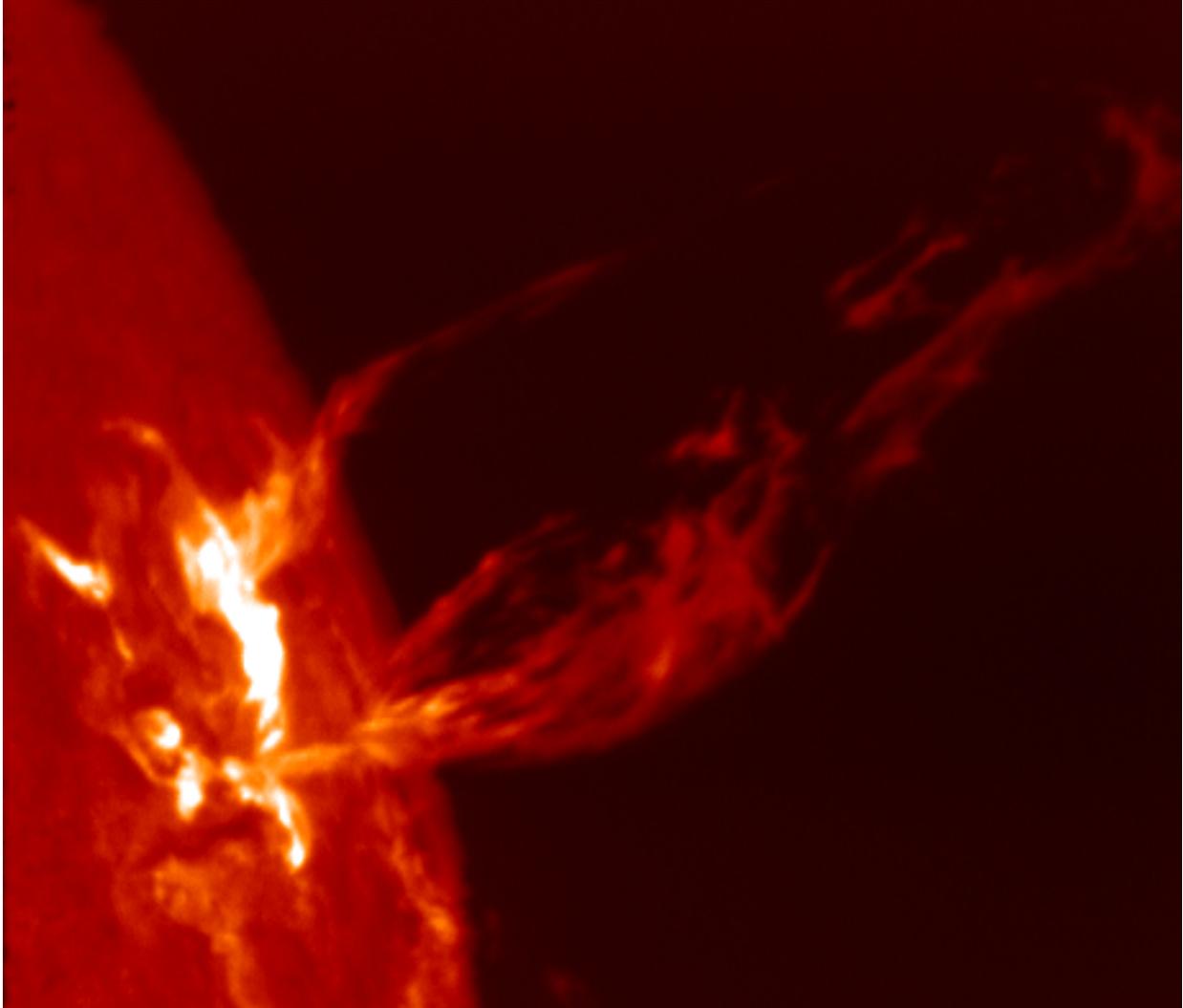


Figura 4.1: *Ejeção de massa produzida pelo campo magnético do Sol. Fonte: <https://web.archive.org/web/20141024201229/http://www.swpc.noaa.gov/primer/primer.html>*

A rotação diferencial, presente nas estrelas, como por exemplo o Sol, faz com que o campo magnético seja instável, pois as linhas que definem esse campo se entortam com o tempo, pelo motivo de não conseguirem acompanhar o movimento rotacional diferencial da estrela por completo, formando várias linhas de campos magnéticos. Como pode ser visto na figura (4.2) a seguir:

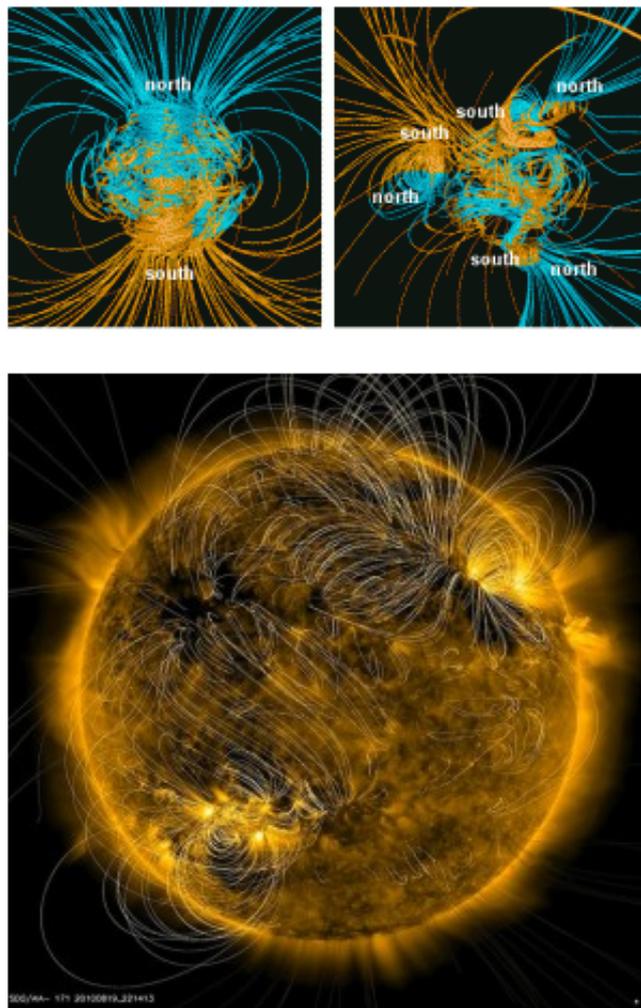


Figura 4.2: Ilustração das linhas de campo magnético do Sol. Fonte: <http://www.pb.utfpr.edu.br/geastro/?p=648>

O campo magnético de uma estrela pode ser medido através do efeito de Zeeman. Normalmente, os átomos na atmosfera de uma estrela irão absorver certas frequências de energia no espectro eletromagnético, produzindo linhas escuras de absorção no espectro. Quando os átomos estão envolvidos por um campo magnético, estas linhas se dividem em várias linhas, ligeiramente separadas. A energia absorvida também se torna polarizada com uma orientação dependente da orientação do campo magnético. Desse modo, a intensidade e a direção do campo magnético da estrela podem ser determinadas pela análise das linhas de Efeito Zeeman [23]. Abaixo será uma foto deste efeito, tirada pelo próprio Pieter Zeeman.

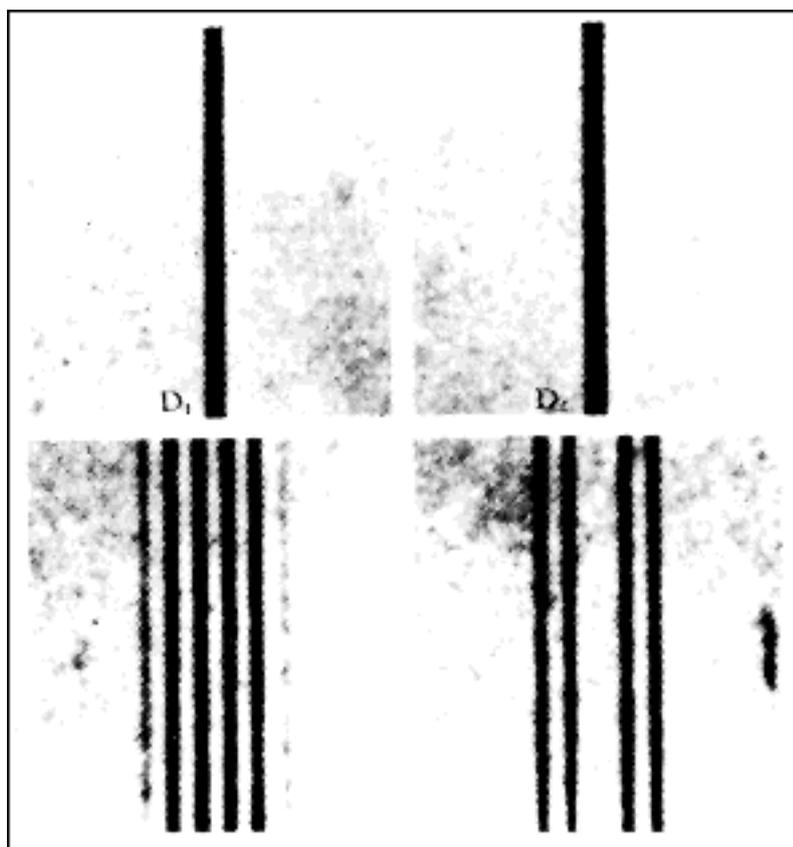


Figura 4.3: Foto tirada por Pieter Zeeman, do efeito nomeado com seu nome. O espectro inferior demonstra o efeito de Zeeman após um campo magnético ser aplicado à fonte no topo. Fonte: <http://www.chemteam.info/Chem-History/Zeeman-effect.html>

Uma grande parte da estruturação e do comportamento do Sol é produzido pelo campo magnético. Por este motivo, precisa-se de uma teoria de interação entre a atmosfera solar e seu campo magnético, denominada de Magnetohidrodinâmica (MHD) [24].

No estado de plasma, os átomos se dividem em íons positivos e elétrons negativos, de modo que o gás torna-se eletricamente condutor e gerando corrente. Na seção seguinte, será visto mais detalhes sobre a teoria MHD e suas equações fundamentais.

4.1 Equações da Magnetohidrodinâmica

MHD é o estudo da evolução do campo magnético e do movimento de fluidos condutores, tais como os plasmas, metais liquefeitos ou soluções iônicas, ou mais especificamente, estudo da interação entre um campo magnético e um plasma, tratado como um meio contínuo [25][26], e não com partículas discretas. A ideia chave da MHD é que campos magnéticos podem induzir correntes em um fluido condutor, que criam aquecimento e movimento no fluido e tais fenômenos alteram o campo magnético. Baseia-se, mutuamente, no eletromagnetismo e na mecânica dos fluidos. O estudo da MHD teve início com Hannes Alfvén, que utilizou o termo pela primeira vez em 1942, trabalho pelo qual foi agraciado com o prêmio Nobel de física de 1970. Abaixo, tem-se as equações fundamentais da física em que esta teoria se baseia para se chegar as equações que governam a mesma.

4.1.1 Equações Fundamentais

As equações MHD é uma unificação das equações do eletromagnetismo com as equações da mecânica dos fluidos [24]. As equações de Maxwell se referem ao comportamento geral do campo magnético, e são:

- **Lei de Gauss**

Descreve a relação entre um campo elétrico e as cargas elétricas geradoras do campo.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_c \tag{4.1.1}$$

onde $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$, \mathbf{E} é o campo elétrico, \mathbf{D} o deslocamento elétrico, ϵ a permissividade elétrica do espaço livre, ρ_c a densidade de carga.

- **Lei de Gauss Magnética**

O fluxo magnético através de qualquer superfície gaussiana é zero.

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.1.2)$$

onde \mathbf{B} é a indução magnética que pode ser dado por $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, \mathbf{H} é o campo magnético e μ é a permeabilidade magnética do espaço livre.

- **Lei de Faraday**

Descreve como um campo magnético, que varia com o tempo, cria ou induz um campo elétrico.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.1.3)$$

- **Lei de Ampère**

Um campo magnético, que varia no tempo, cria um campo elétrico que varia no tempo, e vice-versa.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4.1.4)$$

onde \mathbf{j} é a densidade de corrente elétrica.

Estas equações são complementadas pela Lei de Ohm

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} \quad (4.1.5)$$

Onde σ é a condutividade elétrica.

A lei de Ohm é válida para plasmas não relativísticos, não degenerados e totalmente ionizados (situações próxima da encontrada no Sol) e indica que o campo elétrico num quadro em movimento com o plasma é proporcional à corrente.

As equações da mecânica dos fluidos, que descrevem o movimento do fluido são:

- **A equação do movimento**

A aceleração *vezes* a massa de um elemento de plasma em movimento é igual à soma das forças que agem sobre o elemento

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\nabla p \quad (4.1.6)$$

onde ρ é a densidade de plasma (massa por unidade de volume), v a velocidade do plasma, p a pressão do plasma.

- **Equação de continuidade de massa**

Uma equação matemática que expressa o fato físico de que nenhum material de plasma está a ser criado ou destruído

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.1.7)$$

- **Equação de estado do gás ideal**

Indica que a pressão de um plasma, supondo ser um gás ideal, é proporcional à densidade e temperatura

$$p = R\rho T \quad (4.1.8)$$

Em MHD as propriedades eletromagnéticas e de fluidos são consideradas independentes.

Nessa teoria, as equações citadas acima são modificadas de três maneiras [24]:

1. Um plasma sente uma força extra, a força de Lorentz ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$), que é adicionada para o lado direito da equação (4.1.6).

2. O campo elétrico total plasma em movimento é $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, modifica-se a equação (4.1.5) pela adição de $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, para o lado esquerdo. Isso também acopla as equações eletromagnéticas para as equações de fluidos.

3. Considera-se processos com velocidades de plasma ($v \ll c$) de modo que a corrente de deslocamento em Equação (4.1.4) é negligenciável. Isto significa que não se precisa considerar a Equação (4.1.1), uma vez que apenas determina ρ_c se necessário.

Existem ondas que são geradas em qualquer fluido eletricamente condutor (neste caso o plasma) permeado por um campo magnético, que são chamadas de ondas de Alfvén. Estas podem ser definidas como um tipo de onda magnetohidrodinâmica, que é transversal e se propaga ao longo das linhas de campo magnético. Será visto mais detalhes na seção seguinte.

4.2 Ondas de Alfvén ou Ondas Magnetohidrodinâmicas

Um fluido condutor em um campo magnético poderia ser, por exemplo, o plasma na coroa solar. As ondas de Alfvén foram confirmadas na coroa solar, acredita-se que elas sejam responsáveis pela alta temperatura da coroa [27]. Elas constituem um mecanismo importante de transporte de energia e *momentum* em vários sistemas hidromagnéticos. E são ondas magnéticas transversais que se propagam ao longo das linhas de campo magnético, podendo ser geradas em qualquer fluido eletricamente condutor (no nosso caso, um plasma por se tratar de uma estrela) permeado por um campo magnético.

A pressão magnética ao longo das linhas de campo é dada por

$$P_m = \frac{B_0^2}{\mu_0} \quad (4.2.1)$$

sendo que essas linhas se comportam como cordas elásticas submetidas a essa tensão [28].

De maneira análoga às oscilações transversais em corda, é esperado que se um fluido condutor for perturbado de sua condição de equilíbrio, as linhas de campo oscilam transversalmente. Essas

ondas propagam-se com a velocidade de Alfvén dada pela razão entre a tensão magnética e a densidade do meio [28].

$$v_A = \left(\frac{\mathbf{B}_0^2}{\mu_0 \rho_m} \right)^{1/2}. \quad (4.2.2)$$

A figura (4.5) mostra de forma esquemática a configuração das linhas de campo magnético na presença de ondas de Alfvén.

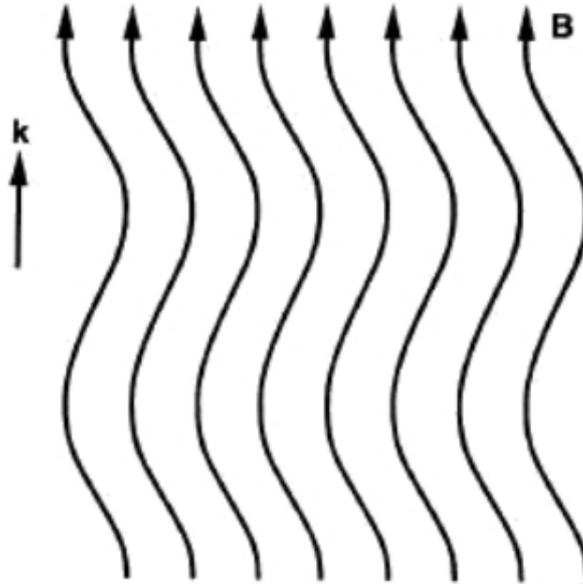


Figura 4.4: Ondas de Alfvén transversais em um fluido condutor, compressível e magnetizado. A onda se propaga ao longo das linhas de campo, enquanto o movimento do fluido e as oscilações das linhas de campo se dão na direção perpendicular ao campo magnético [29].

Além das ondas de Alfvén, que são transversais, também podem ser geradas ondas longitudinais em fluidos MHD.

Se o vetor de onda \mathbf{k} e o movimento das partículas forem perpendiculares a \mathbf{B} , as partículas estarão sujeitas a pressão do fluido em adição a pressão magnética. Deste modo as ondas longitudinais são chamadas ondas magnetossônicas ou magnetoacústicas. Se \mathbf{k} e o movimento das partículas são paralelos ao campo magnético externo, as oscilações serão ondas sonoras comuns, uma vez que o movimento das partículas não será afetado pelo campo magnético.

A existência dessas ondas só é possível pelo fato de existir campos magnéticos. Mas qual seria o mecanismo de criação e manutenção desse campos nas estrelas? Esse mecanismo é conhecido como dínamo. No próximo capítulo, será discutido com mais detalhes sobre esse tema.

4.3 Dínamo estelar

Como visto, existem métodos de observação que revelam a presença de campos magnéticos no universo, como por exemplo os métodos que observam o efeito Zeeman. Diante disso, pode-se questionar a origem desses campo, pois sabe-se que eles desempenham um papel significativo na evolução estelar.

O campo magnético de uma estrela é gerado dentro de regiões onde ocorrem a convecção. Os movimentos do plasma condutor nestas regiões funcionam como um dínamo, gerando campos magnéticos que se estendem por toda a estrela. A teoria do dínamo descreve o processo pelo qual um fluido condutor em rotação e convecção mantém um campo magnético. Para que um dínamo funcione, devem existir três requisitos, que são:

- Um meio fluido condutor de eletricidade;
- Energia cinética fornecida pela rotação;
- Uma fonte interna de energia para abastecer os movimentos de convecção no interior do fluido [30].

A teoria do dínamo para corpos astrofísicos utiliza equações da magnetohidrodinâmica para investigar como o fluido pode regenerar continuamente o campo magnético. Sabe-se que o dínamo elétrico transforma energia oriunda do movimento em energia elétrica. Pode-se fazer uma analogia com o dínamo elétrico, pois o processo que se designa de dínamo também relaciona movimento (do plasma astrofísico), através dos campos de velocidades \mathbf{v} , com as variações temporais dos campos magnéticos $\partial\mathbf{B}/\partial t$, presentes nesse meio [31]. Portanto, dentro da abordagem da MHD, seleciona-se a equação da eletrodinâmica que envolve a velocidade (lei de Ohm),

e a equação da eletrodinâmica que envolve a variação temporal do campo magnético (lei de Faraday), que são

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.3.2)$$

A lei de Ohm (já modificada para a MHD), na forma acima expressa, é uma relação caracterizada para o meio isotrópico, sendo a condutividade elétrica σ , que de maneira geral é uma grandeza tensorial, tratada aqui como uma constante escalar (independente da posição)[31]. Portanto, colocando tudo em função do campo elétrico da Eq. (4.3.1), tem-se

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.3.3)$$

Substituindo-se a Eq. acima (4.3.3) na Eq. (4.3.2), obtém-se

$$\nabla \times \left(\frac{\mathbf{j}}{\sigma} \right) - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (4.3.4)$$

Agora, escreve-se a equação que relaciona densidade de corrente \mathbf{j} em termos do campo magnético, cujo propósito seria mostrar uma relação entre os aspectos cinemáticos (o campo de velocidade e as variações temporais do campo magnético), isso pode ser feito com a ajuda da lei de Ampère, já com a modificação MHD e explicitando o \mathbf{j}

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{B}) \quad (4.3.5)$$

substituindo esse \mathbf{j} acima na equação(1.3.14) obtém-se

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\mu\sigma}[\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B})] \quad (4.3.6)$$

usando a identidade vetorial

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (4.3.7)$$

e pela equação de Maxwell, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, pode-se substituir na equação (4.3.6). E obter a equação que descreve a indução, ou criação, do campo magnético, que é conhecida como a equação de indução:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (4.3.8)$$

também conhecida como equação do dínamo, é de importância central em MHD, onde η é a difusividade magnética, dada por $1/(\mu\sigma)$ [24]. O primeiro, $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$, associado ao movimento do fluido, designado como termo convectivo, e o segundo, $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$, associado ao processo resistivo ôhmico, denominado termo difusivo [31].

A razão entre o primeiro termo do lado direito com o segundo termo dá o número de Reynolds magnético, R_m , um quociente adimensional. Assim, seja V a velocidade típica, e L a escala de comprimento típico. Então, o termo convectivo é da ordem de $L V / B$, e o termo difusivo da ordem de $\eta B / L^2$ [31]. Portanto,

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|} \approx \frac{L V}{\eta} \quad (4.3.9)$$

Devido à proporcionalidade de R_m com o tamanho L do sistema, observa-se que o valor de R_m , para plasmas astrofísicos, é mais elevado do que aquele para plasmas de laboratório [31].

A teoria de dínamo estelar é bem mais abrangente do que foi discutido nesta seção, pois o que foi visto é somente o básico da mesma, mas é suficiente para a relação deste estudo com o tema da dissertação.

Capítulo 5

Classificação de estrelas do tipo solar

Neste capítulo serão abordadas as principais definições e características das estrelas usadas no presente trabalho, objetivando diferenciar este tipo de estrela das demais. Estrelas do tipo solar são estrelas de massa relativamente pequena (em torno de 1 massa solar), se formam de maneira similar às estrelas de grande massa, mas a principal característica da formação dessas estrelas é que elas preservam o disco de gás e poeira, no qual se formam os sistemas planetários [32]. A maior parte dessas estrelas são do tipo espectral G, que são consideradas no diagrama H-R de amarelas, com temperaturas entre 5.000 K a 6.000 K.

As estrelas do tipo solar são estrelas que estão na sequência principal. Durante essa fase, não ocorrem grandes alterações nas propriedades globais como a luminosidade e o raio, existe apenas um ligeiro aumento da luminosidade. À medida que a abundância de hidrogênio do núcleo decresce, a estrela vai acumulando no seu centro o hélio, que resulta das reações de fusão do hidrogênio. O aumento contínuo do núcleo obriga a estrela a adaptar-se rapidamente para ajustar às condições de produção de energia que necessita, de forma a manter o seu equilíbrio hidrostático.

Estrelas do tipo solar como são estrelas de baixa massa, como dito acima, em seu interior são formadas por uma zona convectiva na sua camada externa e de núcleo radiativo na camada interna, na figura (5.2) se vê a estrutura interna de estrelas da sequência principal, inclusive estrelas do tipo solar:

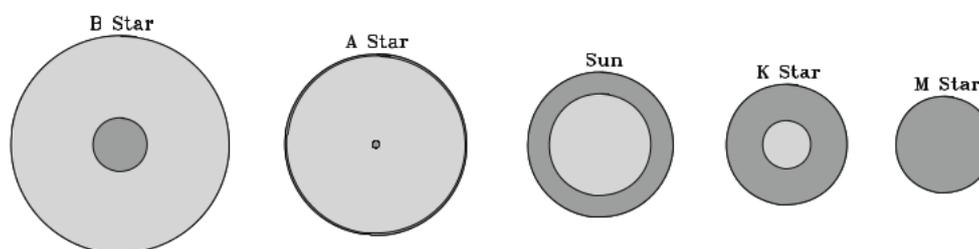


Figura 5.1: *Representação esquemática da estrutura interna radiativa/convectiva de estrelas da sequência principal. A espessura da zona de convecção externa para estrelas do tipo A é aqui muito exagerada; desenhada em escala, seria mais fina do que o círculo preto delineando a superfície estelar sobre este desenho. Os tamanhos relativos estelares também não estão em escala; estrelas M_0 na sequência principal possuem um raio cerca de 12 vezes menor do que o seu homólogo B_0 [33].*

Sabe-se que as estrelas ficam na sequência principal durante grande parte das suas vidas. Elas evoluem para uma gigante vermelha, quando o processo de fusão de hidrogênio cessa. Em estrelas do tipo solar, tem-se o início da fase final de suas vidas, sendo esse um período catastrófico e conturbado, liberando as suas camadas mais externas e o que resta é apenas uma nebulosa planetária, com uma anã branca em seu centro.

Definir o que faz uma estrela ser “parecida com o Sol” não é fácil, assim como se definir o que constitui um planeta “tipo-Terra”. Uma estrela considerada gêmea do Sol deve ter temperatura, massa e tipo espectral semelhantes à nossa estrela. Também espera-se que fosse gerada de uma mesma nuvem-mãe, e até mesmo ter aproximadamente uma idade similar, com cerca de 4,5 bilhões de anos, devido termo gêmea. Entretanto, é particularmente difícil medir a idade efetiva de uma estrela e por essa razão os astrônomos costumam ignorar a idade ao decidir se uma estrela conta ou não como uma “tipo-Sol”.

Embora nenhuma das estrelas utilizadas neste estudo, ainda, não possuem planetas detectados, trabalhos que envolvem este tipo de busca representam um passo importante na busca de estrelas semelhantes ao Sol que possam hospedar planetas “tipo-Terra” e, mais ainda, entender a evolução de uma estrela como a nossa tem um aspecto significativo para os astrofísicos.

Capítulo 6

Amostra

A amostra analisada no presente trabalho consiste de 10 estrelas simples, incluindo o Sol, e sistemas de estrelas múltiplas, selecionadas a partir do artigo de P. Petit *et al* [34], em que os dados de temperatura efetiva (T_{eff}), logaritmo da gravidade na superfície ($\log g$), Massa e Idade, foram retirados do catálogo de Valenti & Fisher (2005). Também foi usado desta mesma tabela valores de período de rotação equatorial (P_{rot}), derivados do ZDI (Zeeman-Doppler imaging).

Do artigo de J. D. do Nascimento *et al*[14], foram retiradas as seguintes grandezas: a (T_{eff}) e o ($\log g$) foram obtidos por (Chaplin *et al*, 2014) e (Huber *et al*, 2014), o (P_{rot}), a massa e a idade girocronológica retiradas do próprio artigo [14], cujos valores foram revelados pelo *Kepler*.

Esta amostra é composta por estrelas do tipo solar, mais especificamente, estrelas análogas ao sol, gêmeas e candidatas a gêmeas solares, com tipo espectral G (no intervalo 0-5) e F9, que corresponde a um intervalo de massa estelar de 0,90 a 1,24 M_{\odot} e todas as estrelas estão presentes na sequência principal. Será abordado, na próxima seção, um pouco mais sobre algumas características de cada estrela contida na amostra.

6.1 Características das estrelas

Será visto, nesta seção, mais informações sobre algumas das estrelas contidas na amostra, das estrelas presentes na tabela de P. Petit *et al* [34], informações essas que foram conseguidas em outras fontes, para um melhor detalhamento, começando pelo Sol até outras estrelas que estão

presentes na tabela.

Sol

É a estrela do Sistema Solar, responsável por 99,86% da massa do Sistema Solar, o Sol possui uma massa 332.900 vezes maior que a da Terra, e um volume 1.300.000 vezes maior que o do nosso planeta [35]. A distância da Terra ao Sol é cerca de 150 milhões de quilômetros (equivalente a 1UA). Tem, aproximadamente, 4,6 bilhões de anos.

Composto primariamente de hidrogênio (74% de sua massa e 92% de seu volume) e hélio (24% da massa solar e 7% do volume solar), com traços de outros elementos, incluindo ferro, níquel, oxigênio, silício, enxofre, magnésio, néon, cálcio e crômio [36]. O Sol herdou sua composição química do meio interestelar do qual foi formado: o hidrogênio e o hélio foram produzidos na nucleossíntese do Big Bang, enquanto que os metais foram produzidos por nucleossíntese estelar em gerações de estrelas que completaram sua evolução estelar, e retornaram seus materiais para o meio interestelar antes da formação do Sol [37].

Possui a classe espectral de G2V, em que G2 indica que a estrela possui uma temperatura de superfície de aproximadamente 5.780 K e classe de luminosidade V indica que está na sequência principal. Considerado anteriormente uma estrela pequena, acredita-se atualmente que o Sol seja mais brilhante do que 85% das estrelas da Via Láctea [38].

O Sol orbita em torno do centro da Via Láctea, atravessando no momento a Nuvem Interestelar Local de gás de alta temperatura, no interior do Braço de Órion da Via Láctea, entre os braços de Perseus e Sagitário. Ele orbita o centro da Via Láctea a uma distância em torno de 24 a 26 mil anos-luz do centro da galáxia, movendo-se geralmente na direção da constelação do Cisne e completando uma órbita entre 225 a 250 milhões de anos (equivalente a um ano galáctico) [39]. A estimativa encontrada considerada como mais recente e precisa da velocidade orbital do sol é da ordem de 251 km/s [40].

Possui a magnitude absoluta de aproximadamente 4,81 [41], metalicidade na ordem de 0,0177 [42], tem em torno de $1,9891 \times 10^{30}$ kg massa e raio equatorial $6,963 \times 10^8$ [43]. Seu período de rotação sideral está em torno 25,05 dias no equador e 34,3 dias nos polos [43].

HD 76151 (Gliese 327)

É uma estrela amarela da sequência principal na constelação de Hydra. Aos 57 anos-luz de distância está brilhando em uma magnitude visual aparente de aproximadamente 6,00 [44]. A idade da estrela é estimada em 7,1 bilhões de anos, mais precisamente, não menos que 3.1 bilhões de anos e não mais de que 11 bilhões de anos. Esteve mais perto do Sol há 249 mil anos atrás, quando estava iluminando à magnitude 5,32 a partir de uma distância de 41 anos-luz do Sol.

Seu tipo espectral é G3V, tem a temperatura, massa, raio e período de rotação respectivamente: 5,700K [46], $0.92 (0.88 \text{ a } 1.01)M_{\odot}$ [46], $0.88R_{\odot}$ [47], 15 dias [48].

Um excesso de infravermelho tem sido detectado em torno desta estrela, indicando provavelmente, a presença de um disco circunstelar com um raio de 7,9 UA e a temperatura desta poeira é de aproximadamente 99 K [49]. Designações comuns: HIP 43726, HD 76151 e Gliese 327.

HD 73350 (Gliese 9273)

É uma estrela da sequência principal situada na constelação de Hydra. Há 78 anos-luz de distância, brilha com uma magnitude visual aparente de 6,74 [50]. Ela é uma componente primária de um sistema de múltiplas estrelas. A idade desta estrela não é tão difundida na literatura, mas, está em torno de 4,1 bilhões de anos [34].

A abundância de ferro de Gliese 9273 é 0,09 dex (123,0% do Sol). Tem o tipo espectral F9V [51], está se movendo através da galáxia a uma velocidade de 49,3 km/s em relação ao Sol. Sua órbita galáctica projetada a coloca entre 20.200 e 27.000 anos-luz do centro da galáxia. Ela esteve mais próxima do Sol há 342 mil anos atrás, quando iluminava à magnitude 5,95 a partir de uma distância de 54 anos-luz. Tem a velocidade radial de aproximadamente 35.39 ± 0.10 km/s [52]. Designações comuns desta estrela: HIP 42333, HD 73350 e Gliese 9273.

HD 190771 (Gliese 9685)

É uma estrela amarela da sequência principal localizada na constelação de Cygnus. Com 61 anos-luz de distância está brilhando a uma magnitude visual aparente de 6,18 [53]. É uma

componente principal de um sistema de múltiplas estrelas. A idade da estrela é estimada em 5,4 bilhões de anos, mas o que se sabe ao certo é que está entre 400 milhões e 9 bilhões de anos.

A abundância de ferro de Gliese 9685 é 0.15 ± 0.02 dex (cerca de 1,4 vezes do Sol) [54]. Tem o tipo espectral G2V [55]. Está se movendo através do galáxia a uma velocidade de 35,6 km/s em relação ao Sol. Sua órbita galáctica projetada se situa entre 21.900 e 25.100 anos-luz do centro da galáxia. Possui a velocidade radial em torno de -25.04 ± 0.13 km/s [52].

Esta estrela estará mais próxima do Sol em 363 mil anos, quando terá uma magnitude de 5,44 à distância de 44 anos-luz. Outras designações: HIP 98921, HD 190771, HR 7683 e Lalande 38451.

HD 146233 (18 Scorpii)

É uma estrela amarela da sequência principal localizada na Constelação do Escorpião. Aos 45 anos-luz de distância da Terra, brilha com uma magnitude visual aparente de 5,5 [56], considerada a décima oitava estrela mais brilhante dessa Constelação, é brilhante o suficiente para ser vista a olho nu, fora de áreas com poluição luminosa como em áreas urbanas.

É a componente primária de um sistema de múltiplas estrelas. A idade da estrela é estimada em 2,4 bilhões de anos, mas certamente não é maior de 6,8 bilhões de anos. A abundância de ferro de 18 Scorpii é 0,02 dex (1,05 vezes do Sol) [57]. Sousa *et al* (2008) descobriram que sua metalicidade equivale a algo em torno de 1,1 a do Sol, isto implica numa abundância de elementos além do hidrogênio e do hélio 10% maior do que em nossa estrela (Sousa *et al*). Possui massa, raio, luminosidade, respectivamente: $1,02 \pm 0,03 M_{\odot}$, $1,010 \pm 0,009 R_{\odot}$, $1,058 \pm 0,028 L_{\odot}$.

Tem tipo espectral G2V [55], com uma temperatura de aproximadamente 5433 K [58] e velocidade radial de 11.76 ± 0.10 km/s [52]. Está se movendo através da galáxia a uma velocidade de 37,8 km/s em relação ao Sol. Sua órbita galáctica projetada a situa entre 20.300 e 30.100 anos-luz do centro da galáxia.

Como apresenta muitas propriedades físicas em comum com o Sol, foi identificada pelos astrônomos não apenas como similar, mas também uma genuína gêmea solar [59]. Nenhum planeta foi ainda identificado em órbita desta gêmea solar, apesar de alguns cientistas acreditarem que perspectiva de vida, conforme se conhece, é boa na vizinhança da mesma. Suas designações comuns são: 18 Scorpii, HIP 79672, HD 146233, HR 6060 e Gliese 616.

No caso das estrelas contidas na tabela do artigo J. D. do Nascimento e colaboradores [14] que são as estrelas reveladas pelo Kepler não têm suas informações bem difundidas na literatura. Portanto, não apresentam aqui suas características.

6.2 Obtenção dos raios

Como os dados destas estrelas não estão todas disponíveis na literatura, os raios foram inferidos através de cálculos da física básica.

Pela Lei da gravitação universal, a gravidade na superfície de um corpo é dada por:

$$g = \frac{GM}{R^2} \quad (6.2.1)$$

onde R é o raio do corpo, G é a constante gravitacional e M é a massa do corpo. Isolando R tem-se

$$R = \sqrt{\frac{GM}{g}} \quad (6.2.2)$$

Então pode-se utilizar isso para se calcular os raios das estrelas, sabendo o valor da gravidade na superfície e a massa da estrela. Como exemplo, usa-se uma das estrelas contidas na amostra a Gliese (HD 73350), tem-se os seguintes dados:

$$M = 1,01M_{\odot} = 1,99 \times 10^{30}kg$$

$$g = 10^{4,48}cm/s^2 = 301,99m/s^2$$

$$G = 6,67 \times 10^{-11}N \cdot m^2/kg$$

substituindo esses valores na equação (6.2.2), obtém-se

$$R = \sqrt{\frac{6,67 \times 10^{-11} \cdot 1,99 \times 10^{30}}{301,99}}$$

em unidades solares

$$R = 0,95R_{\odot}.$$

Esse procedimento foi feito de forma análoga para todas as estrelas. Porém, grandezas como a massa (M) e a gravidade (g), contidas nas tabelas, têm valores com os respectivos erros de medição, quando são efetuadas operações sobre números sujeitos a erros. Estes se propagam aos resultados das operações, que vão refletir a incerteza dos números que compõem a operação. Por esse motivo, para se calcular as barras de erros e realizar as operações matemáticas com estas grandezas, necessita-se de algumas regras. Utiliza-se a técnica de propagação de erros, com as seguintes regras:

- **Soma**

$$(\bar{X} \pm \Delta X) + (\bar{Y} \pm \Delta Y) = \bar{X} + \bar{Y} \pm (\Delta X + \Delta Y)$$

- **Subtração**

$$(\bar{X} \pm \Delta X) - (\bar{Y} \pm \Delta Y) = \bar{X} - \bar{Y} \pm (\Delta X + \Delta Y)$$

- **Multiplificação**

$$(\bar{X} \pm \Delta X) \times (\bar{Y} \pm \Delta Y) = \bar{X} \times \bar{Y} \pm (\bar{X} \times \Delta Y + \bar{Y} \times \Delta X)$$

- **Divisão**

$$\left(\frac{\bar{X} \pm \Delta X}{\bar{Y} \pm \Delta Y} \right) = \frac{\bar{X}}{\bar{Y}} \pm \frac{1}{\bar{Y}^2}$$

onde \bar{X} e \bar{Y} representam os valores médios, ΔX e ΔY os erros.

Será feito, agora, o mesmo procedimento para encontrar o raio, só que com a inclusão das barras de erros usando as algumas das regras acima. Tomando como exemplo a mesma estrela, a Gliese 9273 (HD 73350), têm-se os seguintes valores

$$M = 1,01 \pm 0,14 M_{\odot} = 1,99 \times 10^{30} \pm 0,14 kg$$

$$g = 10^{4,48 \pm 0,06} cm/s^2 = 301,99 \pm 1,15 m/s^2$$

$$G = 6,67 \times 10^{-11} N \cdot m^2/kg$$

substituindo estes valores na equação (6.2.2), tem-se

$$R = \sqrt{\frac{6,67 \times 10^{-11} \cdot 1,99 \times 10^{30} \pm 0,14}{301,99 \pm 1,15}}$$

que resulta em

$$R = \sqrt{\frac{13,27 \times 10^{19} \pm 0,14}{301,99 \pm 1,15}}$$

como se trata de uma divisão, utilize-se a regra da propagação de erros, para facilitar se faz

$$R = \sqrt{B}$$

pela regra da divisão

$$B = \frac{13,27 \times 10^{19}}{301,99} \pm \frac{1}{911197,96} (15,26 \times 10^{19} + 42,28)$$

logo, pela regra da divisão

$$B = 43,94 \times 10^{16} \pm 16,72 \times 10^{14}$$

portanto, tem-se como resultado

$$R = 6,63 \times 10^8 \pm 4,09 \times 10^7 m$$

em unidades solares

$$R = 0,95 \pm 0,059$$

De forma análoga foi feito para todas as estrelas. A tabela abaixo mostra os valores fornecidos nas tabelas e os valores que foram obtidos para as estrelas.

Nome	T_{eff} (K)	Idade (10^9 anos)	Massa (M_{\odot})	Log(g) (m/s^2)	Raio (R_{\odot})
KIC 4473226 ^(*)	5776^{+172}_{-169}	$1,80^{+0,4}_{-0,4}$	$0,90^{+0,10}_{-0,10}$	$4,456^{+0,071}_{-0,269}$	$0,93^{+0,059}_{-0,074}$
KIC 3118654 ^(*)	5775^{+154}_{-157}	$1,87^{+0,5}_{-0,5}$	$0,99^{+0,08}_{-0,07}$	$4,407^{+0,090}_{-0,260}$	$1,03^{+0,071}_{-0,087}$
HD 190771 ^(ϕ)	5834 ± 50	$2,7^{+1,9}_{-2,0}$	$0,96 \pm 0,13$	$4,44 \pm 0,06$	$0,97 \pm 0,063$
KIC 5184732 ^(*)	5818^{+190}_{-190}	$3,09^{+1,1}_{-1,1}$	$0,99^{+0,10}_{-0,08}$	$4,431^{+0,012}_{-0,012}$	$1,22^{+0,092}_{-0,092}$
HD 76151 ^(ϕ)	5790 ± 50	$3,6^{+1,8}_{-2,3}$	$1,24 \pm 0,12$	$4,55 \pm 0,06$	$0,97 \pm 0,056$
HD 73350 ^(ϕ)	5802 ± 50	$4,1^{+2,0}_{-2,7}$	$1,01 \pm 0,14$	$4,48 \pm 0,06$	$0,95 \pm 0,059$
Sol ^(ϕ)	5770	$4,3 \pm 1,7$	1,0	4,44	1,0
HD 146233 ^(ϕ)	5791 ± 50	$4,7^{+2,7}_{-2,7}$	$0,98 \pm 0,13$	$4,41 \pm 0,06$	$1,02 \pm 0,068$
KIC 5084157 ^(*)	6054^{+137}_{-137}	$5,74^{+2,5}_{-2,5}$	$1,12^{+0,10}_{-0,08}$	$4,202^{+0,018}_{-0,019}$	$1,39^{+0,11}_{-0,11}$
KIC 2718678 ^(*)	6105^{+137}_{-177}	$7,91^{+4,0}_{-4,0}$	$1,03^{+0,07}_{-0,08}$	$4,431^{+0,060}_{-0,286}$	$1,02^{+0,082}_{-0,10}$

Tabela 6.1: *Principais informações sobre as estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

Onde as estrelas estão discriminadas por símbolos, as que são da tabela de P. Petit tem (ϕ) como símbolo e as da tabela de J. D. do Nascimento usa (*) para identificá-las. Do mesmo modo, serão adotados os mesmos símbolos para as outras tabelas do presente trabalho que estão com as estrelas misturadas.

6.3 Obtenção do *momentum* angular

Pode-se tratar a estrela como sendo um corpo sólido e o *momentum* angular de um corpo sólido é dado pela seguinte expressão

$$J = I\Omega \quad (6.3.1)$$

onde I é o momento de inércia e Ω a velocidade angular da estrela. Então, primeiramente, encontra-se o momento de inércia considerando a estrela como sendo uma esfera sólida que pode ser obtido por

$$I = \frac{2}{5}MR^2 \quad (6.3.2)$$

onde M é a massa e R o raio da estrela. Será calculado o momento de inércia da estrela Gliese 327, que tem $M = 1,24 M_{\odot}$ e $R = 0,97 R_{\odot}$, logo

$$I = \frac{2}{5} \cdot 1,24 \cdot (0,97)^2 \quad (6.3.3)$$

o momento de inércia desta estrela em unidades solares resulta em

$$I = 1,17 I_{\odot}. \quad (6.3.4)$$

Porém, precisa-se ainda da velocidade angular que é dada matematicamente por

$$\Omega = \frac{2\pi}{P} \quad (6.3.5)$$

onde P é o período de rotação, sabendo que para a estrela Gliese 327, $P = 20,5$ rad/d, substituindo

$$\Omega = \frac{2\pi}{20,5} \quad (6.3.6)$$

logo, a velocidade angular será, em unidades solares

$$\Omega = 1,24 \Omega_{\odot}. \quad (6.3.7)$$

Então como foi encontrado o valor do momento de inércia e da velocidade angular, substitui esse valores na equação (6.3.1)

$$J = 1,17 \cdot 1,24 \quad (6.3.8)$$

portanto o *momentum* angular da estrela Gliese 327 é

$$J = 1,45 J_{\odot}. \quad (6.3.9)$$

Do mesmo modo foi feito para as outras estrelas da amostra e obteve-se o *momentum* angular de cada uma delas. Entretanto, foi preciso calcular as barras de erros, pelo mesmo motivo dos raios estelares, a velocidade angular também possui barras de erro. Do mesmo modo, utiliza-se as regras de propagação de erros listadas acima, com alguns incrementos devido se ter outras regras, como, por exemplo, um número elevado ao quadrado, que pode ser dado pela seguinte regra:

$$(\bar{X} \pm \Delta X)^2 = \bar{X}^2 \pm 2 \cdot \bar{X} \cdot \Delta X. \quad (6.3.10)$$

Como foi calculado o raio, deve-se encontrar a velocidade angular com as barras de erros, como se trata de uma divisão usa-se:

$$\left(\frac{\bar{X} \pm \Delta X}{\bar{Y} \pm \Delta Y} \right) = \frac{\bar{X}}{\bar{Y}} \pm \frac{1}{\bar{Y}^2} \quad (6.3.11)$$

onde $\Delta X = 0$, a velocidade angular para estrela Gliese 327, sabendo que $P=20,5 \pm 0,3$ será

$$\Omega = \frac{6,28}{20,5} \pm \frac{1}{420,25} \cdot (6,28 \cdot 0,3) \quad (6.3.12)$$

logo, a velocidade angular da estrela Gliese 327 em unidades solares resulta em

$$\Omega = 1,24 \pm 0,016\Omega_{\odot}. \quad (6.3.13)$$

foi calculado também o momento de inércia desta mesma estrela, como o momento de inércia é dado por $I = \frac{2}{5}MR^2$, usa-se a regra (6.3.10) para encontrar R^2 , tem-se

$$R^2 = \bar{R}^2 \pm 2 \cdot \bar{R} \cdot \Delta R \quad (6.3.14)$$

que resulta em

$$R^2 = 45,96 \times 10^{16} \pm 52,58 \times 10^{15} \quad (6.3.15)$$

e o termo $M \cdot R^2$, onde $M = 2,47 \times 10^{30} \pm 2,39 \times 10^{20}$ resultará pelo regra da multiplicação da propagação de erros, em

$$M \cdot R^2 = 113,54 \times 10^{46} \pm 129,89 \times 10^{45} \quad (6.3.16)$$

agora deve-se multiplicar este termo por $2/5$, pela regra da multiplicação, mas considerando $\Delta X = 0$, obtém-se

$$I = 1,17 \pm 0,13 I_{\odot}. \quad (6.3.17)$$

Agora, com estes valores pode-se encontrar o *momentum* angular com as barras de erro para a estrela Gliese 327, sabendo que $I = 1,17 \pm 0,13 I_{\odot}$ e $\Omega = 1,24 \pm 0,016 \Omega_{\odot}$, obtém-se pela regra da multiplicação de erros em unidades solares

$$J = 1,45 \pm 0,18 J_{\odot}. \quad (6.3.18)$$

De forma análoga foi determinado o *momentum* angular com as barras de erros incluídas com todas as estrelas da amostra. A tabela abaixo mostra os valores encontrados para todas as estrelas com as grandezas em unidades solares encontradas anteriormente.

Nome	I (I_{\odot})	Ω (Ω_{\odot})	J (J_{\odot})
KIC 4473226 ^(*)	$0,78^{+0,24}_{-0,40}$	$1,64^{+0,02}_{-0,02}$	$1,28^{+0,41}_{-0,67}$
KIC 3118654 ^(*)	$1,05^{+0,51}_{-0,62}$	$1,74^{+0,024}_{-0,024}$	$1,83^{+0,91}_{-1,13}$
HD 190771 ^(ϕ)	$0,90 \pm 0,12$	$2,84 \pm 0,016$	$2,56 \pm 0,36$
KIC 5184732 ^(*)	$1,47^{+0,11}_{-0,11}$	$1,28^{+0,024}_{-0,024}$	$1,87^{+0,18}_{-0,18}$
HD 76151 ^(ϕ)	$1,17 \pm 0,13$	$1,24 \pm 0,016$	$1,45 \pm 0,18$
HD 73350 ^(ϕ)	$0,91 \pm 0,11$	$2,04 \pm 0,016$	$1,86 \pm 0,24$
Sol ^(ϕ)	1,0	1,0	1,0
HD 146233 ^(ϕ)	$1,02 \pm 0,13$	$1,11 \pm 0,024$	$1,13 \pm 0,39$
KIC 5084157 ^(*)	$2,13^{+0,17}_{-0,17}$	$1,12^{+0,023}_{-0,023}$	$2,39^{+0,24}_{-0,24}$
KIC 2718678 ^(*)	$1,07^{+0,089}_{-0,11}$	$1,04^{+0,016}_{-0,016}$	$1,11^{+0,11}_{-0,13}$

Tabela 6.2: *Momento de inércia, velocidade angular e momentum angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

Na tabela (6.3) se encontram os valores do *momentum* angular e a idade de todas as estrelas contidas na amostra, que serviram para os resultados no capítulo 7, pois foram usados na elaboração da figura (7.1).

Nome	J (J_{\odot})	Idade (10^9 anos)
KIC 4473226 ^(*)	$1,28^{+0,41}_{-0,67}$	$1,80^{+0,4}_{-0,4}$
KIC 3118654 ^(*)	$1,83^{+0,91}_{-1,13}$	$1,87^{+0,5}_{-0,5}$
HD 190771 ^(\phi)	$2,56 \pm 0,36$	$2,7^{+1,9}_{-2,0}$
KIC 5184732 ^(*)	$1,87^{+0,18}_{-0,18}$	$3,09^{+1,1}_{-1,1}$
HD 76151 ^(\phi)	$1,45 \pm 0,18$	$3,6^{+1,8}_{-2,3}$
HD 73350 ^(\phi)	$1,86 \pm 0,24$	$4,1^{+2,0}_{-2,7}$
Sol ^(\phi)	1,0	$4,3 \pm 1,7$
HD 146233 ^(\phi)	$1,13 \pm 0,39$	$4,7^{+2,7}_{-2,7}$
KIC 5084157 ^(*)	$2,39^{+0,24}_{-0,24}$	$5,74^{+2,5}_{-2,5}$
KIC 2718678 ^(*)	$1,11^{+0,11}_{-0,13}$	$7,91^{+4,0}_{-4,0}$

Tabela 6.3: *Momentum angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

A tabela (6.4) contém os valores do *momentum* angular e idade das estrelas apenas da tabela de P. Petit, que serviram para os resultados e discussões (Capítulo 7), usados na construção da figura (7.2).

Nome	J (J_{\odot})	Idade (10^9 anos)
HD 190771	$2,56 \pm 0,36$	$2,7^{+1,9}_{-2,0}$
HD 76151	$1,45 \pm 0,18$	$3,6^{+1,8}_{-2,3}$
HD 73350	$1,86 \pm 0,24$	$4,1^{+2,0}_{-2,7}$
Sol	1,0	$4,3 \pm 1,7$
HD 146233	$1,13 \pm 0,39$	$4,7^{+2,7}_{-2,7}$

Tabela 6.4: *Momentum angular de estrelas gêmeas e candidatas a gêmeas, da tabela de P.Petit et al [34].*

A tabela (6.5) possui os valores do *momentum* angular e idade das estrelas contidas apenas na tabela de J. D. do Nascimento [14], usados na elaboração da figura (7.3).

Nome	J (J_{\odot})	Idade (10^9 anos)
KIC 4473226	$1,28^{+0,41}_{-0,67}$	$1,80^{+0,4}_{-0,4}$
KIC 3118654	$1,83^{+0,91}_{-1,13}$	$1,87^{+0,5}_{-0,5}$
KIC 5184732	$1,87^{+0,18}_{-0,18}$	$3,09^{+1,1}_{-1,1}$
Sol ^(ϕ)	1,0	$4,3 \pm 1,7$
KIC 5084157	$2,39^{+0,24}_{-0,24}$	$5,74^{+2,5}_{-2,5}$
KIC 2718678	$1,11^{+0,11}_{-0,13}$	$7,91^{+4,0}_{-4,0}$

Tabela 6.5: *Momentum angular de estrelas candidatas a gêmeas e análogas solares, da tabela de J. D. do Nascimento et al [14].*

Neste capítulo, calculamos os valores da velocidade angular de todas as estrelas da amostra. Eles serão utilizados no capítulo seguinte dos resultados e discussões. Para a construção da figura (7.6), foi calculado, como mostrado neste capítulo, pela equação (6.3.5). A tabela abaixo contém os valores da velocidade angular e da idade de todas as estrelas da amostra.

Nome	Idade (10^9 anos)	Ω_{obs} (Ω_{\odot})
KIC 4473226 ^(*)	$1,80^{+0,4}_{-0,4}$	$1,64^{+0,02}_{-0,02}$
KIC 3118654 ^(*)	$1,87^{+0,5}_{-0,5}$	$1,74^{+0,024}_{-0,024}$
HD 190771 ^(ϕ)	$2,7^{+1,9}_{-2,0}$	$2,84 \pm 0,016$
KIC 5184732 ^(*)	$3,09^{+1,1}_{-1,1}$	$1,28^{+0,024}_{-0,024}$
HD 76151 ^(ϕ)	$3,6^{+1,8}_{-2,3}$	$1,24 \pm 0,016$
HD 73350 ^(ϕ)	$4,1^{+2,0}_{-2,7}$	$2,04 \pm 0,016$
Sol ^(ϕ)	$4,3 \pm 1,7$	1,0
HD 146233 ^(ϕ)	$4,7^{+2,7}_{-2,7}$	$1,11 \pm 0,024$
KIC 5084157 ^(*)	$5,74^{+2,5}_{-2,5}$	$1,12^{+0,023}_{-0,023}$
KIC 2718678 ^(*)	$7,91^{+4,0}_{-4,0}$	$1,04^{+0,016}_{-0,016}$

Tabela 6.6: *Velocidade angular e idade de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

Capítulo 7

Resultados e discussões

7.1 Evolução do *momentum* angular em função da idade

Sabe-se que os movimentos rotacionais possuem um *momentum* angular. As estrelas possuem esta característica desde o seu nascimento, pois elas nascem de uma nuvem de gás e poeira, conhecida como nuvem mãe, que possui um *momentum* angular e que o mesmo é distribuído entre estas estrelas recém nascidas, como sugerido por Silva *et al* 2013 [3]. À medida que envelhecem, as estrelas da sequência principal diminuem sua velocidade de rotação, como visto por Skumanich [2], conseqüentemente, seu *momentum* angular diminui com o passar do tempo. Levando em consideração, ele também depende da massa da estrela, que é perdida ao longo do tempo de vida estelar [21]. Nesta seção, será analisada a evolução temporal do *momentum* angular com as estrelas contidas na amostra.

7.1.1 Análise com todas as estrelas da amostra

A figura (7.1) mostra o *momentum* angular, dado em unidades solares, versus idade estelar, dada em bilhões de anos (ou 10^9 anos).

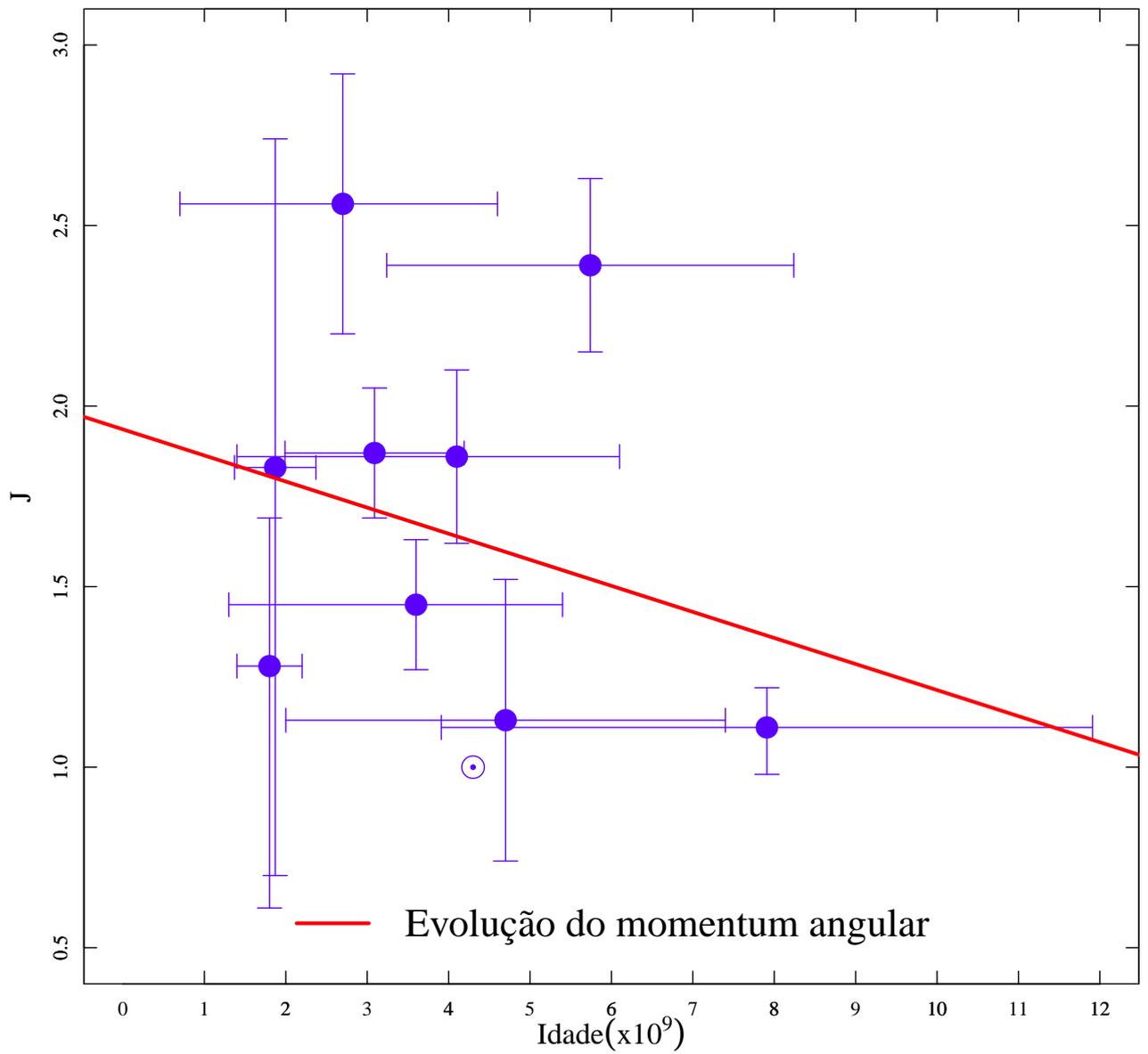


Figura 7.1: *Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

Obtém-se o *momentum* angular supondo que a estrela seja um corpo sólido

$$J = I\Omega \quad (7.1.1)$$

onde I é o momento de inércia e Ω é a velocidade angular da estrela. Os detalhes da obtenção do *momentum* angular e a idade estão na amostra (ver capítulo 6). A linha vermelha, que representa a evolução do *momentum* angular, é a curva de melhor ajuste, dada por uma regressão linear

$$y = ax + b \quad (7.1.2)$$

que não considera as barras de erros, somente os pontos. Onde, x é a idade em anos e y o *momentum angular* em unidades solares, e os coeficientes da reta de inclinação e que intercepta o eixo y são, respectivamente: $a = -0,078$ e $b = 1,90$. Esta figura foi feita utilizando a tabela (6.3) da amostra. Nela estão contidas todas as estrelas.

Tem-se o resultado aparentemente bom, pois o *momentum* angular está diminuindo com o tempo como previsto na literatura, apesar de algumas estrelas terem o comportamento um pouco diferente em comparação com o Sol. Como as estrelas mais velhas que o Sol, por exemplo, 18 Scorpii (HD 146233) com a idade de $4,7 \times 10^9$ anos, a estrela KIC 2718678 (com $7,91 \times 10^9$ anos) e principalmente a estrela KIC 5084157 ($5,74 \times 10^9$ anos), apesar de serem mais velhas todas têm o *momentum* angular maior que o do Sol.

7.1.2 Análise com as estrelas de P. Petit *et al*

Foi resolvido separar as estrelas para uma melhor visualização e análise de comportamento. A figura (7.2) contém somente as estrelas da tabela do artigo de P. Petit *et al* [34], onde nem todas são consideradas gêmeas do Sol, mas são candidatas, pois sua massa e temperatura são em torno dos valores encontrados no Sol.

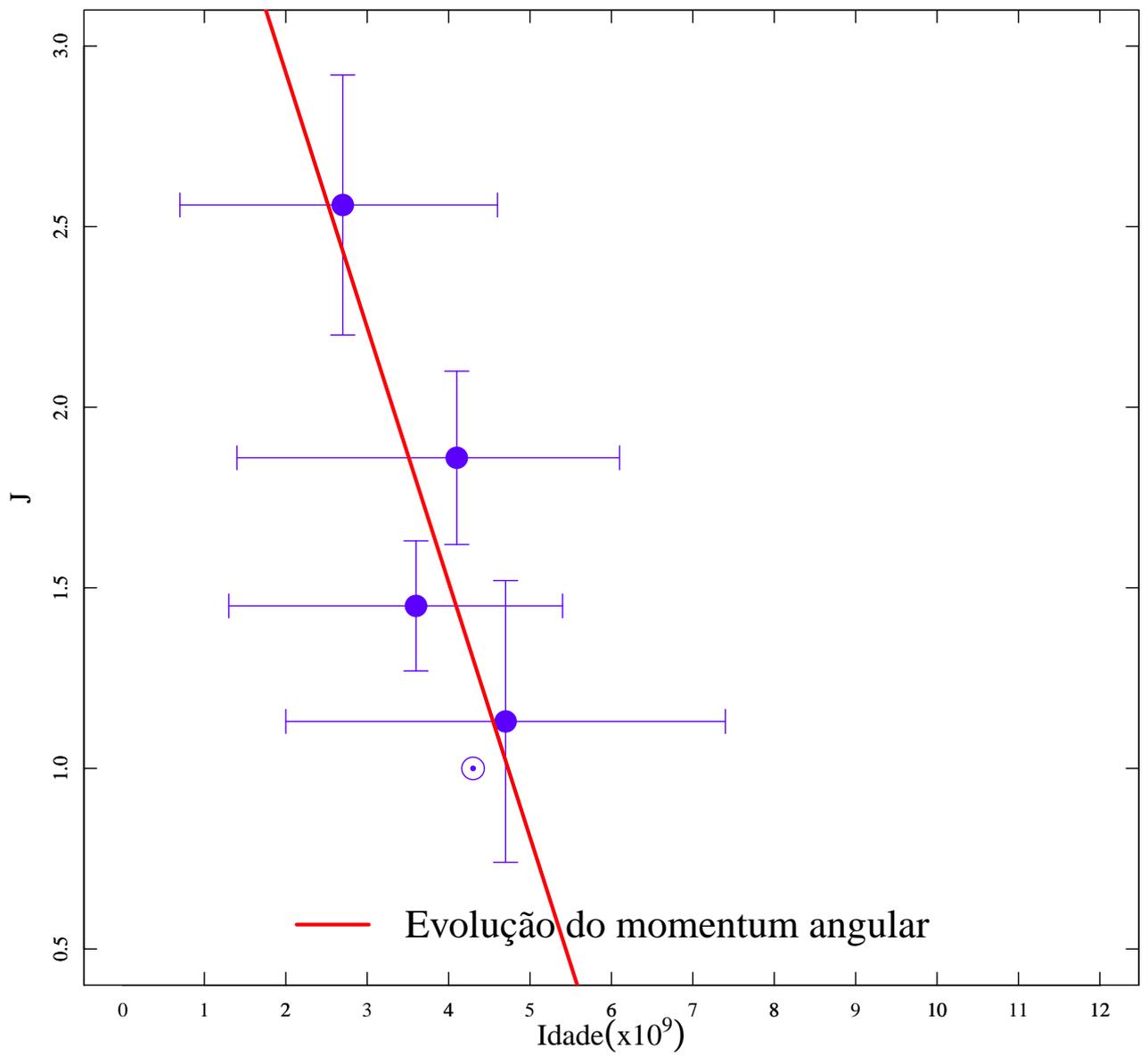


Figura 7.2: *Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas gêmeas e candidatas a gêmeas, da tabela de P.Petit et al [34].*

A tabela usada para a construção desta figura (7.2) se encontra no capítulo 6, na tabela (6.4). Usa-se a mesma regressão linear para a curva de melhor ajuste, com a mudança somente dos coeficientes, pois os valores de x e y são diferentes, tem-se $a = -0,71$ e $b = 4,34$.

Analisando separadamente, foi visto que o *momentum* angular dessas estrelas tem uma queda maior, e que a evolução destas estrelas refletem melhor a evolução do Sol, com exceção das estrelas 18 Scorpii, que é um pouco mais velha e apresenta um maior *momentum* angular. Porém, deve-se levar em consideração as barras de erros, principalmente da idade, podendo haver a possibilidade dela ser mais nova.

7.1.3 Análise com as estrelas de J. D. do Nascimento *et al*

Neste caso, tem-se apenas as estrelas do artigo de J. D. do Nascimento *et al* [14] em função da idade. Essas estrelas, reveladas pelo *Kepler*, são análogas solares e candidatas a gêmeas.

A figura (7.3) apresenta resultados diferentes do caso das estrelas de P. Petit, na figura (7.2), analisando de um modo geral, mostrou resultados de evolução de *momentum* angular, a princípio, incongruentes com o que é estabelecido, o *momentum* angular teve uma queda, mas foi pouco significativa, quase constante (ver figura 7.3).

As estrelas KIC 2718678 e KIC 5084157, apesar de serem mais velhas que o Sol, apresentaram o *momentum* angular maior, mas deve-se também levar em consideração as barras de erros, pois não se tem uma boa precisão dos valores exatos da idade e até mesmo do *momentum*. As idades foram obtidas através da girocronologia (medida de idade por meio da rotação), que é um método bastante usado, mas que nem sempre apresenta valores precisos e não é tão bem estabelecido ainda na astrofísica. Lembrando que o procedimento aqui foi o mesmo dos anteriores, e os valores usados para elaborá-lo foram os da tabela (6.5), contida na amostra (Capítulo 6). Os coeficientes obtidos com a curva de melhor ajuste foram $a = -0,026$ e $b = 1,69$.

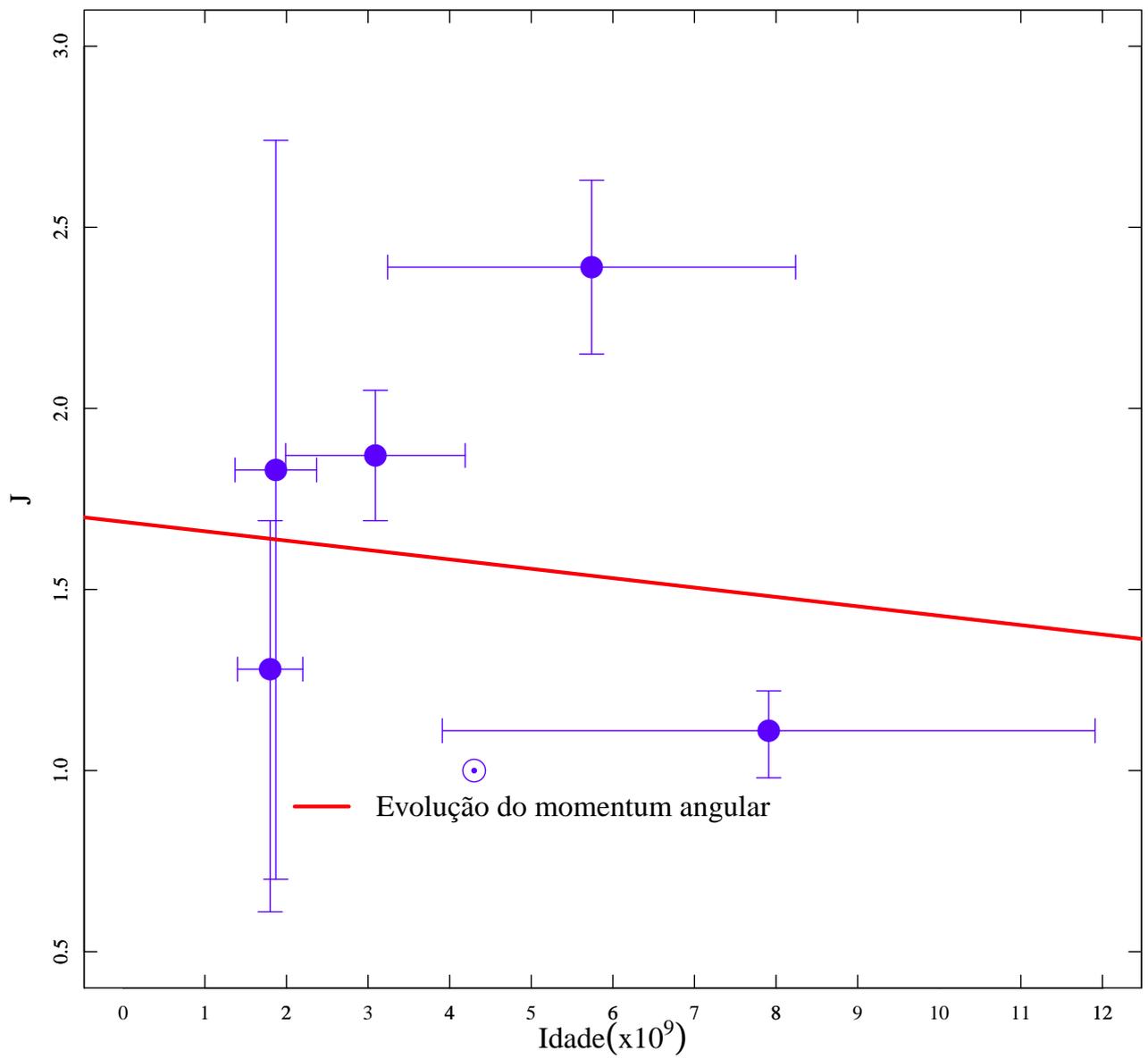


Figura 7.3: *Evolução do momentum angular com o tempo de estrelas candidatas a gêmeas e análogas solares, da tabela de J. D. do Nascimento [14].*

Avaliando, de maneira geral, os resultados obtidos em cada subseção mostrada acima, foi visto que se têm três situações, respectivamente:

- O *momentum* angular diminuindo com o passar do tempo (todas as estrelas);
- Uma queda brusca do *momentum* angular com o tempo (somente as estrelas da tabela de P. Petit [34]);
- O *momentum* angular com queda pouco significativa, quase uma constante (só com estrelas de J. D. do Nascimento [14]).

Diante disso, analisa-se o que melhor representa a evolução do *momentum* de uma estrela como o Sol, lembrando que se trata de estrelas consideradas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares. Em princípio, o comportamento das mesmas devem estar de acordo com o do Sol, e vice-versa.

Inicialmente, foi pensado que o ideal seria o comportamento do primeiro caso, que representa um meio termo dos outros dois casos, pelo qual o *momentum* diminui, mas não tão bruscamente. Mas, de acordo com dados de estrelas subgigantes do tipo solar retiradas do catálogo de Mallik *et al* de 2003 [60], o caso que mais reflete a evolução do *momentum* em estrelas do tipo solar seria o segundo caso.

Porém, foi feita uma análise sem muita profundidade, uma média de valores, pois não continham valores de velocidade angular, mas $V_{\text{sin } i}$. Por este motivo, foi encontrada a média para se relacionar com a velocidade verdadeira e a partir disso determinar a velocidade angular. Também a amostra é bem pequena (contém poucas estrelas subgigantes), mas tudo isto é somente para nos dar o embasamento do que seria o mais coerente. Para ser mais preciso, deveria ser analisado com mais detalhes e com um número maior de estrelas.

O motivo de se escolher subgigantes foi saber a suposta continuação dos gráficos, o que as estrelas do tipo solar mais velhas, não estando mais na sequência principal, mostrariam em termos do *momentum* angular.

Na próxima seção, será visto mais um resultado bastante significativo para o estudo da taxa de perda de *momentum* angular pelo modelo de Kawaler [4].

7.2 Teste do Modelo de Kawaler

Esta seção tem como principal objetivo testar o modelo de Kawaler para as estrelas contidas na amostra, a fim de analisar sua evolução em termos de velocidade angular, que determina o *momentum* angular. Para se iniciar o teste, deve-se partir da equação de Kawaler para a taxa de perda de momentum angular que é dada por

$$\frac{dJ}{dt} = -K_w \Omega^{1+\frac{4an}{3}} \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.1)$$

chamando o termo $1 + \frac{4an}{3}$ de β , substituindo tem-se

$$\frac{dJ}{dt} = -K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.2)$$

sabendo que $J = I\Omega$, substituindo no lado esquerdo da equação acima

$$\frac{d}{dt}(I\Omega) = -K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.3)$$

Da derivada, obtém-se

$$I \frac{d\Omega}{dt} + \Omega \frac{dI}{dt} = -K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.4)$$

supondo que somente a velocidade angular varie no tempo, a derivada no segundo termo da esquerda é zero

$$I \frac{d\Omega}{dt} + \Omega \frac{dI}{dt} = -K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.5)$$

$$I \frac{d\Omega}{dt} = -K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (7.2.6)$$

$$d\Omega = -\frac{K_w \Omega^\beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}}}{I} dt \quad (7.2.7)$$

integrando dos dois lados

$$\int_{\Omega(t=t_i)}^{\Omega(t=t_f)} \Omega^\beta d\Omega = - \frac{K_w \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}}}{I} \int_{t=t_i}^{t=t_f} dt \quad (7.2.8)$$

onde t_i =tempo inicial e t_f =tempo final, resolvendo a integral

$$\frac{1}{-\beta + 1} [\Omega(t_f) - \Omega(t_i)]^{-\beta+1} = - \frac{K_w \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}}}{I} (t_f - t_i) \quad (7.2.9)$$

$$[\Omega(t_f) - \Omega(t_i)]^{-\beta+1} = (-\beta + 1) - \frac{K_w \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-\frac{n}{3}}}{I} (t_f - t_i). \quad (7.2.10)$$

A partir da equação (7.2.10) pode-se realizar os teste nas estrelas da amostra. Mas, primeiramente, deve-se substituir os valores (todos os parâmetros medidos para o Sol) do lado direito da equação com exceção das idades ($t_f - t_i$), pois o valor final e inicial irá depender se a estrela é mais nova ou velha que o Sol. Desse modo, será analisado como a velocidade angular de uma estrela do tipo solar evolui. Sabendo que para o Sol têm-se os seguintes valores:

$$K_w = 2,7 \times 10^{47} \text{ g cm}^2 = 2,7 \times 10^{47} \text{ kg m}^2$$

$$\dot{M} = 10^{-14} M_\odot / \text{ano}$$

$$R = 1 R_\odot$$

$$M = 1 M_\odot$$

$$I = 38,75 \times 10^{46} \text{ kg m}^2$$

$$a = 1$$

$$n = 1,5$$

$$\beta = 3$$

substituindo estes valores na equação (7.2.10), resulta em

$$[\Omega(t_f) - \Omega(t_i)]^{-2} = 0,139 \times 10^{-6} (t_f - t_i). \quad (7.2.11)$$

Agora, pode-se substituir os valores das estrelas da amostra, primeiramente será calculado para a estrela 18 Scorpii (HD 146233), onde $t_f = t_1$, $t_i = t_\odot$ e $\Omega(t_i = t_\odot) = 0,25 \text{ rad/d}$, substituindo na equação (7.2.12) tem-se

$$[\Omega(t_1) - 0,25]^{-2} = 0,139 \times 10^{-6}(t_1 - t_{\odot}) \quad (7.2.12)$$

as idades são $t_{\odot} = 4,3 \times 10^9$ e $t_1 = 4,7 \times 10^9$, que resulta em

$$\Omega(t_1) = 0,38rad/d \quad (7.2.13)$$

em unidades solares

$$\Omega(t_1) = 1,54\Omega_{\odot}. \quad (7.2.14)$$

Será calculado para uma estrela mais nova que o Sol a estrela Gliese 327 (HD 76151), onde $t_i = t_2$, $t_f = t_{\odot}$ e $\Omega(t_f = t_{\odot}) = 0,25$ rad/d, substituindo na equação (7.2.12) tem-se

$$[0,25 - \Omega(t_2)]^{-2} = 0,139 \times 10^{-6}(t_{\odot} - t_2) \quad (7.2.15)$$

onde $t_2 = 3,6 \times 10^9$, logo

$$\Omega(t_2) = 0,15rad/d \quad (7.2.16)$$

em unidades solares resulta em

$$\Omega(t_2) = 0,60\Omega_{\odot}. \quad (7.2.17)$$

De maneira análoga foi feito para todas as estrelas da amostra. Obtêm-se os resultados listados na tabela (7.1) para a velocidade angular das estrelas da amostra pelo modelo de Kawaler, levando em consideração que os valores para o Sol não mudam, independente de modelo, até porque usa-se ele como parâmetro.

Não foram calculadas barras de erros para estas velocidades, pois quando fizermos as comparações levaremos em conta apenas os pontos. Na próxima seção, será visto a comparação

Nome	$\Omega_{mod} (\Omega_{\odot})$
Sol	1,0
HD 76151	0,60
HD 73350	0,24
HD 190771	0,73
HD 146233	1,54
KIC 2718678	1,16
KIC 3118654	0,78
KIC 4473226	0,80
KIC 5084157	1,28
KIC 5184732	0,70

Tabela 7.1: *Velocidades angulares obtidas pelo modelo de Kawaler [4], de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

destas velocidades angulares encontradas nos modelos com as velocidades angulares observadas e a comparação de cada uma delas com as idades das estrelas.

7.3 Análise das velocidades angulares

A velocidade angular de uma partícula ou de um corpo rígido, é definida como a taxa de variação do seu deslocamento angular. É uma grandeza significativa para o *momentum* angular.

No Sol, devido à sua rotação diferencial, a velocidade angular diminui com o aumento de latitude, ou seja, os polos giram mais lentos que o equador. Os polos fazem aproximadamente uma rotação a cada 34,3 dias e o equador a cada 25,05 dias.

Pela lei de decaimento de Skumanich, como visto anteriormente, a velocidade cai com idade [2]. Será analisado se isto ocorre com as estrelas da nossa amostra.

Nesta seção, tem-se a comparação das velocidades angulares, a teórica e observacional. A análise com o tempo é vista com mais detalhes nas seções posteriores.

7.3.1 A velocidade angular do modelo versus a velocidade angular observada

A figura (7.4) possui a velocidade angular, calculada através do modelo de Kawaler, *versus* velocidade angular observacional (calculada como mostrado no capítulo 6) com todas as estrelas

da amostra.

Onde a linha preta é uma reta de igualdade, ou seja, $y=x$, se os valores obtidos no modelo fossem igual ao real todos os pontos estariam nesta reta, indicando que o modelo é congruente com as observações.

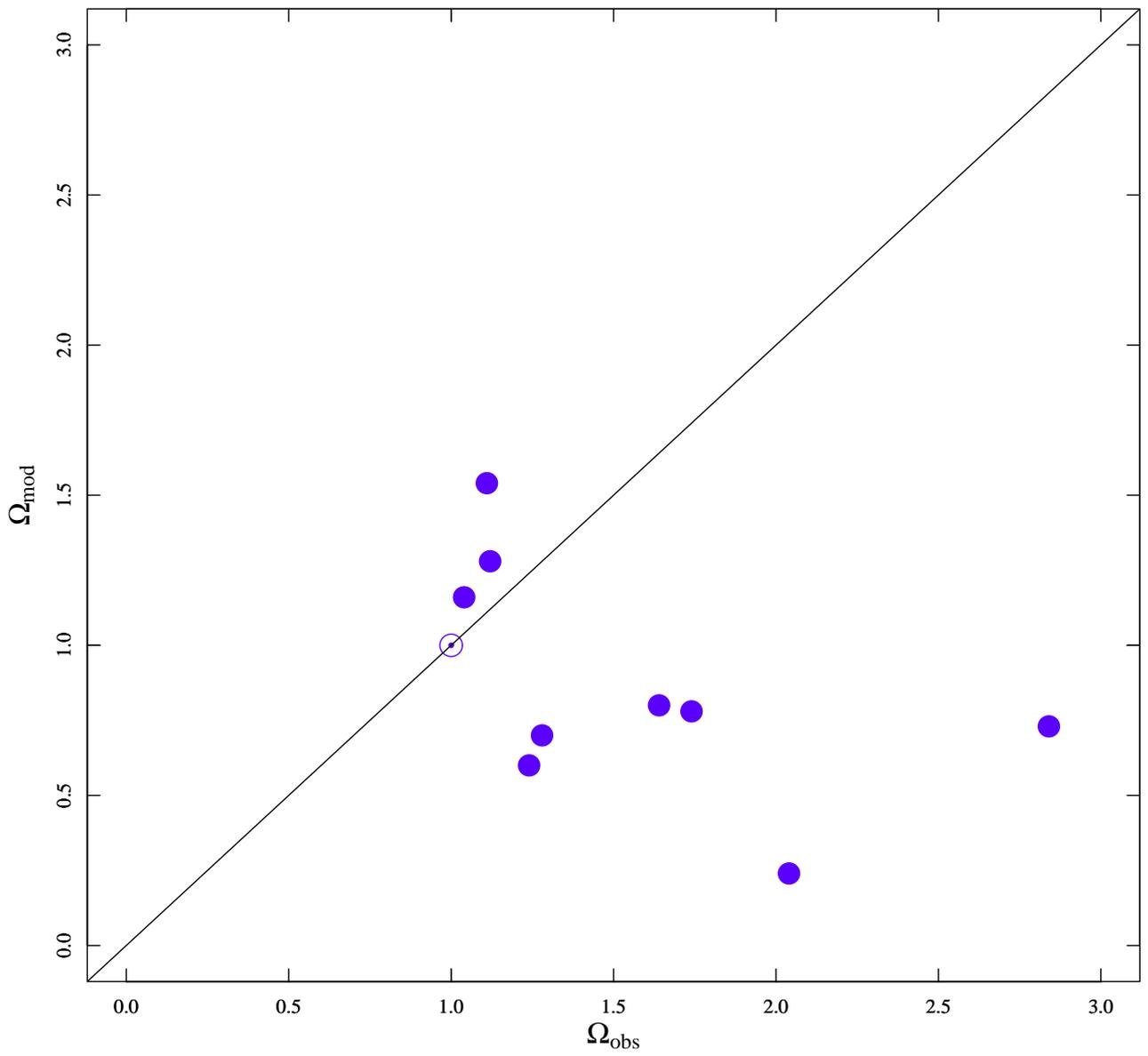


Figura 7.4: Velocidade angular obtida pelo modelo de Kawaler [4] em comparação com a velocidade angular observacional. A linha que divide o gráfico corresponde a $\Omega_{mod} = \Omega_{obs}$.

A figura (7.4) foi feita adotando os valores da tabela abaixo:

Nome	$\Omega_{mod} (\Omega_{\odot})$	$\Omega_{obs} (\Omega_{\odot})$
Sol	1,0	
HD 76151	0,60	1,24
HD 73350	0,24	2,04
HD 190771	0,73	2,84
HD 146233	1,54	1,11
KIC 2718678	1,16	1,04
KIC 3118654	0,78	1,74
KIC 4473226	0,80	1,64
KIC 5084157	1,28	1,12
KIC 5184732	0,70	1,28

Tabela 7.2: *Velocidades angulares obtidas pelo modelo de Kawaler (Ω_{mod}) [4] e por observações (Ω_{obs}), de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares.*

Sabendo que esta tabela foi feita com base no que foi obtido usando o teste de Kawaler, no caso da velocidade angular teórica e a velocidade angular observacional calculada na amostra (ver no capítulo 6).

Vê-se claramente que os valores não coincidem, pois algumas estrelas só se aproximam da reta, mas não estão nela, mostrando que os valores obtidos no modelo não estão de acordo com as observações. Porém, antes de se tomar conclusões, serão usadas as velocidades angulares do modelo e a observacional, cada uma separadamente, em comparação com a idade de todas as estrelas, com o propósito de analisar a evolução de cada uma delas. Isso será visualizado nas seções posteriores.

7.3.2 A velocidade angular do modelo em função da idade

Inicialmente, será visto como é a evolução da velocidade angular encontrada no modelo. O gráfico abaixo possui a velocidade angular calculada, através do modelo de Kawaler(ver seção), em função da idades com todas as estrelas da amostra, retiradas das tabelas [34] e [14].

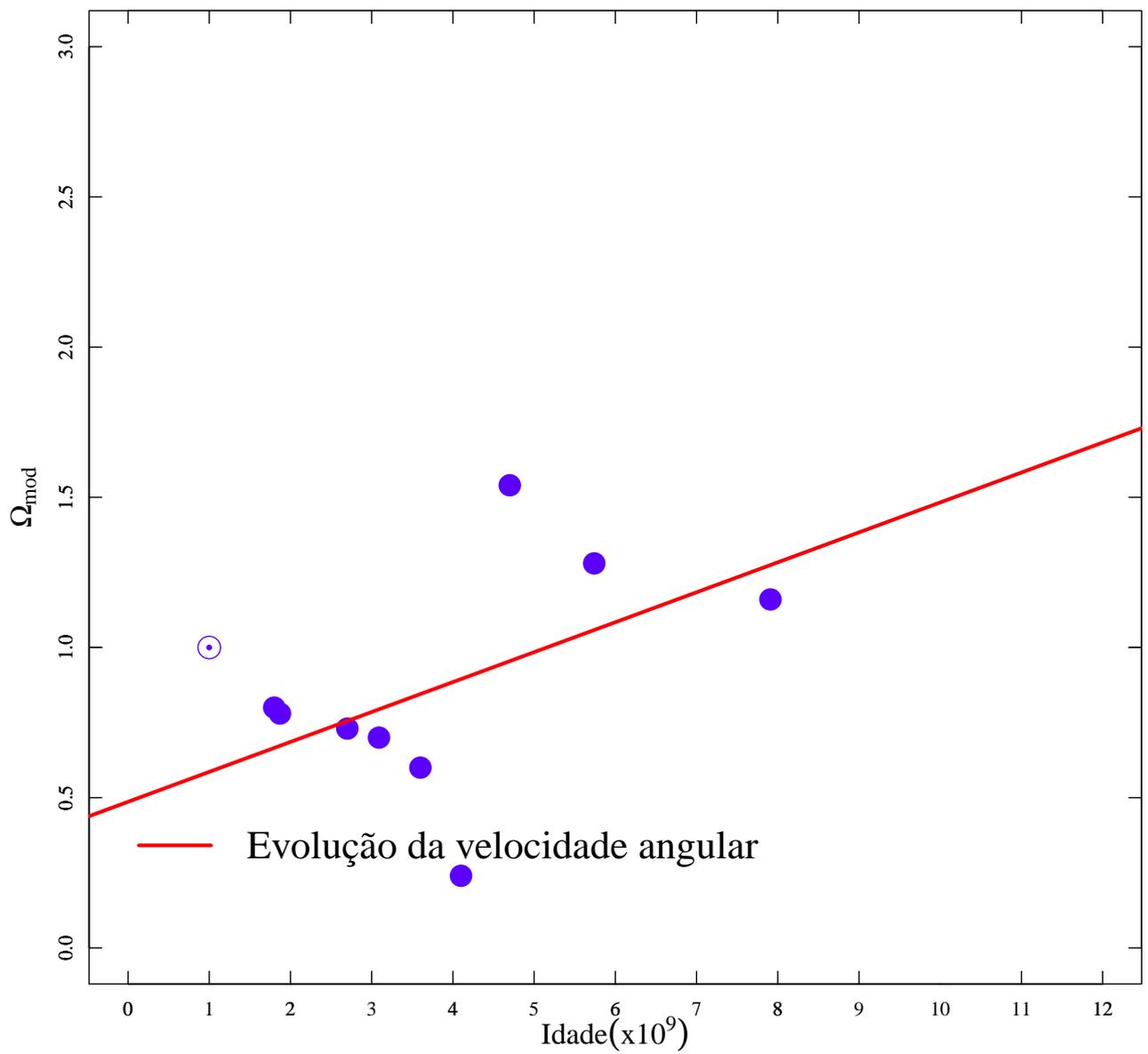


Figura 7.5: Velocidade angular obtida pelo modelo de Kawaler [4], de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares em função da idade.

Lembrando que a linha vermelha é a curva de melhor ajuste que indica a evolução da velocidade angular, e se trata de uma regressão linear, sendo a mesma que foi usada na elaboração dos outros gráficos (com exceção do anterior), onde os coeficientes encontrados foram $a = 0,010$ e $b = 0,49$.

Observando este resultado, vê-se que a velocidade angular está crescendo com o tempo, discordando do que foi observado por Skumanich em 1972 e com o que é estabelecido pela teoria da evolução do *momentum* angular. Porém, também devemos levar em consideração que o Sol tem uma rotação incomum. Antes de se tomar conclusões, será visto como a velocidade observacional se comporta.

7.3.3 A velocidade angular observada em função da idade

Os resultados relacionados com as velocidades angulares são relevantes devido ao fato de que uma estrela do tipo solar perde uma quantidade pequena de massa, e que na sequência principal o raio das mesma permanecem praticamente constante. Então, no *momentum* angular o momento de inércia não influencia tanto, diferentemente da velocidade angular.

Nesta subseção, tem-se a evolução da velocidade angular observada (calculada na amostra). Considera-se observada pelo fato de que ela dependa de uma única grandeza, da qual foi retirado de observações, o período de rotação.

Abaixo se encontra a figura (7.6), que é a velocidade angular em função do tempo. Analisando o comportamento geral, tem-se que este caso é condizente com a literatura e mais ainda com as observações, pois essas estrelas tem a velocidade angular caindo à medida que elas envelhecem.

Porém, vendo separadamente cada uma delas em comparação com o Sol, apesar de algumas serem mais velhas apresentam a velocidade maior. Entretanto, deve-se novamente levar em consideração a rotação atípica do Sol [8], isso não será detalhado no presente trabalho. Deve-se focar em analisar um outro parâmetro, mais conciso com os objetivos.

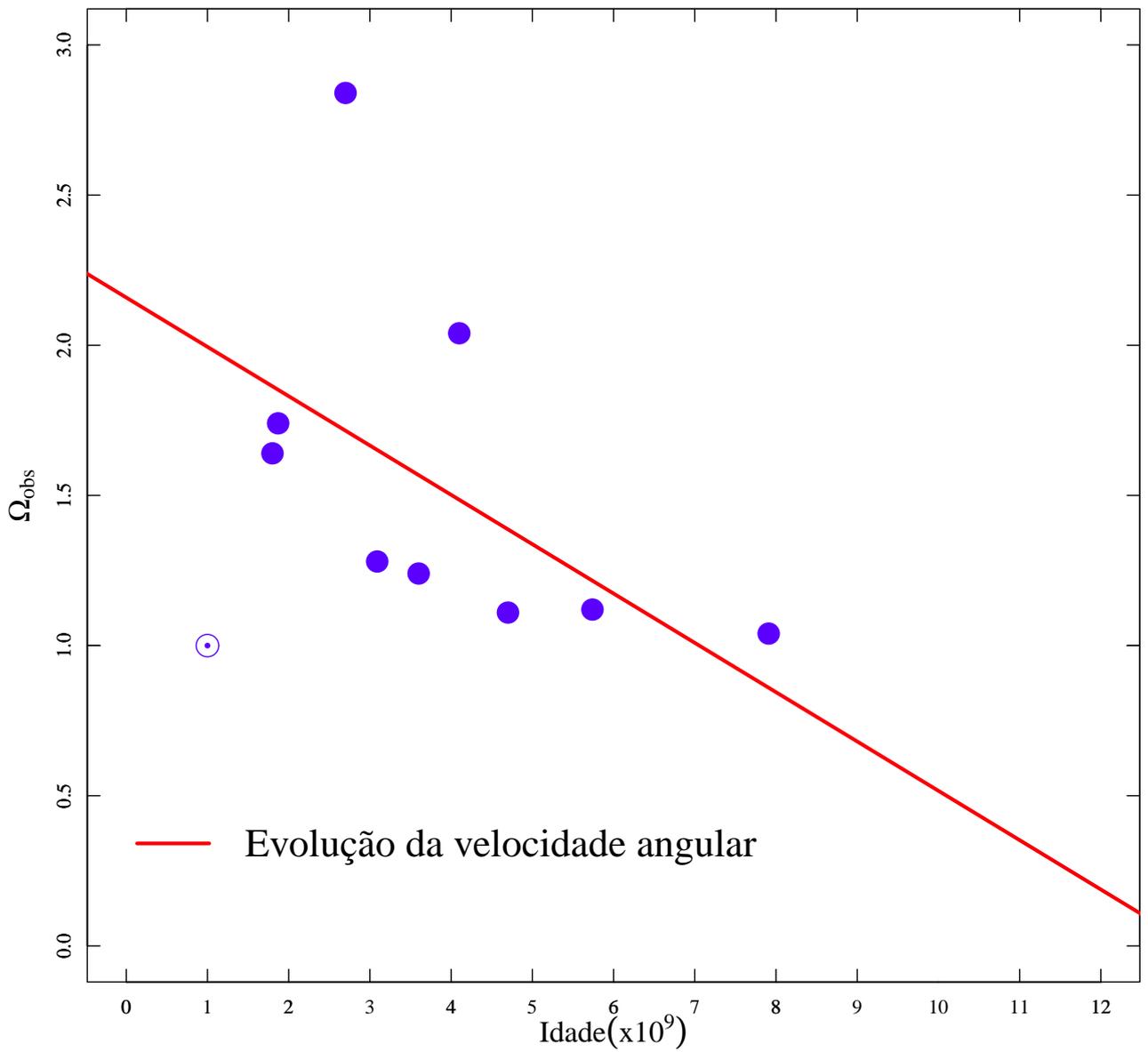


Figura 7.6: *Velocidade angular de estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares em função da idade.*

Foi pensado inicialmente, devido aos resultados obtidos nesta seção, que o modelo poderia não ser adequado para estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas ou análogas solares. Porém, este modelo é bem estabelecido e funciona para estrelas do tipo solar. Então, conseqüentemente, deveria funcionar para as estrelas da amostra também.

Partindo desse pressuposto, devem existir parâmetros retirados do artigo com problemas nas medidas. Então deve-se analisar uma outra grandeza relevante, que é a idade pois no teste de Kawaler, a velocidade angular está dependendo somente da idade; logo tem que ser feito um reajuste na mesma.

Capítulo 8

Conclusões

Foi tido como objetivo principal deste trabalho testar o modelo de Kawaler para a evolução do *momentum* angular em estrelas do tipo solar e compará-lo com os dados observacionais.

Como os dados das estrelas gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares não são bem difundidos na literatura, teve-se que calcular alguns parâmetros estelares pelo que se tinha de informações fornecidas pelas tabelas dos artigos.

Alguns resultados apresentaram divergências, como por exemplo, estrelas que aparentemente eram mais velhas que o Sol e tinham o *momentum* angular maior, diferentemente do que é estabelecido. Inicialmente, achava-se que o modelo poderia não funcionar muito bem para as estrelas da amostra, ou então que as mesmas não refletiam a evolução do Sol. Porém, conseguiu-se contornar uma parte destes problemas e se tirar algumas conclusões.

Em suma, com base nos dados e resultados obtidos no capítulo 7, obtiveram-se as seguintes conclusões:

- O *momentum* angular das estrelas do tipo solar tem uma queda com o tempo;
- De forma superficial, de acordo com dados da literatura, as estrelas deste tipo, quando saem da sequência principal tem seu *momentum* angular pouco significativo, indicando uma queda brusca, com o passar do tempo;
- Na medida que as estrelas do tipo solar envelhecem, sua velocidade diminui;

- O modelo de Kawaler funciona bem para as estrelas do tipo solar, mais especificamente as gêmeas, candidatas a gêmeas e análogas solares;
- Há problemas nas idades obtidas pelas tabelas de P. Petit [34] e J. D do Nascimento [14];
- Deve ser feito um reajuste na idade para que as velocidades obtidas no modelo tenham concordância com as observações.

Capítulo 9

Perspectivas

Com o objetivo de dar continuidade ao presente trabalho, pois futuras pesquisas podem analisar de maneira mais profunda pontos relevantes levantados neste trabalho, e como uma forma até de melhorá-lo, podem-se destacar como perspectivas as seguintes atividades:

- Aumentar a amostra, pois foi encontrado mais estrelas semelhante ao Sol, com isso o trabalho irá se tornar mais robusto e pode-se investigar minuciosamente o comportamento da perda de *momentum* angular neste tipo de estrela;
- Analisar o *momentum* angular em estrelas do turn-off, visto que este tipo de estrela saiu recentemente da sequência principal. Assim, será visto, de forma mais consistente, se o comportamento das estrelas da amostra condiz com as observações;
- Restringir a massa da amostra, com o objetivo de selecionar estrelas mais parecidas com o Sol;
- Fazer um reajuste de tempo, para que se tenha valores mais precisos de idade;
- Testar com mais estrelas o reajuste de tempo, para avaliar se o mesmo funciona bem para outras estrelas do tipo solar;
- Realizar o teste baseado no modelo de Kawaler para um número maior de estrelas do tipo solar;

- Propor uma modificação ao modelo, para que o mesmo leve em consideração a rotação diferencial da estrela, e a análise se torne mais real possível;
- Modificar o modelo propondo uma lei de dínamo, cuja formulação matemática seja de caráter periódico, baseada nos ciclos de manchas solares.

Referências Bibliográficas

- [1] L. Siess, M. Livio. (1999). MNRAS 304, p 925. The accretion of brown dwarfs and planets by giant stars - II. Solar-mass stars on the red giant branch.
- [2] A. P. Skumanich. (1972). *The Astrophysical Journal* 171, 565. Time Scales for CA II Emission Decay, Rotational Braking, and Lithium Depletion.
- [3] J. R. P. Silva, M. M. F. Nepomuceno, B. B. Soares, and D. B. de Freitas. (2013). *The Astrophysical Journal* 777, 20. TIME-DEPENDENT NONEXTENSIVITY ARISING FROM THE ROTATIONAL EVOLUTION OF SOLAR-TYPE STARS.
- [4] S. D. Kawaler. (1988). *The Astrophysical Journal* 333, 236–247. Angular momentum loss in low-mass stars.
- [5] Levenhagen, R. S. & Künzel, R. (2008). A rotação estelar e seus efeitos sobre os espectros. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, v. 30, n. 4, p. 4701, 2008.
- [6] Hardorp, J. (1978). *Astr. Ap.*, 63, 383.
- [7] Garrison, R. F. (1980). *Bull. AAS*, 12, 93.
- [8] Smith, M. A. (1979). *Pub. A. S. P.*, 224, 584.
- [9] Ferreira, J.; Pelletier, G.; Appl, S.; (2000). "Reconnection X-winds: spin-of low-mass protostars". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 312 (2): 387–397.

- [10] McAlister, H. A., ten Brummelaar, T. A., et al. (2005). "First Results from the CHARA Array. I. An Interferometric and Spectroscopic Study of the Fast Rotator Alpha Leonis (Regulus)." *The Astrophysical Journal* 628 (1): 439–452.
- [11] Peterson, Deane M. et al. (2004). "Resolving the effects of rotation in early type stars". *New Frontiers in Stellar Interferometry, Proceedings of SPIE Volume 5491*, Bellingham, Washington, USA: The International Society for Optical Engineering.
- [12] Tassoul, Jean-Louis. Cambridge, MA: Cambridge University Press, 1972.
- [13] S. Meibom, S. A. Barnes, I. Platais, R. L. Gilliland, D. W. Latham & R.D. Mathieu.(2015). *Nature* 517, 589–591. A spin-down clock for cool stars from observations of a 2.5-billion-year-old cluster.
- [14] J.-D. do Nascimento, Jr., R. A. García, S. Mathur, F. Anthony, S. A. Barnes, S. Meibom, et al. (2014). *The Astrophysical Journal* 790. Rotation Periods and Ages of Solar Analogs and Solar Twins Revealed by the Kepler Mission.
- [15] Kraft, R. P. (1970). *Spectroscopic Astrophysics. An Assessment of the Contributions of Otto Struve*, ed. G. H. Herbig , p. 385. University of California Press, Berkeley, EUA.
- [16] S. D. Kawaler. (1987). *The Publications of the Astronomical Society of Pacific* 99, 1322–1228. Angular momentum in stars - The Kraft curve revisited.
- [17] E. Schatzman. (1962). *Annales d'Astrophysique* 25, 18. A theory of the role of magnetic activity during star formation.
- [18] E. J. Weber, L. Davis Jr. (1967). *The Astrophysical Journal* 148, 217–227. The Angular Momentum of the Solar Wind.
- [19] L. Mestel. (1968). *MNRAS* 138, 359. Magnetic braking by a stellar wind-I.
- [20] L. Mestel, H. C. Spruit. (1987). *The Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 226, 57–66. On magnetic braking of late-type stars.

- [21] W. J. Maciel. (2005). *EdUSP* 60, 178. Hidrodinâmica e Ventos Estelares: Uma Introdução.
- [22] A. Maeder. (2009). *Astronomy and Astrophysics Library*, 311–354. Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars.
- [23] G. Basri. (2006). *Science* 311, 618–619. Big Fields on Small Stars.
- [24] J.G Kirk, D. B. Melrose, E. R. Priest. (1994). *Springer-Verlag* 9–14. Plasma Astrophysics.
- [25] E. R. Priest. (1982). *D. Reidel Publishing Company*, Dordrecht 73–116. Solar magnetohydrodynamics.
- [26] E. R. Priest, Alan W. Hood. (1991). *Cambridge University Press*. Advances in Solar System Magnetohydrodynamics.
- [27] S. Moriyasu, T. Kudoh, T.Yokoyama, K. Shibata. (2004). *The Astrophysical Journal* 601, L107. The Nonlinear Alfvén Wave Model for Solar Coronal Heating and Nanoflares.
- [28] E. Costa Jr., F.R. Cardoso, F.J.R. Simões Jr., M.V. Alves. 2011. *Revista Brasileira de Ensino de Física* 33, 2. Ondas de Alfvén no meio interplanetário.
- [29] J.A. Bittencourt.(2004) Fundamentals of Plasma Physics. Springer-Verlag, Berlin, 3rd ed.
- [30] M. Vázquez, E. Pallé, P. M. Rodríguez. (2010). *Astronomy and Astrophysics Library*, 316–317.
The Earth as a Distant Planet: A Rosetta Stone for the Search of Earth-Like Worlds.
- [31] O. R. Nelson , J. R. De Medeiros. (2012). *Revista Brasileira de Ensino de Física* 34, 4. *Assim na Terra como no céu: a teoria do dínamo como uma ponte entre o geomagnetismo e o magnetismo estelar.*
- [32] Taylor, S.R. (1992) “Solar System Evolution: a New Perspective ”. Cap 2. Cambridge University Press.

- [33] P. Charbonneau. (2013) *Saas-Fee Advanced Course 39 Swiss Society for Astrophysics and Astronomy*, Springer-Verlag, Berlin. Solar and Stellar dynamos.
- [34] P. Petit, B. Dintrans, S. K. Solanki, J.-F. Donati, et al. (2008). *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 388, 80–88. Toroidal versus poloidal magnetic fields in Sun-like stars: a rotation threshold.
- [35] M. Woolfson, (2000). *Astronomy & Geophysics* 41, 1.12–1.19. The origin and evolution of the solar system.
- [36] S. Basu, H.M. Antia. (2008). *Physics Reports* 457, 217–283. Helioseismology and solar abundances.
- [37] C.J. Hansen, S.A. Kawaler, V. Trimble. (2004). *Springer*, 2nd ed. p. 19–20. *Stellar Interiors: Physical Principles, Structure, and Evolution*.
- [38] C.J. Lada. (2006). *The Astrophysical Journal*, 640, L63–L66. Stellar multiplicity and the initial mass function: Most stars are single.
- [39] K. Croswell. (2008). *New Scientist* (2669). Milky Way keeps tight grip on its neighbor.
- [40] F. J. Kerr, D. Lynden-Bell. (1986). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 221, 1023–1038. Review of galactic constants.
- [41] M. S. Bessell, F. Castelli, B. Plez. (1998). *Astronomy and Astrophysics* 333, 231–250. Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for O–M stars.
- [42] J. Montalbán, A. Miglio, A. Noels, N. Grevesse, M.P. Di Mauro. (2004). Proceedings of the SOHO 14 / GONG 2004 Workshop (ESA SP-559). *Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future*. New Haven, Connecticut, USA. Editor: D. Danesy, p.574. Solar model with CNO revised abundances.
- [43] D.R. Williams. (2004). *Sun Fact Sheet*. NASA.

- [44] HD 76151 - High proper-motion Star. Banco de dados do SIMBAD. Disponível em: <<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-id?Ident=HD+76151>>. Acessado em 10 de junho de 2015.
- [45] Yue Wu, H. P. Singh, P. Prugniel, R. Gupta, M. Koleva. (2010). *Astronomy and Astrophysics* 525, A71. Coudé-feed stellar spectral library—atmospheric parameters.
- [46] J. Holberg, B. Nordstroem, J. Andersen. (2007). *Astronomy and Astrophysics* 475, 519–537. The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood. II. New uvby calibrations and rediscussion of stellar ages, the G dwarf problem, age-metallicity diagram, and heating mechanisms of the disk.
- [47] L.E. Pasinetti Fracassini, L. Pastori, S. Covino, A. Pozzi. (2001). *Astronomy and Astrophysics* 367, 521–524. Catalogue of Apparent Diameters and Absolute Radii of Stars (CADARS) - Third edition - Comments and statistics.
- [48] J. Maldonado, R. M. Martínez-Arnáiz, C. Eiroa, D. Montes, B. Montesinos. (2010). *Astronomy and Astrophysics* 521, A12. A spectroscopy study of nearby late-type stars, possible members of stellar kinematic groups.
- [49] C. Eiroa, J. P. Marshall, A. Mora et al. (2013). *Astronomy and Astrophysics* 555, A11. Dust around Nearby Stars. The survey observational results.
- [50] F. van Leeuwen. (2007). *Astronomy and Astrophysics* 474, 653–664. Validation of the new Hipparcos reduction.
- [51] H. A. Abt. (2008). *The Astrophysical Journal Supplement Series* 176, 216. Visual Multiples. IX. MK Spectral Types.
- [52] D. L. Nidever, G. W. Marcy, R. P. Butler, D. A. Fischer, S. S. Vog. (2002). *The Astrophysical Journal Supplement Series* 141, 503. Radial Velocities for 889 Late-Type Stars.

- [53] P. Petit, B. Dintrans, A. Morgenthaler, V. Van Grootel, J. Morin, et al. (2009). *Astronomy and Astrophysics* 508, L9-L12. A polarity reversal in the large-scale magnetic field of the rapidly rotating sun HD 190771.
- [54] T. V. Mishenina, C. Soubiran, O. Bienaymé, S. A. Korotin, S. I. Belik, I. A. Usenko, V. V. Kovtyukh. (2008). *Astronomy and Astrophysics* 489, 923-930. Spectroscopic investigation of stars on the lower main sequence.
- [55] R. O. Gray, C. J. Corbally, R. F. Garrison, M. T. McFadden, and P. E. Robinson. (2013). *The Astronomical Journal* 126, 2048. Contributions to the Nearby Stars (NStars) Project: Spectroscopy of Stars Earlier than M0 within 40 Parsecs: The Northern Sample. I.
- [56] B. Nordstrom, M. Mayor, J. Andersen, J. Holmberg, F. Pont, B.R. Jorgensen, E. H. Olsen, S. Udry, N. Mowlavi. (2004). *Astronomy and Astrophysics* 418, 989–1019. The Geneva-Copenhagen survey of the Solar neighbourhood: Ages, metallicities, and kinematic properties of 14,000 F and G dwarfs.
- [57] I. Ramírez, J. Meléndez, and M. Asplund. (2009). *Astronomy and Astrophysics* 508, L17-L20. Accurate abundance patterns of solar twins and analogs.
- [58] T. S. Boyajian, H. A. McAlister, G. van Belle, D. R. Gies, T. A. ten Brummelaar. (2012). *The Astrophysical Journal* 746, 101. STELLAR DIAMETERS AND TEMPERATURES. I. MAIN-SEQUENCE A, F, AND G STARS.
- [59] G. F. Porto de Mello and L. da Silva. (1997). *The Astrophysical Journal* 482, L89. HR 6060: The Closest Ever Solar Twin?.
- [60] S. V. Mallik , M. Parthasarthy , A. K. Pati. (2003). *Astronomy and Astrophysics* 409, 251–261. Lithium and rotation in F and G dwarfs and subgiants.