



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
ESCOLA DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AEROESPACIAL

Júlio César Costa Santos

**Comportamento da excentricidade em estrelas
subgigantes binárias sob ação das forças de maré**

**Eccentricity behavior in subgiant binary stars under
the influence of tidal forces**

Natal - RN

Novembro de 2024

Júlio César Costa Santos

**Comportamento da excentricidade em estrelas
subgigantes binárias sob ação das forças de maré**

Dissertação apresentada à Escola de Ciência e Tecnologia da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Aeroespacial.

Orientador:

Prof. Dr. Jefferson Soares da Costa

Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Aeroespacial

Natal - RN

Novembro de 2024

Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN
Sistema de Bibliotecas - SISBI
Catalogação de Publicação na Fonte. UFRN - Biblioteca Central Zila Mamede

Santos, Júlio César Costa.

Comportamento da excentricidade em estrelas Subgigantes binárias sob ação das forças de maré / Júlio César Costa Santos. - 2024.

117f.: il.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Escola de Ciência e Tecnologia, Programa de Pós-graduação em Engenharia Aeroespacial, Natal, 2025.

Orientação: Dr. Jefferson Soares da Costa.

1. Estrelas binárias - Dissertação. 2. Subgigantes - Dissertação. 3. Maré - Dissertação. 4. Excentricidade - Dissertação. I. Costa, Jefferson Soares da. II. Título.

RN/UF/BCZM

CDU 629.7

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
ESCOLA DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AEROESPACIAL
MESTRADO EM ENGENHARIA AEROESPACIAL

JÚLIO CÉSAR COSTA SANTOS

COMPORTAMENTO DA EXCENTRICIDADE EM ESTRELAS SUBGIGANTES BINÁRIAS SOB AÇÃO DAS FORÇAS DE MARÉ

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Jefferson Soares da Costa (Orientador)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE

Prof. Dr. Joilson Batista de Almeida Rego (Membro interno)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE

Prof. Dr. Tharcisyo Sa E Sousa Duarte (Membro externo)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CARIRI

Natal - RN

Novembro de 2024

Dedico este trabalho à minha mãe, Margarete Santos, por todo esforço em sua vida

Agradecimentos

Rendo graças a Deus, a quem pertence toda a honra e glória. Nele estão a sabedoria e o conhecimento, e foi somente por Sua providência e sustentação que pude realizar este trabalho. Cada etapa desta jornada refletiu a Sua fiel mão guiadora. Agradeço-Lhe por me capacitar a crescer em entendimento e por iluminar meu caminho. Que esta obra sirva, de alguma forma, para a edificação do Seu Reino e glorifique o Seu santo nome.

Sou profundamente grato à minha mãe, Margarete Santos, por me proporcionar uma sólida educação e por seu incansável esforço em garantir-me um ensino de qualidade e uma vida digna. Se não fosse pela sua dedicação e sacrifício, eu não teria alcançado este momento.

Agradeço ao meu orientador, cujo apoio paciente e cuidadosa orientação me guiaram ao longo desta trilha acadêmica até o objetivo final. Minha gratidão sincera por seu compromisso e encorajamento.

Aos amigos João Victor Tomaz e André Ricardo, por toda a ajuda inestimável com os códigos de programação.

A todos os professores e colegas da ECT que contribuíram de diferentes maneiras com esta pesquisa, meu agradecimento especial.

À minha esposa, Luiza Mara: meu amor e gratidão sem fim.

Por fim, expresso minha sincera gratidão ao meu primeiro orientador, Adriano Amaral, por todo o apoio e orientação durante o início da minha jornada estudantil. Sua ajuda foi essencial para que eu pudesse acompanhar e alcançar o nível exigido. Sou profundamente grato por sua generosidade e dedicação, que me deram a base necessária para seguir adiante.

*A ciência não faz outra coisa senão
Descobrir e pensar os pensamentos
De Deus depois d'Ele.
Johannes Kepler*

Resumo

Neste trabalho, investigamos sistemas binários nos quais pelo menos uma das estrelas está situada no Ramo das Subgigantes, com o objetivo de compreender o comportamento da excentricidade orbital desses sistemas à luz das teorias de maré. A análise foi baseada em medições astrométricas fornecidas pela missão Gaia e fotométricas pela missão Kepler. Focamos especificamente em sistemas binários subgigantes eclipsantes para examinar a taxa de variação da excentricidade orbital. Descrevemos o processo de análise, que incluiu a integração de bases de dados de estudos como os de Mathur e Kirk, e o método de identificação dos dados estelares. Após a filtragem, selecionamos 123 sistemas binários subgigantes e realizamos a análise da excentricidade em função do período orbital para 43 sistemas, cujos comportamentos foram consistentes com os observados em outros ramos estelares. A análise da excentricidade para 38 estrelas indicou que a massa da zona convectiva (mzc) interfere nos efeitos de maré e deve ser considerada para estrelas com mzc superior a $0,05M_{\odot}$.

Palavras-chave: Estrelas binárias; subgigantes; marés

Abstract

In this work, we investigate binary systems in which at least one of the stars is located in the Subgiant Branch, aiming to understand the behavior of the orbital eccentricity of these systems in light of tidal theories. The analysis was based on astrometric measurements provided by the Gaia mission and photometric measurements by the Kepler mission. We specifically focused on eclipsing subgiant binary systems to examine the orbital eccentricity variation rate. We describe the analysis process, which included integrating databases from studies such as those by Mathur and Kirk, and the method for identifying stellar data. After filtering, we selected 123 subgiant binary systems and conducted the eccentricity analysis as a function of orbital period for 43 systems, whose behaviors were consistent with those observed in other stellar branches. The analysis of eccentricity for 38 stars indicated that the mass of the convective zone (mzc) interferes with tidal effects and should be considered for stars with an mzc greater than $0.05M_{\odot}$.

Keywords: Binary stars; subgiants; tides

Lista de Figuras

1.1	Diagrama HR para uma grande amostra de estrelas. Na abscissa, são apresentados o índice de cor, o tipo espectral e a temperatura amentando da direita para esquerda; na ordenada, tem-se a magnitude absoluta	5
1.2	Calibração preliminar de classes de luminosidade em termos de magnitude absoluta visual.	6
1.3	A figura mostra o campo de visão (FOV) do satélite Kepler. Na imagem é possível identificar as principais estrelas da região com base em sua magnitude, e também algumas estruturas como aglomerados e nebulosas. Os retângulos horizontais e verticais representam os 42 CCD's usados para captar a luz das estrelas (F. A. d. Silva 2017).	15
1.4	Ilustração do princípio de varredura do céu do GAIA.	16
2.1	Vista esquemática dos pontos de Lagrange e do Lóbulo de Roche.	25
2.2	A figura A representa o sistema binário eclipsante de não contato. A figura B é um diagrama de fase da curva de luz durante o período orbital do sistema eclipsante de não contato. O primeiro vale acontece quando a estrela mais brilhante, primária, encobre a estrela menos brilhante, secundária, em relação ao observador. No segundo vale, a estrela secundária passa na frente do primária, ocasionando um vale mais profundo.	26
2.3	Morfologia e diagrama de fase da curva de luz (Fluxo relativo vs Fase da órbita) para um sistema binário de contato no caso de um sistema binário eclipsante.	27

- 2.4 A imagem representa um sistema de binárias visuais conhecido como Kruger 60 localizado na constelação de Cepheus e com um período orbital de 44,5 anos. A imagem foi obtida com o telescópio de 1 metro de abertura do observatório Yerkes. O sistema se encontra no canto superior esquerdo e é possível ver a separação entre as duas estrelas e também notar as diferentes posições dos objetos no céu entre os anos 1908 a 1920. 28
- 2.5 As letras A,B e C representam os movimentos aparentes da estrela Sirius A, Sirius B e do centro de massa, respectivamente. Inicialmente, apenas o movimento de Sírius A era conhecido. 29
- 2.6 O órbita da estrela Sirius A e Sirius B em torno do centro de massa C. . . 30
- 2.7 Esquema de duas estrelas orbitando um centro de massa. Nos dois momentos da figura representados pelo lado esquerdo (1 e 3), observa-se que enquanto o objeto se aproxima de um observador, as linhas espectrais se deslocam em direção ao azul; quando o objeto se afasta, as linhas espectrais se deslocam para o vermelho. Nos dois momentos da figura representado pelo lado direito (2 e 4), os objetos estão se movendo perpendicularmente à linha de visão para um observador na Terra, então as linhas espectrais aparecem sobrepostas. A modificação na posição das linhas é devido ao efeito Doppler. 32
- 2.8 A curva de luz do sistema binário KIC 12105785, uma binária de eclipsante. Os dados foram obtidos através da sonda kepler usando o pacote do Python lightkurve (Barentsen et al. 2021). Na abscissa o tempo está em dias julianos e na ordenada o fluxo em elétrons por segundo. 33
- 2.9 Representação esquemática da órbita relativa de um sistema binário. O segmento \overline{AB} é linha nodal. Ao observar a órbita a partir da Terra, geralmente, o que se vê é a projeção do plano fundamental, chamada de órbita aparente. Para uma situação limite, onde o ângulo de inclinação i é zero, o plano fundamental e plano orbital serão coincidentes e a órbita observada é a órbita verdadeira. Se $i = 90$, os planos forem perpendiculares, a órbita aparente do sistema será vista como uma linha reta. 36

2.10	Photomultiplier tube. Instrumento usado no fotômetro para detecção de sinais muito fracos de radiação eletromagnética, na qual, o photocathode absorve fótons e emite elétrons que são multiplicados pelos dynodes.	39
2.11	Representação das protuberâncias de maré em um sistema binário. A forma das estrelas sem efeito de maré seriam esféricas, como nos círculos vermelho e verde. As linhas tracejadas representam o desvio da simetria esférica devido a resultante das forças gravitacional e centrífuga.	40
2.12	Faixa de transição entre istemas binários circulares e excêntricos. Todos os sistemas que estão abaixo da linha pontilhada horizontal são considerados circularizados.A faixa de transição está entre o período mais curto com órbita excêntrica e o período mais longo com órbita circularizada.	44
2.13	Torque de maré. Quando a estrela em questão gira mais rápido que o movimento orbital ($\Omega > \omega$), sua distribuição de massa é deslocada em um ângulo α da linha que une os centros das duas estrelas do sistema, devido a dissipação de energia cinética. Como as forças aplicadas às protuberâncias de maré não são iguais ($f_1 > f_2$) um torque é exercido sobre a estrela, o que tende a sincronizar o P_{rot} e o P_{orb} ($\Omega \rightarrow \omega$).	46
2.14	A figura mostra a órbita do primário em um referencial inercial, sendo \mathbf{G} o centro de gravidade do sistema; foi dividido em quatro setores, escolhidos de forma que a estrela passe em quarto período em cada um deles. A sua rotação é pseudo-sincronizada, ou seja, em média, não sofre torque da maré à medida que se move ao longo da órbita. Nos setores II e III , a velocidade angular orbital $\omega = \frac{dv}{dt}$ excede a velocidade angular rotacional Ω , portanto o torque está acelerando a rotação e portanto desacelerando o movimento orbital, uma vez que o momento angular é conservado: isso reduzirá a distância GA do apastro e assim atua para diminuir a excentricidade orbital. Nos setores IV e I , $\Omega > \omega$, o movimento orbital é acelerado, a distância GP do periastro aumenta, e isso também funciona para diminuir a excentricidade.	48
3.1	Diagrama de cor das bandas G_{BP} - G_{RP} vs magnitude absoluta das estrelas do gaia-kepler DR2.	54
3.2	Fonte: O autor	55

3.3	102.084 estrelas evolutivas solar no diagrama $\log g$ em função de T_{eff}	56
3.4	Curvas de Girardi para estrelas com massa $0,8M_{\odot}$, $1,0M_{\odot}$, $1,2M_{\odot}$, $1,5M_{\odot}$ e $2,0M_{\odot}$	57
3.5	Retas que separam os limites das estrelas subgigantes a Sequencia Principal (azul) e gigantes vermelhas (vermelha)	58
3.6	Os pontos laranjas são estrelas subgigantes, e os pretos são as demais es- trelas com magnitude de 2,5 a 4 mag.	59
3.7	Estrelas Binárias eclipsantes Subgigantes	59
3.8	Diagrama HR com as linhas evolutivas de Girardi distribuídas em um gráfico $\log \frac{L}{L_{\odot}}$ em função de T_{eff} . Os traçados foram calculados para $[\text{Fe}/\text{H}$ $= 0]$	61
3.9	Distribuição das 123 estrelas subgigantes no diagrama HR com as linhas evolutivas de Giraridi em um gráfico $\log \frac{L}{L_{\odot}}$ em função de T_{eff}	61
3.10	Diagrama com as curvas evolutivas TGEC 1 - M_r/M_* em função da tem- peratura efetiva. Na qual M_r é a profundidade em massa e M_* é massa da estrela.	62
3.11	Diagrama com as curvas evolutivas TGEC 1 - M_r/M_* em função da tempe- ratura efetiva com todas as 123 estrelas binárias subgigantes. Curvas para $[\text{Fe}/\text{H} = 0]$	63
4.1	Histograma da temperatura efetiva das 7580 estrelas Subgigantes	65
4.2	Histograma da massa das 7580 estrelas Subgigantes	66
4.3	Excentricidade dos binários subgigantes fotométricos em função do período orbital. Os pontos com cor preta são estrelas com o P_{rot} conhecido e sincro- nizado com o P_{orb} ; os pontos azuis são estrelas com P_{rot} desconhecido. A linha amarela, feita a partir de Mazeh et al. (2008), é o envelope superior, feito a partir da equação $f = E - A \exp(-(pB)^c)$, na qual $E = 0,98$; $A =$ $3,25$; $B = 6,3$ e $C = 0,23$	67
4.4	Sincronização das 7 estrelas para as quais temos os dados de P_{rot} . A linha preta na diagonal representa $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ e, ao redor, a faixa que compre- ende estrelas sincronizadas ($P_{\text{rot}}/P_{\text{orb}}$ variando de 0,95 a 1,05). As estrelas vermelhas fazem parte de sistemas circularizados, e as estrelas azuis não pertencem a sistemas circularizados.	68

4.5	Linha na excentricidade $e = 0,05$ conforme Mazeh et al. (2008).	69
4.6	Faixa que compreende os sistemas binários com P_{orb} de transição.	70
4.7	Linhas vermelha é $e = 0,05$, conforme Mazeh et al. (2008). Linhas de corte do P_{orb} em $P_{orb} = 3,3$ dias e $P_{orb} = 5,8$ dias.	71
4.8	Excentricidade dos binários em função do logaritmo do período orbital das 38 estrelas que conhecemos a relação de massa.	72
4.9	Variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade. Nessa figura usamos $f = 1$	73
4.10	Variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade. Nessa figura usamos $f = mzc$	74
4.11	Confronto da variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade para $f = 1$ na cor vermelha e $f = mzc$ em azul.	74
4.12	Excentricidade em função do período orbital com pontos vermelhos sendo estrelas com $mzc > 0,05$. A linha vermelha é a linha de envelope. A linha amarela, feita a partir de Mazeh et al. (2008), é o envelope superior, feito a partir da equação $f = E - Aexp(-(pB)^c)$, na qual $E = 0,98$; $A = 3,25$; $B = 6,3$ e $C = 0,23$	75
4.13	Resultado normalizado para $\log[-(\Delta lne)/f] - \log P_{orb}$ para cada uma das 38 estrelas da nossa amostra com \mathbf{q} conhecido usando $\mathbf{f}=1$	76
4.14	Resultado normalizado para $\log[-(\Delta lne)/f] - \log P_{orb}$ para cada uma das 38 estrelas da nossa amostra com \mathbf{q} conhecido usando $\mathbf{f}=mzc$	77

Lista de Tabelas

1.1	Classificação de luminosidade de Yerkes.	7
1.2	Resumo da Classificação de Secchi.	9
1.3	Principais características das classes espectrais	12
A.1	Copilado da base de dados das estrelas usadas neste trabalho	88
A.2	Cotinuação da Tabela A.1	89
A.3	Referências das excentricidades usadas neste trabalho	90
A.4	Tabela com dados das estrelas	91
A.5	Continuação da tabela A.4	92
A.6	Continuação da tabela A.4	93
A.7	Referência dos valores das razões de massa	94
B.1	Catálogo com todas as estrelas subgigantes binárias filtrados por esta pesquisa.	96
B.2	Continuação da tabela B.1	97
B.3	Continuação da tabela B.1	98
B.4	Continuação da tabela B.1	99
B.5	Continuação da tabela B.1	100
B.6	Continuação da tabela B.1	101
B.7	Tabela com os Raios das 123 estrelas Subgigantes pertencentes a sistemas binários	102

Sumário

Dedicatória	i
Agradecimentos	ii
Epígrafe	iii
Resumo	iv
Abstract	v
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	xi
1 Introdução	1
1.1 Diagrama HR	3
1.2 Classificação de Yerkes	4
1.3 Classificação de Harvard	7
1.4 Sonda Kepler	11
1.5 Gaia	14
2 Fundamentação teórica	18
2.1 Evolução estelar no contexto das subgigantes	18
2.1.1 Estrelas com massa muito baixa ($M < 0,4M_{\odot}$)	21
2.1.2 Estrelas de baixa massa ($M < 2,3M_{\odot}$)	21
2.1.3 Estrelas com massas intermediárias ($2,3M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$) e mas- sivas ($M > 10M_{\odot}$)	22
2.2 Estrelas Binárias	24

2.2.1	Classificação quanto ao contato das estrelas	25
2.2.2	Classificação quanto ao método de detecção	27
2.2.3	Parâmetros orbitais de sistemas binários	32
2.3	Fotometria	35
2.4	Teoria de Maré	39
2.4.1	Período de transição	43
2.4.2	Maré de equilíbrio	45
2.4.3	Maré dinâmica	49
2.4.4	Redução da excentricidade orbital por meio de forças de maré . . .	50
3	Metodologia	53
3.1	Tratamento dos dados	54
3.1.1	Massa da zona convectiva	60
4	Resultados e discussões	64
4.1	Análise dos resultados	64
4.1.1	Estrelas Subgigantes	64
4.1.2	Excentricidade em função do período orbital	65
4.1.3	Evolução da Excentricidade Devido as Forças de Maré	70
5	Conclusão	78
	APÊNDICES	86
A		87
B		95

Capítulo 1

Introdução

As estrelas subgigantes aparecem nos catálogos de parallax¹ há mais de um século, mas somente em 1930, Strömberg (1930) encontrou um grupo distinto de estrelas subgigantes. Embora existissem estrelas de massas intermediárias, não se esperava um grupo de estrelas com magnitude absoluta intermediária bem definida entre +2,5 e +4,0. Aparentemente, essas estrelas pertenciam em maior número à classificação espectral G (Strömberg 1930); já era possível verificar uma continuidade de luminosidade entre sequência principal e as gigantes vermelhas, entre os tipos espectrais G0 e K3, nos trabalhos de Adams e Joy de 1917 (Sandage et al. 2003).

Em 1935, Adams et al. (1935) junto com contribuições de Luyten (1922) e Strömberg (1930) usaram uma amostra de 4179 estrelas para montar um diagrama Hertzsprung-Russell¹ (HR), na qual também identificaram o ramo de estrelas subgigantes. O mérito da descoberta foi dado a Stromberg por ter sido o primeiro a evidenciar e nomeá-las em seu trabalho de 1930. Adams et al. (1935) relata que a existência de um grupo de estrelas dos tipos G e K um pouco mais tênues que as estrelas gigantes normais foi indicada pelos estudos estatísticos de Strömberg (1930). Embora essas estrelas possam não estar totalmente separadas das gigantes em magnitude absoluta, há algumas evidências espectroscópicas para apoiar a sugestão (Adams et al. 1935).

Com os estudos obtidos até 1935, era sabido que as estrelas subgigantes estavam entre os tipos espectrais G0 e K3, e além do K3 não existiam estrelas com magnitude intermediária. A descoberta de um novo ramo de estrelas foi fundamental para o avanço na compreensão da evolução estelar. Russell (1914) também identificou o ramo das sub-

¹Catálogo de Adams e Joy de 1917 (Walter S Adams e Joy 1917) e de 1920 (W. Adams e Joy 1920)

gigantes em seus estudos, o que gerou certa inquietação em relação à confiabilidade das técnicas empregadas em suas análises. Porém, em 1936, com a divulgação dos dados de parallax trigonométricas confiáveis de algumas estrelas, Russell confirmou seus estudos. Mais tarde, em Yerks, William Wilson Morgan (1937) encontrou o mesmo grupo de estrelas com linhas espectrais diferentes das gigantes e anãs. E em 1943, foi lançado um atlas de espectro estelar (W. Morgan et al. 1943) com as estrelas subgigantes recebendo Classe IV na classificação por luminosidade (Sandage et al. 2003). Além da nova classificação, essas estrelas podem também fazer parte de sistemas com mais de uma estrela.

Muitas das estrelas que observamos no espaço fazem parte de sistemas múltiplos, dentre os quais a maior predominância é de sistemas binários. O número de galáxias estimado para o universo observável é de 2 trilhões (Conselice et al. 2016), na qual o estudo segue que a maioria das estrelas pertence a sistemas binários ou múltiplos (Sobrinho 2013). Diferenciar essas estrelas é necessário para uma maior compreensão do processo evolutivo. A partir disso, devemos saber diferenciar estrelas binárias reais e binárias aparentes². Algumas estrelas aparecem alinhadas no plano celeste, criando a ilusão de que estão fisicamente associadas e que uma orbita em torno da outra. Contudo, essa percepção é causada pela ausência de informações de profundidade, uma vez que, na realidade, essas estrelas encontram-se a distâncias significativamente diferentes da Terra. Tais sistemas são conhecidos como binárias aparentes (Sobrinho 2013). Estrelas binárias reais são verdadeiros sistemas de 2 estrelas ligadas gravitacionalmente.

O estudo das estrelas binárias se iniciou no século XVII, Geminiano Montanari observou a diminuição do brilho da estrela β Persei. No século seguinte, John Goodricke conseguiu medir a diminuição do brilho em cerca de 2/3 do total. O astrônomo James Bradley, terceiro astrônomo real da Inglaterra, em 1759, argumentou que parte do catálogo de estrelas que ele trabalhava poderia ser formado por sistemas binários com um centro de massa comum aos dois (Reis et al. 2019). Anos após, William Herschel indicou que a estrela Castor tinha uma companheira, α Geminorum, e calculou o período orbital do sistema como sendo de 342 anos (Kepler e Saraiva 2014). Em 1881, Edward Charles Pickering mostrou evidências de que a variação do brilho de β Persei era devido a uma outra estrela que, em certo período, ficava à frente. Só em 1889, o alemão Hermann Carl

²Estrelas binárias aparentes são estrelas que por se encontrarem na mesma linha de visagem, devido a um efeito de projeção, acredita-se que seja um sistema binário. Mas não forma um sistema ligado gravitacionalmente

Vogel distinguiu a companheira de β Persei (Batten 1989). Assim, teve-se a confirmação do primeiro sistema binário eclipsante descoberto.

Os sistemas binários têm uma grande importância à Astrofísica porque com a interação gravitacional entre as estrelas podemos inferir com mais precisão algumas propriedades físicas das estrelas e, assim, entender melhor a estrutura das estrelas e melhorar os estudos do processo de evolução estelar. Algumas informações e características físicas importantes para isso são análises de curva de luz, movimento, espectro estelar, radiação, temperatura, atmosfera, composição química, raio, luminosidade entre outros. Mas para determinar a massa, de forma direta, é preciso conhecer uma relação gravitacional da estrela com outro objeto celeste (Reis et al. 2019). Além disso, o estudo estelar colabora diretamente com o entendimento da origem e formação de elementos químicos; compreensão dos processos de fissão e fusão nucleares, favorecendo o desenvolvimento de técnicas para domínio da energia nuclear; construção de modelos de expansão do universo e ensino.

O avanço do conhecimento e da tecnologia nas últimas décadas tem permitido investigações mais detalhadas e precisas sobre a evolução, classificação, composição, temperatura, volume, massa e outras propriedades fundamentais das estrelas. Um exemplo notável são os dados coletados pela missão Kepler, que proporcionaram contribuições significativas tanto para o progresso científico quanto para a educação. Tais resultados destacam a importância de investimentos contínuos na área, garantindo novos avanços e gerando um legado de conhecimento que atenderá às necessidades da sociedade e impactará gerações futuras.

1.1 Diagrama HR

O Diagrama de Hertzsprung-Russell (Diagrama HR) é um gráfico fundamental na Astronomia e Astrofísica, que correlaciona a luminosidade ou magnitude absoluta das estrelas com propriedades como tipo espectral, temperatura efetiva e/ou índice de cor. Esse diagrama desempenha um papel indispensável na análise dos processos de evolução estelar. Originalmente concebido de forma independente por Ejnar Hertzsprung, em 1911, e Henry Norris Russell, em 1913, o Diagrama HR inicialmente estabelecia a relação entre luminosidade e temperatura efetiva das estrelas. Russell e Hertzsprung descobriram que estrelas da mesma cor poderiam ser divididas entre gigantes, mais luminosas, e anãs,

menos luminosas, e que a luminosidade e temperatura das estrelas tendem a diminuir quando a classe espectral varia de O para M . Assim, eles conseguiram traduzir o brilho da estrela em função da classe espectral (Kepler e Saraiva 2014).

O Diagrama de Hertzsprung-Russell apresenta a distribuição de estrelas em função de sua luminosidade e temperatura, associadas a diferentes grupos estelares. No entanto, ele não deve ser interpretado como um mapa de posições das estrelas no céu nem como um gráfico que define distâncias entre elas. Em contrapartida, o Diagrama HR é uma ferramenta essencial para o estudo da evolução estelar, funcionando como um mapa das fases evolutivas que as estrelas atravessam desde o seu nascimento até seu estado final. Na Figura 1.1 podemos visualizar um diagrama HR para um grupo de estrelas em função da Magnitude absoluta (eixo vertical) vs Tipo espectral/Temperatura(decrescente)/Índice de cor (eixo horizontal). A magnitude absoluta é o brilho de um corpo celeste a uma distância de 10 parsecs³ do observador, desconsiderando absorção e dispersão de luz causada por nuvens de poeira cósmica e matéria interestelar; ela é calculada a partir da magnitude aparente, como mostra a equação 3.1. O tipo espectral é uma classificação baseada no esquema espectral de Harvard. O índice de cor é uma medida quantitativa da diferença entre duas bandas espectrais.

O diagrama da Figura 1.1 é dividido em regiões que representam as possíveis fases evolutivas das estrelas, embora nem todas sigam o mesmo caminho, todas as estrelas têm seu início na sequência principal, na qual têm sua produção de energia mais primária: fundindo H^+ em He^+ (Bethe 1939) como na equação 1.1, processo que demora na ordem de grandeza do Sol.

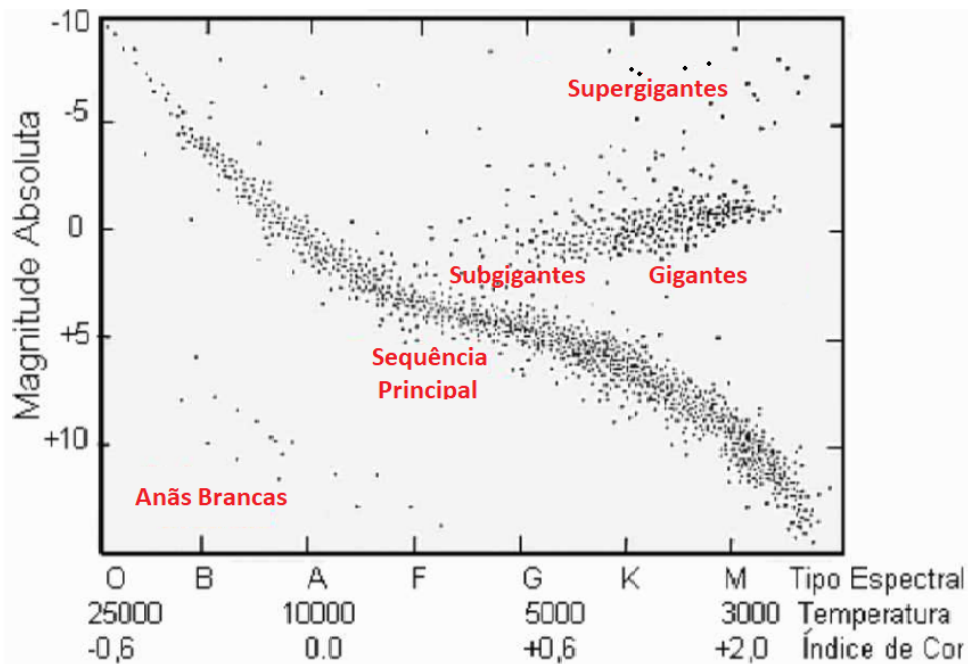


1.2 Classificação de Yerkes

Há alguns critérios de classificação de estrelas como massa, luminosidade, temperatura da superfície e tamanho. No sistema de classificação de Yerkes, as estrelas são classificadas quanto à sua luminosidade somada à classificação de Harvard, que veremos mais adiante. O sistema de Yerkes, conhecido também como sistema MKK (em

³1 parsec tem aproximadamente $3,084 \times 10^{16}$ metros

Figura 1.1: Diagrama HR para uma grande amostra de estrelas. Na abscissa, são apresentados o índice de cor, o tipo espectral e a temperatura amentando da direita para esquerda; na ordenada, tem-se a magnitude absoluta



Fonte: (Maciel 1991) com edições.

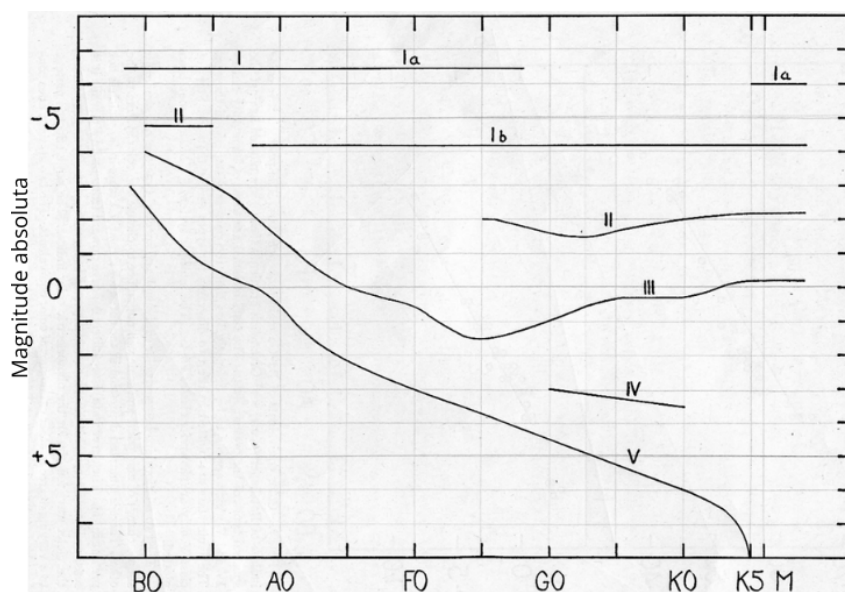
homenagem a W. W. Morgan, Philip C. Keenan e Edith Kellman), teve seus subtipos gradualmente desenvolvidos pela experiência com espectros de classificação padrão com escalas de 70 a 120 Å/mm (Keenan 1985). Essa classificação é baseada nas linhas espectrais sensíveis à gravidade superficial da estrela, que estão associadas ao raio da estrela e, conseqüentemente, à luminosidade.

Algumas dificuldades aparentes são encontradas nesse tipo de classificação. Algumas linhas como H, Sr II e Ba II, por exemplo, podem mostrar um efeito de magnitude absoluta pertencente a certos tipos espectrais de estrelas, enquanto funcionam como uma negativa para outros tipos espectrais. Há também uma mudança acentuada na aparência das linhas de acordo com a dispersão dos espectrogramas utilizados. As linhas de hidrogênio mostram variações marcantes com magnitude absoluta nos espectros das estrelas a partir de B2 e B3 quando se usam placas de baixa dispersão; já com placas de maior dispersão, as asas que contribuem para a magnitude absoluta não são visíveis a olho nu. Por isso, a classificação deve ser feita com bom senso quanto à precisão na identificação a partir dos recursos disponíveis (W. Morgan et al. 1943). As estrelas que estabelecem a escala e os pontos zero do sistema de classificação têm seus índices definidos de forma

mais precisa.

A classificação referente a esse sistema adota números romanos de I a V com alguns subtipos em algumas classes. O algarismo I representa as estrelas supergigantes; a classe II abrange as estrelas com luminosidade intermediária entre as supergigantes e gigantes comuns, que recebeu o nome de gigantes brilhantes; a III são as gigantes normais; IV são as estrelas subgigantes que foram incluídas a princípio no An Atlas of Stellar Spectra (W. Morgan et al. 1943); V são as estrelas da sequência principal; VI, subanãs e VII são estrelas anãs brancas. Inicialmente, a classificação foi feita até a classe V, como mostra figura 1.2, com alguns subtipos. Com o passar do tempo, devido ao avanço do conhecimento, houve algumas inclusões de classes e subtipos como é possível ver na tabela 1.1. Importante frisar que mais tarde, em 1985, Keenan defende as alterações por consequência do avanço tecnológico quando disse: “Pediram-me para descrever o sistema de classificação espectral tal como se desenvolveu a partir do Atlas de Yerkes original (Morgan, Keenan, Kellman, 1943) até hoje. Eu uso a palavra ‘desenvolveu’ porque qualquer sistema que permanecer útil deve ser flexível o suficiente para se adaptar não apenas a aprimoradas técnicas de medição, mas também aos novos insights teóricos sobre as variáveis que realmente determinam o espectro de energia de uma estrela em todos os seus fascinantes aspectos, mas ocasionalmente detalhes frustrantes”.

Figura 1.2: Calibração preliminar de classes de luminosidade em termos de magnitude absoluta visual.



Fonte: (W. Morgan et al. 1943).

Tabela 1.1: Classificação de luminosidade de Yerkes.

Classe	Subdivisão	Descrição	Exemplo
I	Ia	Hipergigante ou Supergigantes Extremamente Luminosas	Mintaka (Delta Orionis)
	Ib	Supergigantes superluminosas	Rigel
	Iab	Supergigantes de luminosidade intermediária	Gamma Cygni
	Iba	Supergigantes de menor luminosidade	Betelgeuse
II		Gigantes luminosas	Antares
III		Gigantes	Aldebarã
IV		Subgigantes	α Crucis
V		Sequência Principal	Sírius
VI		Subanãs	HD 149382
VII		Anãs Brancas	van Maanen 2

Fonte: Adaptação de (Pinheiro et al. 2009)

Com as modificações realizadas na classificação por luminosidade, as classes e subtipos receberam novas divisões como pode ser visto na tabela 1.1; alguns subtipos têm diferença de 0,5 unidades entre si. Há outras subdivisões sugeridas, mas, em geral, não são muito utilizadas (Pinheiro et al. 2009).

A classificação por luminosidade, por mais que esteja ligada à classificação espectral de Harvard, nem sempre coincide na classificação das estrelas. Em alguns casos, uma certa estrela pertence à classe gigante quanto à luminosidade, mas recebe a classificação de subgigante evolutiva e vice-versa. FK Com e 31 Com são exemplos de estrelas subgigantes evolucionárias, mas são consideradas gigantes quanto à luminosidade.

1.3 Classificação de Harvard

A espectroscopia permite conhecer a composição, temperatura e luminosidade intrínseca das estrelas. Os primeiros registros de seu uso são de 1815, na qual Joseph Fraunhofer contou cerca de 600 linhas e mediu a posição relativa das mais evidentes do espectro solar.

Com os avanços da espectroscopia e da óptica de Kirchhoff e Bunsen, em especial sobre as linhas espectrais de cada elemento, foi possível identificar a presença de vários elementos no Sol e permitiu formular o que ficou conhecido como as leis empíricas da espectroscopia de Kirchhoff. Com a nova ferramenta, vários outros astrônomos puderam contribuir, entre eles temos o casal Huggins e Angelo Secchi. Abaixo, as leis nas quais cada uma delas explica um dos tipos de espectros (Napoleão 2020):

1. Espectros contínuos: São produzidos por corpos densos e opacos quentes (sólidos, líquidos ou gasosos). O espectro contínuo ou térmico não apresenta linhas. O filamento de uma lâmpada comum de tungstênio, uma corrente de lava derretida ou as fotosferas (“superfícies”) das estrelas apresentam espectros contínuos.
2. Espectros de absorção: Ocorrem quando um espectro contínuo, produzido por uma fonte a alta temperatura, atravessa um gás a temperatura mais baixa que aquela fonte. Formam-se então linhas de absorção correspondentes aos elementos químicos que estiverem presentes no gás frio. As atmosferas das estrelas são o exemplo mais típico.
3. Espectros de emissão: São produzidos por gases pouco densos (transparentes), a altas temperaturas. Aparecerão então linhas de emissão correspondentes aos elementos químicos de que o gás é constituído. Ao contrário das linhas de absorção, o espectro de emissão não requer necessariamente que haja uma fonte contínua atrás do gás. Há casos, no entanto, em que o gás quente envolve uma fonte contínua (por exemplo, a fotosfera de uma estrela), cuja temperatura é mais baixa que o gás. Nessa situação, formam-se linhas de emissão brilhantes sobrepostas ao contínuo da fotosfera.

William Huggins e sua esposa, Margaret Huggins, no seu trabalho de 1899, estabeleceram a distinção entre Galáxias e Nebulosas através da espectroscopia. Nebulosas como a de Órion têm espectro de emissão pura característico de gás, enquanto Galáxias, como Andrômeda, têm as características espectrais de estrelas (Napoleão 2020). Em 1868, o Padre Angelo Secchi conseguiu observar e classificar cerca de 4000 estrelas. Ele adotou a intensidade das linhas de hidrogênio como critério principal. Mais tarde, as linhas do espectro de hidrogênio seriam conhecidas como a série de Balmer. As estrelas que

apresentavam as linhas de Balmer mais fortes recebiam classificação Tipo I; a seguinte, Tipo II; e assim por diante (Napoleão 2020). A Tabela 1.2 traz a classificação de algumas estrelas estabelecidas por Secchi (Marchi et al. 2017)

Tabela 1.2: Resumo da Classificação de Secchi.

Classe I	Estrelas brancas como Sirius e Vega
Classe II	Estrelas amarelas como o Sol
Classe III	Estrelas alaranjadas como Antares
Classe IV	Estrelas vermelhas como Mira

Fonte: (Marchi et al. 2017)

Mais tarde, em Harvard, Pickering, com o apoio das fotografias de espectro feitas pioneiramente por Henry Draper e do Draper Fund, junto com três astrônomas (Williamina Fleming, Antonia Maury, Annie Jump Cannon), analisaram e classificaram, com base na classificação de Secchi, cerca de 10.000 estrelas e foi publicado o novo esquema de classificação no qual as estrelas eram nomeadas de A até M e de N até Q, estrelas menos numerosas que não se encaixavam na sequência regular (Hoffleit 2002).

Antonia Maury continuou os trabalhos no Harvard College Observatory e criou o novo sistema de classificação baseado no sistema Pickering-Fleming. A classificação de Maury era dividida em 22 grupos, representados por numerais romanos, com subdivisões *a*, *b*, *c*, para indicar se as linhas espectrais eram relativamente largas, indistinguíveis ou excepcionalmente nítidas (Hoffleit 2002). Mais tarde, Hertzsprung ao analisar o trabalho de Maury, percebeu que as estrelas para as quais ela atribuiu a letra *c* eram na verdade estrelas de grande luminosidade (Marchi et al. 2017). Ao comparar o seu sistema de classificação com o de Pickering-Fleming, ela verificou que a classe A segue B e não antecede; a classe O, antecede B; entre outras.

Após Maury sair do Harvard College Observatory, Annie Jump Cannon passou a ser responsável pela classificação espectral. Em 1901, ela publicou o seu sistema de classificação espectral que ficou conhecido como Classificação Espectral de Harvard. O sistema contém 7 classes e cada classe é subdividida em dez, na qual as letras *O*, *B*, *A*, *F*, *G*, *K*, *M* representavam as classes. Essa classificação ficou sendo lembrada pela mnemônica “*Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me*” (“Oh, seja uma boa garota, beije-me”). Anos depois foram descobertos tipos espectrais menos comuns que receberam as letras *R*, *N* e *S*. A mnemônica passou a ser *Oh, Be A Fine Girl, Kiss Me Right Now, Sweetheart* (“Oh,

seja uma boa garota, beije-me agora mesmo, querida”). Para fazer essa classificação foi levado em consideração a temperatura das estrelas, e todas as linhas espectrais, não só a de hidrogênio (Marchi et al. 2017).

A espectroscopia estelar classifica as estrelas a partir das suas linhas de absorção. Cada linha representa um íon de um elemento químico presente na estrela, e sua largura representa a abundância. Na classificação de Connon, as estrelas do tipo *O* têm linhas de Balmer do hidrogênio fracas, as do tipo *A* apresentam linhas mais fortes, já as do tipo *F* têm suas linhas diminuídas. Essa variação é atribuída à diferença na abundância de elementos químicos presentes nas estrelas (Marchi et al. 2017). Abaixo, são destacadas as principais características de cada tipo espectral, e a Tabela 1.3 apresenta uma comparação detalhada entre os diferentes tipos espectrais.

Tipo O São estrelas que apresentam linhas de absorção dominantes e emissão para linhas de He II (Si IV proeminente ionizado, O III, N III e C III) e linhas de hélio neutras. Apresentam raias de hidrogênio ionizada proeminentes (linhas de Balmer). Elas têm alta luminosidade e emissão de luz, têm maior concentração no ultravioleta e cor azulada. Possui as temperaturas mais elevadas e enorme massa que proporciona um núcleo quente e com reações intensas fazendo com que tenham uma vida curta na sequência principal por queimar o combustível muito rápido. Estima-se que em cada 1 de 3000000 é uma estrela de classe *O*. Essas estrelas podem terminar suas vidas como um buraco negro ou virar uma estrela de nêutrons. Exemplos de estrelas conhecidas da Classe *O* são: Zeta Orionis, Zeta Puppis, Mintaka.

Tipo B Conhecidas como supergigantes azuis, têm emissão poderosa e também são muito luminosas. Em comparação ao sol, são estrelas extremamente grandes, mas pequenas quando comparadas às estrelas de classe *O*. Possui linhas de Hélio neutro e moderadas de Hidrogênio. Também apresentam vida curta na sequência principal e podem explodir em supernovas. São vistas aglomeradas e estão associadas a nuvens moleculares gigantes. Rigel é um exemplo de estrela de Classe *B*.

Tipo A São brancas, muitas delas anãs brancas (Marchi et al. 2017). Contém linhas intensas de hidrogênio e linhas de metais ionizados. São menores que a classe *B* e vivem por

mais tempo. São estrelas de Classe *A* Deneb e Sirius. Essas estrelas estão entre as mais comuns vista a olho nu.

Tipo F Estrelas que se caracterizam pelas suas linhas fracas de hidrogênio e metais ionizados. Tendem a ser estrelas da sequência principal, pois como são menos massivas que as do tipo O, B, A permanecem mais tempo na sequência principal. Apresenta uma cor branca um pouco amarelada. ex.: Fomalhaut.

Tipo G São estrelas um pouco amareladas e com fracas linhas de hidrogênio, possui linhas de metais ionizados e de metais neutros. No fim de suas vidas essas estrelas tendem a se tornar gigantes vermelhas. O Sol faz parte desse grupo e, por isso, esse deve ser o grupo de estrelas que mais conhecemos.

Tipo K Estrelas alaranjadas e mais frias que o Sol, devido a baixa temperatura tendem a ter núcleos menos intensos e com isso mais tempo de vida. Elas apresentam linhas de metal neutro e linhas de hidrogênio extremamente fracas ou não estão presentes. Estão presentes nos ramos evolutivos Gigantes, Supergigantes e na sequência principal. Arcturus, Alpha Centauri B são exemplos de estrelas de Classe *K*.

Tipo M São as estrelas mais numerosas com baixa temperatura. Todas as anãs vermelhas pertencem a esta classe. Cerca de 80% das estrelas da sequência principal são anãs vermelhas. As linhas espectrais são predominantemente de moléculas e metais neutros, o dióxido de titânio pode ser forte nessas estrelas. Antares, Betelgeuse e Mira pertencem a Classe *M*.

1.4 Sonda Kepler

A sonda Kepler foi lançada ao espaço em 2009 pelo foguete Delta II (Borucki et al. 2010). Esse foguete foi fabricado e projetado pela empresa McDonnell Douglas Corporation no início dos anos 1980, mas apenas em 1989 o Delta II teve seu primeiro lançamento e permaneceu em operação até 2018. Entre 1998 e 2010, o Delta II foi responsável por levar ao espaço 60% dos satélites científicos da NASA. Várias missões a Marte, como o Mars Pathfinder e os rovers Spirit e Opportunity, foram lançadas com o uso do Delta II (Tillman 2018).

Tabela 1.3: Principais características das classes espectrais

Propriedade	O	B	A	F	G	K	M
T_{ef}	≥ 30000	10000-30000	7500-10000	6000-7500	5000-6000	3500-5000	≤ 3500
Cor	Azul	Azul-Branca	Branca	Branca- Amarelada	Amarela	Laranja	Vermelha
Massa	≥ 16	2,1 - 16	1,4 - 2,1	1,04 - 1,4	0,8 - 1,04	0,45 - 0,8	$\leq 0,45$
Raio	$\geq 6,6$	1,8 - 6,6	1,4 - 1,8	1,15 - 1,4	0,96-1,15	0,7-0,96	$\leq 0,7$
Luminosidade	≥ 30000	25 - 30000	5 - 25	1,5 - 5	0,6 - 1,5	0,08-0,6	$\leq 0,08$
Índice de cor	-0,3	-0,2	0,0	0,4	0,6	1,0	1,5
% de estrela na sequencia principal	$\sim 0,00003$	0,13	0,6	3	7,6	12,1	76,45
Exemplo	λ Ori	Rigel	Vega	Procyon	Sol	Arcturus	Betelgeuse

Fonte: O autor

Ao longo de aproximadamente três décadas, o sistema Delta se consolidou como uma plataforma de lançamento altamente confiável, apresentando uma taxa de sucesso de 98,7%. Este foguete foi projetado para operar com dois ou três estágios, sendo frequentemente complementado por foguetes auxiliares, o que proporcionou flexibilidade e desempenho otimizado para uma variedade de missões espaciais. Alcançando 37,8 metros de altura, o veículo consegue colocar cargas de até 2142 kg em órbitas geoestacionárias. O motor principal é o RS-27A, com dois motores de foguetes vernier com capacidade de 1000 libras de empuxo cada um. O Delta II é composto por 9 motores principais. Em 15 de setembro de 2018, ele colocou a espaçonave ICESat-2 em órbita, marcando o 155º e último voo do Delta II (Tillman 2018).

O delta II levou a sonda Kepler, partindo de Cabo Canaveral, Flórida-EUA, a uma órbita heliocêntrica, com excentricidade orbital de 0,03116 e inclinação orbital de 311,67°. Embora o período orbital da terra seja de 365,25 dias, o Kepler teve o período orbital de 372,57 dias.

Em maio de 2013, a nave espacial Kepler perdeu a segunda das quatro rodas de reação, semelhantes a giroscópios, que serviam para apontar a nave com precisão, além de dar estabilidade; apenas com 2 rodas não era possível posicionar o telescópio e mantê-lo apontado para um alvo sem sair do curso. Isso ocorria devido à força exercida pelo vento solar que chegava nele. Sendo assim, os engenheiros usaram o próprio vento solar para manter o direcionamento, dando uma sobrevida à espaçonave. Essa nova missão recebeu o nome de K2 e passou a escanear uma faixa maior do céu do que antes, mudando seu campo de visão para novas partes do céu, aproximadamente, a cada 3 meses (Howell et al. 2014).

K2 durou tanto quanto a primeira missão e elevou a contagem de estrelas pesquisadas pelo Kepler para mais de 500.000. A missão também iniciou novos tipos de pesquisa, como o estudo de objetos dentro do nosso sistema solar, estrelas explodidas e buracos negros supermassivos distantes no coração das galáxias (NASA 2018).

O Kepler permaneceu em atividade até 2018 quando seu combustível esgotou. O Kepler foi fundamental para as novas perspectivas nas áreas de Astrofísica estelar e exoplanetas, além de encontrar cerca de 2,6 mil planetas fora do Sistema Solar, os dados da sonda Kepler são estudados até hoje (*Sem combustível, telescópio Kepler tem "morte" decretada pela NASA* 2021). Seu principal objetivo era investigar a estrutura e diversidade dos

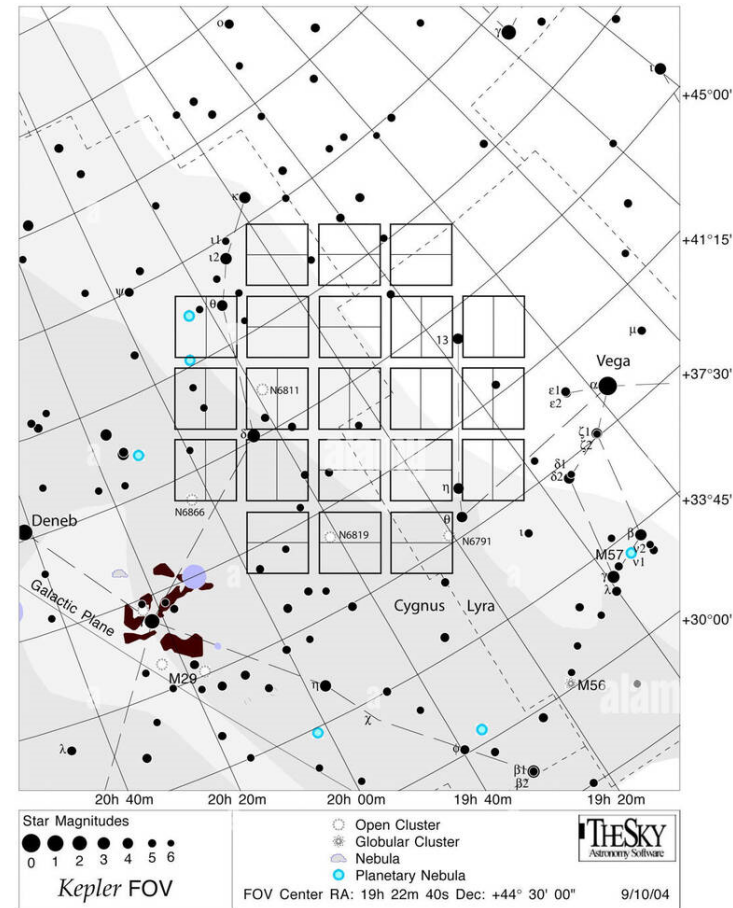
sistemas planetários, tendo como principal propósito determinar o percentual de planetas extra-solares do tipo Terra que estariam dentro da zona habitável ou (N. M. Batalha et al. 2010) próximo a ela (F. A. d. Silva 2017). Como observatório espacial, o Kepler vasculhou a Via Láctea à procura de exoplanetas usando fotometria. A sonda fez observações de mais de 100.000 estrelas simultaneamente (*NASA's Space Physics Data Facility (SPDF)* 2021) durante 9,5 anos em uma órbita heliocêntrica com período de 372,5 dias. A estratégia de apontamento da missão era manter o satélite observando continuamente o mesmo campo de visão. Assim, a região escolhida não podia ser ocultada em nenhum momento durante o ano e devia conter uma grande quantidade de estrelas apropriadas para observação. A figura 1.3 mostra o campo de visão escolhido um pouco ao norte do plano galáctico entre as constelações de Cisne e Lira e centrada nas coordenadas galácticas $N76,53^\circ$, $+13,29^\circ$ (F. A. d. Silva 2017).

O fotômetro usado no Kepler é um instrumento simples e de propósito único. É basicamente um projeto de telescópio Schmidt com uma abertura de 0,95 metros e um campo de visão de 115 graus quadrados (cerca de 12° de diâmetro). O fotômetro é composto por um instrumento que é uma matriz de 42 CCDs (dispositivo de carga acoplada). Cada CCD de 50x25 mm possui 2200 x 1024 pixels. Os CCDs são lidos a cada três segundos para evitar a saturação. Apenas as informações dos pixels CCD onde há estrelas mais brilhantes do que a magnitude de 16 são registradas. Os CCDs não são usados para fazer fotos. As imagens são intencionalmente desfocadas $10''$ de arco para aprimorar a precisão fotométrica. O instrumento possui uma passagem de banda espectral de 400 nm a 850 nm. Os dados individuais dos pixels que compõem cada uma das mais de 150.000 estrelas da Sequência Principal são continuamente e simultaneamente registrados (Johnson 2015).

1.5 Gaia

O Gaia é uma missão de astrometria da Agência Espacial Europeia (ESA), com uma vida útil de 5 anos. Seu objetivo principal foi a construção de um catálogo tridimensional contendo 1 bilhão de estrelas, com ênfase na obtenção de medições altamente precisas das posições, distâncias, movimentos próprios e variações de brilho dessas estrelas. Ele monitorou estrelas com magnitude aparente máxima $G = 20$ por cerca de 70 vezes nesses

Figura 1.3: A figura mostra o campo de visão (FOV) do satélite Kepler. Na imagem é possível identificar as principais estrelas da região com base em sua magnitude, e também algumas estruturas como aglomerados e nebulosas. Os retângulos horizontais e verticais representam os 42 CCD's usados para captar a luz das estrelas (F. A. d. Silva 2017).



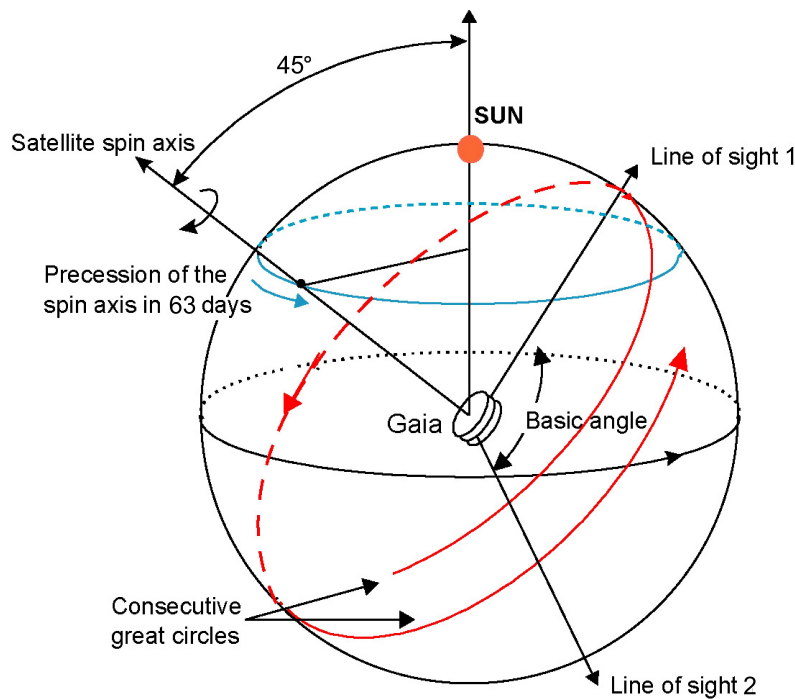
Fonte: (F. A. d. Silva 2017).

5 anos, registrando seu brilho, cor e posição em dois campos de visão separados por um ângulo de $106,5^\circ$. Na sua essência, o Gaia são dois telescópios espaciais que funcionam como um. Eles usam 10 espelhos de vários tamanhos e formatos de superfície para coletar, focar e direcionar a luz para os instrumentos de detecção: arômetro, fotômetro e espectrômetro. Cada telescópio tem um espelho retangular primário com área de $0,7m^2$. A sensibilidade do instrumento permitiu cobrir distâncias superiores a 20 kiloparsecs, incluindo o bojo da nossa galáxia e os braços espirais. O Gaia, no total, tem apenas 3,5 metros de diâmetro (Lindgren et al. 2018).

Gaia usa o conceito de astrometria global demonstrado pelo Hipparcos. O princípio é ligar estrelas com grandes distâncias angulares em uma rede onde cada estrela está conectada a um grande número de outras estrelas em todas as direções. A condição de

fechamento da rede garante a redução dos erros de posição de todas as estrelas, isto é conseguido pela observação simultânea de dois campos de visão separados por um ângulo básico muito estável. A espaçonave está girando lentamente a uma taxa angular constante de $1^\circ/\text{min}$ em torno de um eixo de rotação perpendicular a ambos os campos de visão, que descreve um grande círculo no céu em 6 horas. O eixo de rotação da espaçonave forma um ângulo de 45° com a direção do Sol (Figura 1.4). Uma precessão lenta em torno da direção Sol-Terra, com um período de 63,12 dias, permite repetir a observação de objetos celestes com 86 trânsitos em média ao longo dos 5 anos da missão (Lindegren et al. 2018).

Figura 1.4: Ilustração do princípio de varredura do céu do GAIA.



Fonte: ESA

Neste trabalho, abordamos um ramo evolutivo estelar conhecido na literatura como Subgigante, a partir dos dados obtidos pelas missões Gaia e Kepler. Com o objetivo de analisar a taxa de variação da excentricidade orbital de sistemas binários, focamos especificamente em sistemas binários eclipsantes subgigantes, buscando entender como a excentricidade desses sistemas se comporta à luz das teorias de maré. Dessa forma, buscamos, de maneira substancial, contribuir para o aprofundamento do conhecimento sobre a trilha evolutiva estelar.

No capítulo 2 discorreremos a evolução estelar segundo sua classificação de massa: estrelas com massa muito baixa em relação ao Sol, estrelas de baixa massa em relação

ao Sol e estrelas com massa intermediária e massivas em relação ao Sol; estrelas binárias e suas classificações quanto ao contato e seu método de detecção; parâmetros físicos dos sistemas binários e teorias de marés encontradas na literatura atual.

No capítulo 3, apresentaremos a metodologia aplicada em todo o processo feito para aquisição e análise dos dados dos satélites Kepler e Gaia e os métodos usados nos filtros. Descreveremos como foi feita a análise, fazendo cruzamento com bancos de dados de trabalhos como o de Mathur (Mathur et al. 2017) e Kirk (Kirk et al. 2016). E como encontramos dados referentes às estrelas.

No capítulo 4, explanamos sobre os resultados e discussões sobre as estrelas encontradas que se encaixam nas características específicas deste trabalho.

E por fim, no capítulo 5 relataremos nossas conclusões a partir dos resultados encontrados sob a perspectiva dos nossos referentes teóricos.

Capítulo 2

Fundamentação teórica

2.1 Evolução estelar no contexto das subgigantes

Na evolução estelar temos o Ramo das Subgigantes que é o estado subsequente da sequência principal, formado, principalmente, por estrelas de baixa massa ($0,4 M_{\odot} \leq M \leq 2,3 M_{\odot}$) e intermediária ($2,4 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$). As estrelas da sequência principal transformam hidrogênio em hélio nos seus núcleos, seguindo a cadeia p-p¹, na qual fornece energia para a estrela. À medida que a quantidade de hidrogênio no núcleo de uma estrela da sequência principal diminui e a quantidade de hélio aumenta, a temperatura aumenta devido ao colapso gravitacional, ocasionando também um aumento da taxa de queima do hidrogênio (Salaris e Cassisi 2005), devido à taxa de fusão aumentar aproximadamente com T^4 . Durante a conversão de H em He, o número de partículas livres diminui e, conseqüentemente, a pressão de radiação também diminui. Por outro lado, com a diminuição da pressão de radiação, a gravidade passa a vencer o equilíbrio hidrostático e, conseqüentemente, a estrela se contrai e aquece para manter o equilíbrio. O efeito conjunto do aumento da temperatura e do peso molecular médio, diminuição da pressão de radiação e opacidade acarreta em um aumento da luminosidade da estrela. Com a exaustão de todo o hidrogênio no núcleo da estrela, temos um núcleo que não fornece nenhuma contribuição para a produção de energia e, assim, temos o fim da estadia da estrela na sequência principal.

Uma das principais características que interferem no processo evolutivo das estrelas

¹Cadeia próton-próton, p-p, consiste em uma série de reações termonucleares pelas quais o hidrogênio é transformado em hélio nas estrelas. Essas cadeias são chamadas assim porque começam pela fusão de dois núcleos de prótons (LeBlanc 2011)

é a massa, mas existem outros fatores que interferem diretamente no caminho evolutivo e na estrutura. A abundância de hélio, por exemplo, interfere diretamente na queima do H; por ter um núcleo mais massivo e desprovido de elétrons livres em altas temperaturas, influencia a densidade e as propriedades radiativas do plasma estelar. Por não contribuir significativamente com a absorção da radiação, o aumento do He ocasiona uma diminuição da opacidade que, por sua vez, aumenta a taxa de queima do H no núcleo estelar ao reduzir o isolamento térmico do núcleo e fazendo com que o núcleo se contraia mais rapidamente (Kippenhahn et al. 1990). Assim, há um encurtamento da vida da estrela na sequência principal. A metalicidade também interfere no processo evolutivo das estrelas. O aumento da metalicidade ocasiona um aumento na opacidade radiativa estelar e as estruturas mais externas tornam-se mais frias. Entretanto, a metalicidade interfere bem menos na geração de energia nuclear. Isso porque a eficiência da cadeia p-p não depende da abundância de elementos mais pesados. A abundância química das estrelas subgigantes é extremamente afetada pela rotação nos modelos não-padrões, segundo F. A. d. Silva (2017). Outro fator é a forma de transporte de energia; a convecção interfere no raio e na temperatura efetiva da estrela.

A abundância química é importante para identificar estrelas subgigantes evolucionárias, por exemplo, a determinação do lítio que está diluído em subgigantes. De acordo com o modelo, quando a estrela sai da sequência principal, a quantidade de lítio diminui devido às reações nucleares² (Iben Jr 1965). Estrelas evoluídas possuem, em geral, menor abundância de lítio. Lebre et al. (1999) relaciona a quantidade de lítio com a temperatura efetiva. Nota-se que, em estrelas simples, a quantidade de lítio varia diretamente proporcional à temperatura. A baixa quantidade de lítio também está ligada a estrelas com rotações mais lentas, mas não há uma clara relação entre a velocidade de rotação e a abundância de lítio. Algumas estrelas exaurem todo o lítio na sequência principal. As estrelas subgigantes em um sistema binário apresentam uma diminuição do lítio em função da diminuição da temperatura; quanto menor a temperatura, menor é a abundância, mas a diminuição da abundância não é tão acentuada como em estrelas simples. Lebre et al. (1999) encontrou uma diminuição brusca na abundância de lítio por volta de uma temperatura efetiva de 5600 K, para estrelas simples. Em estrelas binárias, a diminuição repentina ocorre por volta dos 5400 K. (Lebre et al. 1999) Há um grupo de

²O fator de seção transversal para a reação $\text{Li}^6(p,\alpha)\text{He}^3$ é de $2,5 \times 10^3$ Kev barns. O Li^6 é destruído em aproximadamente os 99% da massa interna da estrela (Iben Jr 1965).

estrelas subgigantes que tem uma maior abundância de carbono e outros elementos produzidos no *s-process*³. Além das linhas de C₂, elas apresentam fortes linhas de Sr II e outras linhas metálicas um tanto fracas, sendo classificadas como tipo espectral G. Acredita-se que essas estrelas surgiram a partir de misturas violentas que ocorrem nas gigantes vermelhas da População II⁴. Naturalmente, as estrelas subgigantes ricas em carbono dão origem às estrelas gigantes ricas em carbono (Bond 1974).

Após o fim da queima do hidrogênio, no núcleo das estrelas resta apenas hélio, e chega-se ao fim da permanência das estrelas na sequência principal; portanto, o ingresso no ramo das subgigantes acontece. Entretanto, não são todas as estrelas que vão para o ramo das subgigantes evolucionárias, isso vai depender principalmente da massa da estrela. O novo núcleo rico em hélio começa a colapsar gravitacionalmente gerando um aumento de sua temperatura. Com o aumento da temperatura, a camada que envolve o núcleo, rica em hidrogênio, inicia o processo de queima de hidrogênio em hélio. A energia fornecida a partir dessa reação pode ser maior que a queima no núcleo⁵, assim, há uma expansão do raio da estrela e uma diminuição de temperatura efetiva. Como dito anteriormente, o processo vai depender da massa total da estrela. Portanto, vamos separar o processo de saída da sequência principal para o ramo das Subgigantes a partir da quantidade de massa (Salaris e Cassisi 2005).

Salaris e Cassisi (2005) descrevem algumas regras básicas de evolução estelar, levando em consideração a massa e a composição.

- Quanto maior a massa, mais curto será a duração da vida da estrela.
- Quanto menor a massa, maior será a densidade central e menor a temperatura central em dada fase evolutiva.
- Quanto maior a metalicidade - mantendo a abundância inicial do He fixa - menor será a luminosidade a temperatura efetiva, e maior a escala de tempo evolutivo de uma estrela, de uma dada massa, durante as principais fases evolutivas.

³Processo de captura de nêutrons lenta manda como base o decaimento β . Esse processo é um tipo de nucleossíntese, na qual exige menor temperatura e densidade de nêutrons nas estrelas em relação ao r-process, seu oposto (LeBlanc 2011)(Salaris e Cassisi 2005)

⁴As estrelas da população II são as estrelas mais velhas, vermelhas e pobres em metais, que se concentram principalmente no bojo e halo das galáxias

⁵O colapso gravitacional fornece muita energia as camadas mais externa ao núcleo, resultando em uma eficiência de fusão e liberação de energia que pode ser maior que ao processo de fusão no núcleo

- Quanto maior o volume inicial de He - mantendo a metalicidade fixa - maior será a luminosidade e temperatura efetiva, e menor a escala de tempo evolutiva de uma estrela de uma dada massa durante as principais fases evolutivas.

2.1.1 Estrelas com massa muito baixa ($M < 0,4M_{\odot}$)

Estrelas de massa $< 0,4M_{\odot}$ são consideradas estrelas com massa muito baixa. Essas estrelas são totalmente convectivas e apresentam altos valores de opacidade. Devido ao transporte energético dessas estrelas ser, basicamente, por convecção, elas queimam todo o seu hidrogênio, tanto do núcleo como nas camadas mais externas. Sendo assim, estrelas com massa muito baixa não evoluem para o ramo das subgigantes. Essas estrelas passam muito tempo na sequência principal e sua evolução é insignificante dentro do tempo de Hubble ⁶ (Salaris e Cassisi 2005).

2.1.2 Estrelas de baixa massa ($M < 2,3M_{\odot}$)

Ao se aproximar da exaustão do hidrogênio em seu núcleo, estrelas de baixa massa têm um núcleo radiativo e não convectivo. Após todo o hidrogênio do núcleo ser fundido para formar hélio, a camada que envolve o núcleo (envelope) continua com uma casca de queima de hidrogênio; assim, temos o ingresso da estrela no Ramo das Subgigantes. O núcleo rico em hélio ainda não possui massa suficiente para iniciar a fusão de hélio e encontra-se abaixo do limite de Schönberg–Chandrasekhar⁷, que define a massa mínima necessária para que o núcleo seja capaz de atingir as condições de temperatura e pressão adequadas à fusão do hélio. Com a casca de hidrogênio realizando fusão, o núcleo de He continua a crescer e a casca caminha em direção à superfície. Devido à grande dependência da eficiência do ciclo CNO* com a temperatura, o envelope torna-se cada vez mais fino à medida que o hidrogênio se esgota rapidamente na parte interna e a temperatura do

⁶Nomeado em homenagem ao astrônomo pioneiro Edwin Hubble, o Telescópio Espacial Hubble é um grande observatório assentado no espaço, que revolucionou a astronomia desde seu lançamento e implantação pelo ônibus espacial Discovery em 1990 (Belleville 2019).

⁷Quando o hidrogênio no núcleo de uma estrela se esgota, resta um núcleo de hélio cercado por um envelope de hidrogênio. Como a temperatura é alta, a base do envelope continua a queima do hidrogênio. Schönberg e Chandrasekhar encontraram um valor limite que relaciona a massa do núcleo com a massa estelar total ($M_{\text{núcleo}}/M_{\text{total}}$). De modo que se a razão for maior que o limite estabelecido com Schönberg–Chandrasekhar, o núcleo deve contrair em escalas de tempo de Kelvin-helmholtz porque o núcleo isotérmico não pode suportar a pressão exercida pelas camadas sobrepostas do envelope. O valor exato do limite de Schönberg–Chandrasekhar depende da razão entre o peso molecular médio na camada externa e no núcleo isotérmico. (Salaris e Cassisi 2005) $\left(\frac{M_{\text{core}}}{M_{\text{tot}}}\right)_{\text{SC}} = 0,37 \left(\frac{\mu_{\text{env}}}{\mu_{\text{core}}}\right)^2$

envelope diminui. Nesse momento, a principal fonte de energia da estrela é a queima de H nas camadas mais externas. Devido a isso, há uma expansão do envelope e a luminosidade da estrela permanece aproximadamente constante. Com a expansão e o resfriamento das camadas mais externas, a convecção, já presente no envelope, penetra mais profundamente. À medida que a profundidade da penetração aumenta, há uma mistura maior dos elementos presentes nas estrelas. Assim, há um aumento da abundância de He na superfície da estrela. Essa fase é chamada de *first dredge up* ou primeira dragagem, em tradução livre (Salaris e Cassisi 2005).

De acordo com Salaris e Cassisi (2005), os principais resultados são os seguintes: uma duplicação (aproximadamente) da abundância de ^{14}N na superfície, uma redução na abundância de ^{12}C na superfície em aproximadamente 30%, a formação de uma superfície com a razão $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ de cerca de 20-30, uma redução de várias ordens de magnitude das abundâncias de Li e Be no envelope e uma mudança muito leve na abundância do ^{16}O . Quaisquer alterações nos parâmetros que afetam o tamanho do envelope convectivo, ou seja, a massa total, metalicidade, teor de He, eficiência da convecção superadiabática, podem produzir diferenças consideráveis nas abundâncias superficiais desses elementos (Salaris e Cassisi 2005).

À medida que a casca queima hidrogênio, a densidade do núcleo de He aumenta e a geração de energia gravitacional no interior do núcleo é positiva. Após um grande aumento de sua massa, a degeneração de elétrons no núcleo fica cada vez mais forte e temos um aumento monotônico da temperatura do núcleo. Quando a temperatura atinge 10^8 K, dá-se a ignição do He; com isso, a queima de hidrogênio na casca e a luminosidade aumentam com temperaturas efetivas aproximadamente constantes. Portanto, assim se dá a saída da estrela do Ramo das Subgigantes e o início do Ramo das Gigantes Vermelhas (Salaris e Cassisi 2005).

2.1.3 Estrelas com massas intermediárias ($2,3M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$) e massivas ($M > 10M_{\odot}$)

Com o fim da queima do hidrogênio no núcleo, temos um núcleo rico em He que começa a se contrair lentamente. Normalmente, estrelas com massa maior que 2 massas solares, quando terminam a queima do H, o núcleo já está acima do limite de Schönberg–Chandrasekhar. A queima do hidrogênio inicia ao redor do núcleo de He e

mais hélio é depositado no núcleo e, assim, a massa do núcleo aumenta além do limite de Schönberg–Chandrasekhar, para todas as estrelas. Devido a isso, o tempo dessas estrelas do Ramo das Subgigantes é menor (Salaris e Cassisi 2005).

A casca que funde hidrogênio segue o ciclo CNO como mecanismo de fusão, conforme eq. 2.1. Durante a contração do núcleo, o envelope que o envolve se expande e as camadas mais exteriores esfriam; a opacidade⁸ do envelope aumenta radicalmente. A luminosidade tende a ficar constante, tendo um aprisionamento melhor de energia no envelope. A medida que as camadas externas esfriam, surge o processo de convecção; devido a ser um transporte eficiente de energia, a convecção acaba retardando a expansão das camadas mais externas da estrela até que cesse a expansão. Com o fim da expansão, a estrela tende a manter a temperatura constante, mas sua luminosidade aumenta devido à diminuição da opacidade, o que faz com que ela se desloque do DHR da banda azul para a vermelha. Com o aumento da temperatura a aproximadamente 10^8 K no interior da estrela, devido à contração do núcleo, a queima do He se inicia e a estrela entra em uma nova fase evolutiva.



Como o núcleo inicial de He dessas estrelas tem massa maior, o processo de contração até o fusionamento do He ocorre mais rapidamente, levando apenas alguns milhões de anos. Estrelas com massa $3M_{\odot}$ passam por volta de 12 Ma na fase das subgigantes, enquanto estrelas com massa por volta de $6M_{\odot}$ demoram apenas 1 Ma. Em comparação com o período de vida da estrela na sequência principal, esse período é muito curto e isso diminui a probabilidade de encontrar estrelas Subgigantes. O resultado é um espaço pouco preenchido entre a sequência principal e o Ramo das Gigantes que recebeu o nome de *Hertzsprung gap*.

Estrelas com massa maior que $10 M_{\odot}$ passam pouco tempo na fase subgigante e muitas das vezes elas pulam essa fase. Devido à grande massa, logo após o fim da queima do H no núcleo, já se inicia a queima do He do hidrogênio no envelope. Essas estrelas têm

⁸A opacidade é a capacidade que a matéria ou meio tem de absorver ou bloquear a passagem da radiação (Kepler e Saraiva 2014). A opacidade resiste ao fluxo de radiação assim como a resistência elétrica resiste a passagem de corrente elétrica. Quando a opacidade é maior, o gradiente de temperatura precisa ser mais íngreme para forçar um determinado fluxo de fótons através da matéria estelar (Salaris e Cassisi 2005). A opacidade influencia diretamente na eficiência de transporte de energia dentro de uma estrela, fusão nuclear e evolução estelar.

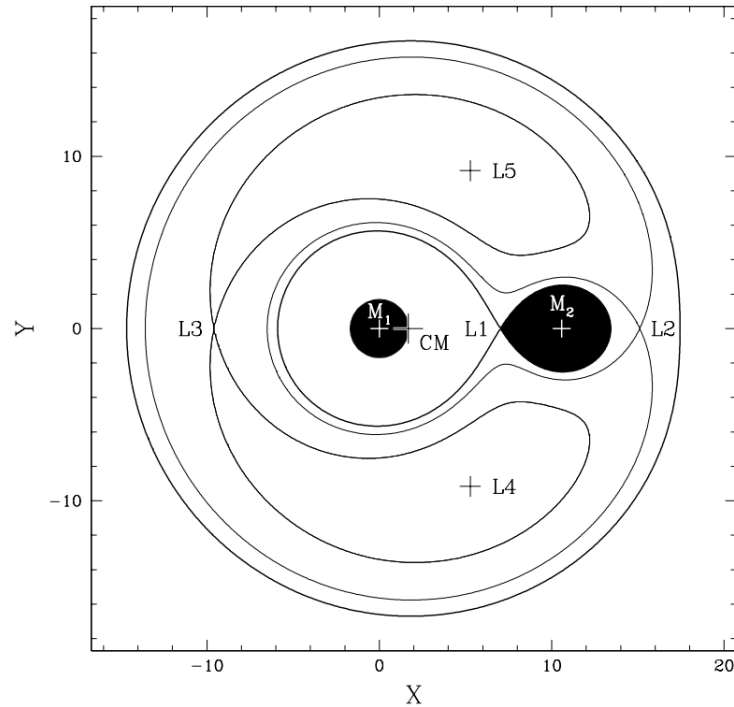
núcleos convectivos quentes, massivos e fazem fusão pelo ciclo CNO.

2.2 Estrelas Binárias

Sistemas binários ou múltiplos consistem em configurações estelares que experienciam interações gravitacionais mútuas, as quais não se limitam à simples atração gravitacional, mas também afetam o processo evolutivo de cada componente estelar. Em sistemas com separações significativas entre as estrelas, estas evoluem de forma praticamente independente, seguindo suas respectivas trajetórias evolutivas. No entanto, em sistemas binários próximos, onde a distância entre as componentes é reduzida, resulta em uma evolução estelar mutuamente influenciada e, em alguns casos, ocorre uma transferência de massa significativa entre as estrelas; por exemplo, quando uma das estrelas atinge a fase de gigante vermelha, pode ocorrer transferência de matéria para sua companheira através dos pontos de Lagrange. A rotação binária, induzida pela interação gravitacional, fornece a energia cinética necessária para que esse processo ocorra, eventualmente levando à sincronização das rotações das estrelas (Sobrinho 2013). Cada estrela em um sistema binário possui uma região ao seu redor, definida pelo seu domínio gravitacional, denominada lóbulo de Roche, dentro da qual a estrela exerce uma atração gravitacional dominante sobre o material, impactando a dinâmica do sistema.

O lóbulo de Roche é uma região ao redor da estrela com uma superfície equipotencial de densidade e pressão constante. Quanto maior a estrela, maior será o Lóbulo de Roche. Essas regiões são vinculadas a 5 pontos Lagrangianos. O ponto de Lagrange, definido pelo matemático Joseph-Louis de Lagrange, é um ponto de equilíbrio entre dois corpos celestes onde o somatório de forças gravitacionais que atuam nesse ponto é zero. A figura 2.1 mostra os possíveis pontos de Lagrange em um sistema binário. O Lóbulo de Roche é ligado à estrela gravitacionalmente, e muitas das vezes, em sistemas binários, essa região é preenchida quando uma das estrelas está na fase Supergigante vermelha. A matéria que escapa do Lóbulo de Roche, escapa pelo ponto lagrangeano, e muitas das vezes, o plasma se deposita na estrela companheira. Quanto maior a massa da estrela, maior será o Lóbulo de Roche.

Figura 2.1: Vista esquemática dos pontos de Lagrange e do Lóbulo de Roche.



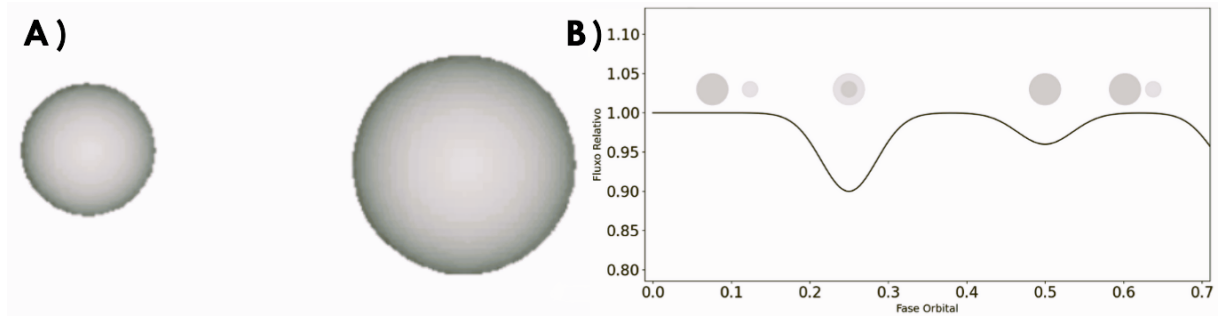
Fonte: Barblan et al. (1998)

2.2.1 Classificação quanto ao contato das estrelas

Binárias de Não contato

No presente sistema, nenhuma das estrelas preenche o Lóbulo de Roche, resultando na ausência de contato direto e transferência de massa entre as componentes estelares (Sobrinho 2013). A morfologia das estrelas é principalmente determinada pelo grau de preenchimento de seus respectivos Lobos de Roche. Entretanto, ocorre transferência de massa por meio de ventos estelares, mas a quantidade de massa transferida é insuficiente para provocar interferências significativas na evolução das estrelas (Osorio 2009). Contudo, efeitos de maré atuam entre as componentes, promovendo a transferência de momento angular entre as estrelas e a órbita devido (Osorio 2009). Nesse contexto, empregam-se as relações teóricas típicas dessa fase evolutiva para descrever o comportamento do sistema para estrelas simples, evidenciando que a influência do sistema binário ocorre apenas na rotação (Osorio 2009). A figura 2.2 representa a morfologia e o diagrama de luz de um sistema binário de não contato eclipsante.

Figura 2.2: A figura **A** representa o sistema binário eclipsante de não contato. A figura **B** é um diagrama de fase da curva de luz durante o período orbital do sistema eclipsante de não contato. O primeiro vale acontece quando a estrela mais brilhante, primária, encobre a estrela menos brilhante, secundária, em relação ao observador. No segundo vale, a estrela secundária passa na frente do primária, ocasionando um vale mais profundo.



Fonte: O autor

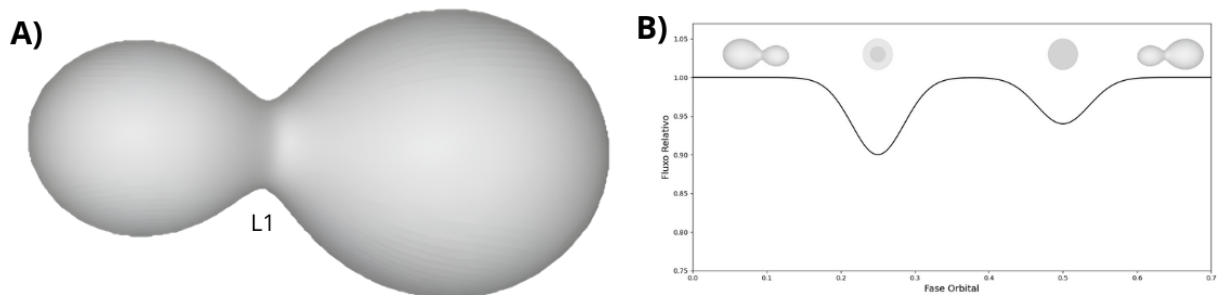
Binárias de Semi-contato

Binárias de semi-contato se caracterizam por apenas uma das estrelas ter a região do Lóbulo de Roche preenchida. Nessa configuração, há uma transferência de massa que acontece - através do ponto de Lagrange L_1 (Figura 2.1)- da estrela com o lóbulo de Roche preenchido para a estrela receptora. Segundo Percy (2007), é comum a presença de um disco de acreção na estrela receptora durante o processo de recebimento de matéria. A troca de massa influencia na evolução, estrutura e na órbita do sistema.

Binárias de Contato

Nesse caso as duas estrelas estão com a região de Lóbulo de Roche preenchida, fazendo com que suas superfícies se toquem através do ponto Lagrangeano L_1 , como mostra a figura 2.2.1A. O período de rotação desse sistema eclipsante tende a ser muito curto e é difícil determinar com precisão o princípio e o fim do trânsito. Em alguns casos, o Lóbulo de Roche satura e o sistema passa a ter dois núcleos estelares mergulhados em um envoltório comum. Acredita-se que nesses casos a temperatura das estrelas é próxima, mesmo tendo massas significativamente diferentes. A figura 2.2.1B mostra a morfologia de um sistema binário de contato e sua curva de luz.

Figura 2.3: Morfologia e diagrama de fase da curva de luz (Fluxo relativo vs Fase da órbita) para um sistema binário de contato no caso de um sistema binário eclipsante.



Fonte: O autor

2.2.2 Classificação quanto ao método de detecção

Uma das formas de classificar sistemas binários é com base nos métodos de detecção utilizados. Com os avanços tecnológicos, novas técnicas têm sido desenvolvidas, ampliando as possibilidades de identificação desses sistemas. Métodos consagrados permitem detectar sistemas binários por diferentes abordagens, embora alguns casos específicos só possam ser identificados por meio de técnicas exclusivas. Neste trabalho, apresentamos as principais classificações e métodos de detecção empregados na identificação de sistemas binários.

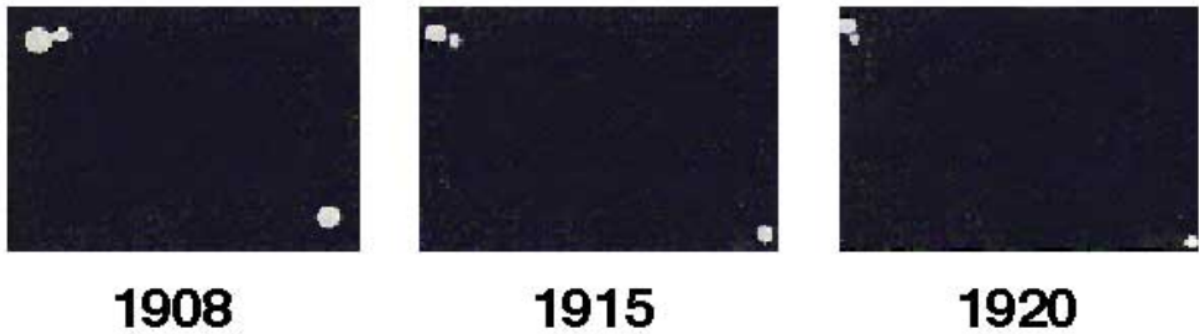
Binárias visuais

São estrelas que podem ser distinguíveis através de telescópio sem muita dificuldade, basicamente usando o telescópio e fazendo inspeção visual. O período orbital entre as estrelas é observado na medida em que o sistema se movimenta na esfera celeste, e ao passar do tempo pode-se traçar a trajetória que as estrelas fazem ao redor do centro de massa e o movimento relativo de uma à outra. Esse período de órbita pode variar de anos até séculos (Osorio 2009). A figura 2.4 mostra o sistema Kruger 60 com um período orbital de 44,5 anos. As estrelas desse sistema têm uma separação que vai de dezenas a centenas de unidades astronômicas⁹, mas as distâncias até a Terra são aproximadamente iguais (Kepler e Saraiva 2014).

Em sistemas binários desse tipo, caso apresentem raios orbitais e períodos orbitais relativamente curtos, é viável analisar separadamente o movimento de cada componente estelar, permitindo a determinação precisa de seus parâmetros físicos. A massa de cada

⁹Unidade astronômica (UA): distância entre a terra e o sol que equivale aproximadamente 149.597.870.800 m

Figura 2.4: A imagem representa um sistema de binárias visuais conhecido como Kruger 60 localizado na constelação de Cepheus e com um período orbital de 44,5 anos. A imagem foi obtida com o telescópio de 1 metro de abertura do observatório Yerkes. O sistema se encontra no canto superior esquerdo e é possível ver a separação entre as duas estrelas e também notar as diferentes posições dos objetos no céu entre os anos 1908 a 1920.



Fonte: (Reis et al. 2019).

estrela, por exemplo, pode ser calculada utilizando a terceira Lei de Kepler para sistemas binários, conforme descrito na Eq. 2.2.

$$M_1 + M_2 = \frac{4\pi^2 a^3}{GT^2} \quad (2.2)$$

na qual T é o período orbital e a é o semieixo maior da órbita de uma estrela em torno da outra. A razão entre as massas pode ser determinada a partir da razão entre as separações angulares das estrelas em relação ao centro de massa (Ostlie e Carroll 2007); assim, temos a eq. 2.3 e podemos encontrar a massa de cada uma das estrelas. A razão entre as massas pode ser determinada a partir da razão entre as separações angulares das estrelas em relação ao centro de massa

$$\frac{M_2}{M_1} = \frac{r_1}{r_2} \quad (2.3)$$

onde r_1 e r_2 representam as distâncias de cada uma das estrelas ao centro de massa do sistema (Sobrinho 2013).

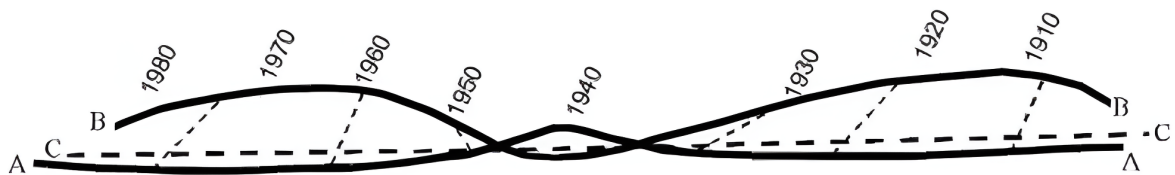
Entretanto, para conseguir visualizar e determinar o movimento das binárias visuais faz-se necessário o uso de boas imagens de telescópio. Algumas aberrações ópticas e agitações nas partículas da atmosfera terrestre podem influenciar na resolução das imagens e, assim, distorcer os resultados (Reis et al. 2019).

Binárias Astrométricas

A observação e classificação de estrelas como binárias podem ocorrer quando o sistema é analisado na faixa do espectro visível (comprimentos de onda entre 4000 e 7000 Å). Nesse cenário, uma das componentes apresenta um brilho significativamente superior ao de sua companheira, ofuscando-a e fazendo com que o sistema pareça, à primeira vista, uma única estrela. No entanto, as variações detectadas no movimento da estrela mais brilhante ao longo da esfera celeste podem revelar a presença de outro objeto celeste, evidenciando a natureza binária do sistema. A partir dessas variações do movimento da estrela principal, é possível, através da gravitação universal, calcular a massa do sistema binário (Reis et al. 2019).

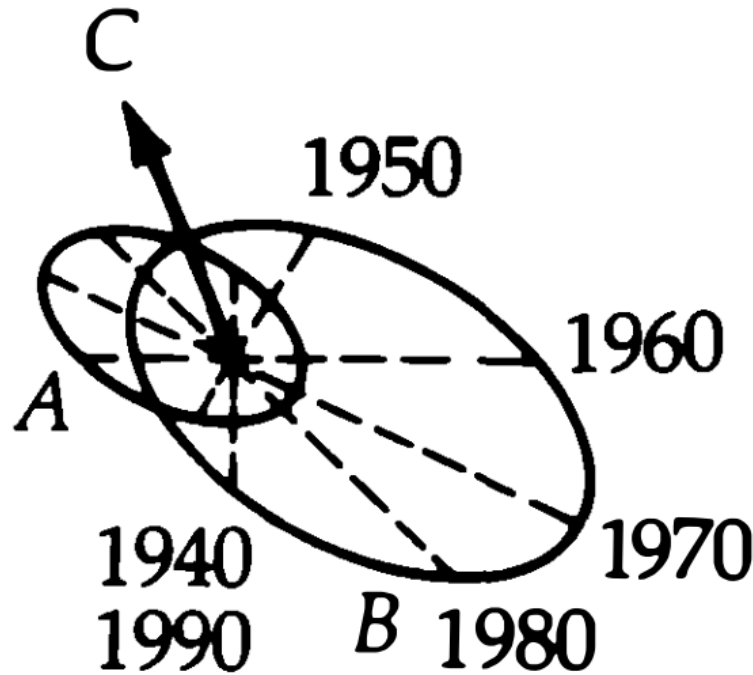
Um bom exemplo de um sistema astrométrico é o que a estrela Sírius faz parte, pois seu movimento na esfera celeste preconizava uma segunda estrela que influenciasse sua órbita, estrela que só foi descoberta em 1862, quando Alvan Graham Clark jr. conseguiu detectar uma anã branca que acompanhava Sírius A, Sírius B (Kepler e Saraiva 2014). Assim, Sírius saiu da classificação Astrométricas. A figura 2.5 mostra a oscilação dos movimentos de Sírius A (A), Sírius B (B) e do centro de massa do sistema (C). Ao observar o movimento de Sírius A é notável a existência de alguma força gravitacional influenciando seu movimento. A figura 2.6 descreve o movimento de Sírius A (A) Sírius B (c), onde C é o centro de massa do sistema (Reis et al. 2019). O sistema tem período orbital de 50 anos.

Figura 2.5: As letras A,B e C representam os movimentos aparentes da estrela Sírius A, Sírius B e do centro de massa, respectivamente. Inicialmente, apenas o movimento de Sírius A era conhecido.



Fonte: (Zeilik e Gregory 1998)

Figura 2.6: O órbita da estrela Sirius A e Sirius B em torno do centro de massa C.



Fonte: (Zeilik e Gregory 1998).

Binárias Espectroscópicas

Para que um sistema binário seja classificado como espectroscópico, se faz necessário conhecer a natureza binária das estrelas através da diferença das velocidades radiais, V_r , ou seja, através de observações espectroscópicas medidas com o uso das linhas espectrais (Kepler e Saraiva 2014) durante as diferentes fases do sistema (Osorio 2009). Nesses sistemas, o espaçamento entre as estrelas deve estar na ordem de 1 UA. Fazendo com que sua velocidade radial seja alta e seu tempo de órbita curto (Kepler e Saraiva 2014).

O efeito Doppler é aplicado na análise do espectro da estrela para identificar a binaridade. Caso seja um sistema binário, as estrelas estarão se afastando e se aproximando da Terra ao realizar suas órbitas. E esse fenômeno gera mudança de velocidade radial à medida que o tempo passa. Quando a estrela se aproxima da Terra, há uma diminuição do comprimento de onda, ocasionando um aumento da frequência que leva a luz a sofrer um desvio para o azul (blueshift). Quando a estrela se afasta da Terra, o comprimento de onda aumenta, a frequência diminui e a luz tem um desvio para o vermelho (redshift) (Reis et al. 2019). A figura 2.7 mostra como ocorre esse processo levando

em consideração que quando uma das estrelas se afasta da Terra, a outra se aproxima; assim, as linhas espectrais de cada estrela oscilam com um período bem definido com o tempo, portanto, podemos confirmar que é um sistema binário (Reis et al. 2019). As binárias espectroscópicas podem ser classificadas como de linhas simples, SBI, na qual só é visível o espectro de uma das estrelas, e só é possível observar as mudanças periódicas na velocidade. E existem as binárias espectroscópicas de linhas duplas, SBII, na qual é possível identificar os espectros das duas estrelas.

A equação 2.4 relaciona os comprimentos de onda das linhas espectrais com o efeito Doppler.

$$Z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c} \quad (2.4)$$

λ_0 é o comprimento de onda da linha espectral medida em laboratório; λ é o comprimento de onda observado; c é a velocidade da luz no vácuo.

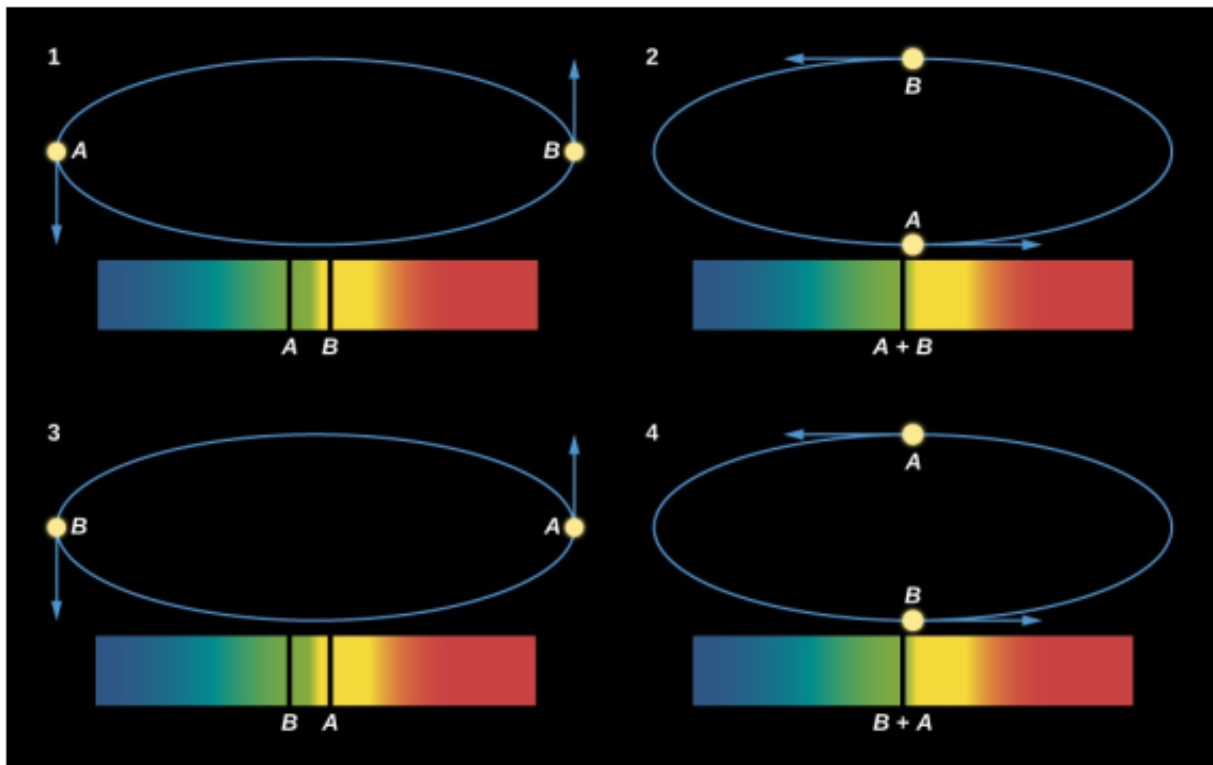
Binárias Eclipsantes

As binárias eclipsantes são sistemas estelares cujas órbitas possuem uma inclinação próxima ou igual a 90° , o que significa que o sistema está orientado quase de perfil em relação a um observador na Terra. Dessa forma, é possível observar quando uma estrela passa pela frente de outra, algo semelhante ao ocorrido em eclipse solar ou lunar. A detecção dessas estrelas é feita através da técnica de fotometria que obtém a curva de luz emitida pela estrela durante um período de tempo. A curva de luz é basicamente um gráfico¹⁰ que descreve o brilho das estrelas em função do tempo. Na figura 2.8 mostra uma curva de luz do sistema KIC 12105785.

Ao passar na frente da outra, o brilho do sistema diminui, gerando um vale na curva de luz. Dependendo do brilho de cada estrela, os mínimos podem ser diferentes, já que quando uma estrela menos brilhante estiver atrás da mais brilhante a diminuição do brilho será menor, caracterizando um eclipse primário. Há também o eclipse secundário, quando a estrela menos brilhante passa pela frente da estrela mais brilhante; nessa configuração, haverá um mínimo mais profundo.

¹⁰Quando há uma variação periódica bem definida, na qual há uma formação de mínimos em intervalos de tempos iguais. Se entende que há um efeito eclipsante na estrela

Figura 2.7: Esquema de duas estrelas orbitando um centro de massa. Nos dois momentos da figura representados pelo lado esquerdo (1 e 3), observa-se que enquanto o objeto se aproxima de um observador, as linhas espectrais se deslocam em direção ao azul; quando o objeto se afasta, as linhas espectrais se deslocam para o vermelho. Nos dois momentos da figura representado pelo lado direito (2 e 4), os objetos estão se movendo perpendicularmente à linha de visão para um observador na Terra, então as linhas espectrais aparecem sobrepostas. A modificação na posição das linhas é devido ao efeito Doppler.



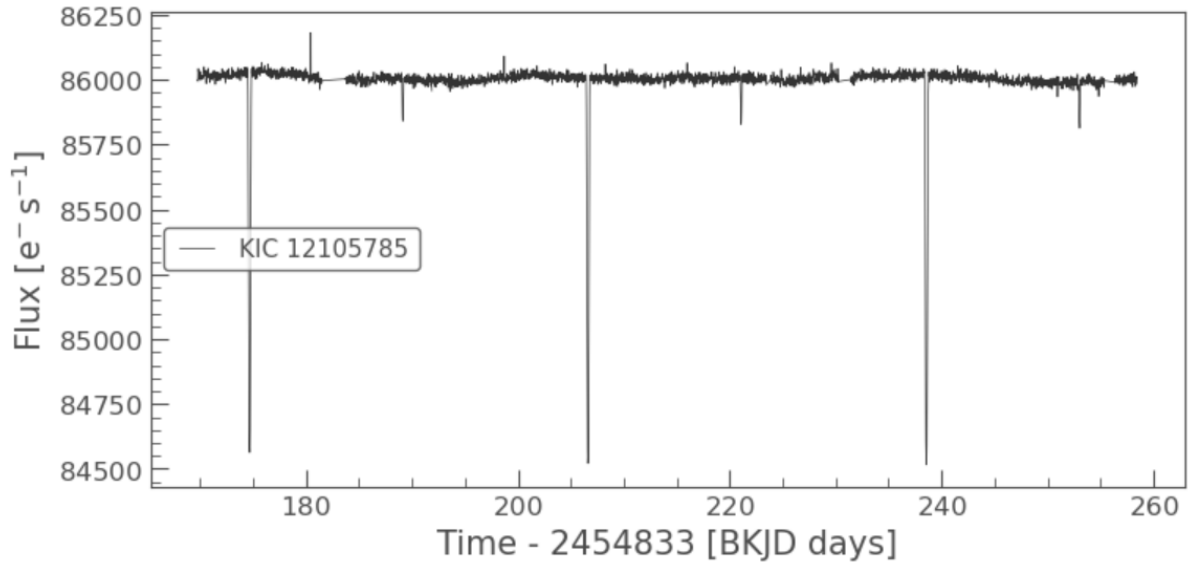
Fonte: (Reis et al. 2019).

2.2.3 Parâmetros orbitais de sistemas binários

Em um sistema binário, as estrelas movem-se uma em relação à outra sob a ação da força da gravidade. Cada estrela se move ao longo de uma elipse, inversamente proporcional à massa da estrela, que tem o centro de massa do sistema binário em um dos focos (A. D. P. d. Costa 2015). Dada a universalidade das leis de Kepler, podemos aplicá-las para o estudo das órbitas traçadas por um sistema binário (Reis et al. 2019). Alguns parâmetros orbitais são necessários para definir a órbita do sistema binário: excentricidade, período orbital, semieixo maior, tempo de passagem pelo periastro e os ângulos de orientação i, ω, Ω .

Período orbital (P): É definido como o tempo necessário para as estrelas darem uma

Figura 2.8: A curva de luz do sistema binário KIC 12105785, uma binária de eclipsante. Os dados foram obtidos através da sonda Kepler usando o pacote do Python lightkurve (Barentsen et al. 2021). Na abscissa o tempo está em dias julianos e na ordenada o fluxo em elétrons por segundo.



volta orbital completa em relação ao centro de massa, podendo variar de horas a anos. utilizando a terceira lei de Kepler, podemos calcular P:

$$P = \sqrt{\frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}} \quad (2.5)$$

Inclinação da órbita (i): É a inclinação do plano orbital em relação ao plano tangente da esfera celeste, vide figura 2.9. A estrela pode apresentar um movimento progressivo, quando for entre 0 e 90^o, e movimento retrógrado, quando a inclinação variar entre 90^o e 180^o (A. D. P. d. Costa 2015). Podemos calcular a i a partir da curva de luz; a inclinação é dada por:

$$\cos(i) = \frac{R_1 + R_2}{a} \quad (2.6)$$

na qual R_1 e R_2 são os raios e a o semieixo da órbita.

Ângulo de posição (Ω): Indica a localização da linha nodal. Esse ângulo é medido da

linha de nós que une as intersecções dos planos orbitais e tangente ao céu, do norte para o leste (Batten 2013). O nó tem sempre $\Omega < 180$ (A. D. P. d. Costa 2015).

$$\Omega = \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right) \quad (2.7)$$

x e y são as coordenadas cartesianas das estrelas em relação ao centro de massa do sistema.

Longitude do periastro (ω): O ângulo entre a direção ao nó ascendente (no qual a estrela cruza o plano tangente enquanto se afasta do observador) é aquele ao ponto de maior aproximação das duas estrelas (periastro). Esse ângulo é medido no plano e na mesma direção do movimento orbital. Por convenção, os observadores de binárias visuais sempre dão o valor de ω apropriado à componente secundária (mais fraca) de um sistema, enquanto os observadores de sistemas eclipsantes e espectroscópicos geralmente citam o valor da órbita da componente primária. Em qualquer sistema dado, esses dois diferem em 180° . ω não é uma analogia com a longitude do periélio, que é um ângulo medido em dois planos diferentes, enquanto a longitude do periastro é medida em apenas um (Batten 2013).

$$\omega = \Omega - \theta \quad (2.8)$$

Ω é a longitude do nó ascendente e θ é o argumento do periastro, que é o ângulo entre o nó ascendente e o periastro.

Semieixo maior da órbita (a): Semieixo maior da órbita verdadeira. Geralmente expresso em quilômetros ou unidades astronômicas. O semieixo maior pode ser calculado utilizando a terceira lei de Kepler:

$$a^3 = \frac{G(M_1 + M_2)P^2}{4\pi^2} \quad (2.9)$$

cuja G é a constante gravitacional, M_1 e M_2 são as massas das estrelas e P é o período orbital.

Excentricidade (e): A excentricidade de uma elipse é um número adimensional entre

0 e 1 (Batten 2013). Quando $e = 0$ a órbita é perfeitamente circular e quando está no intervalo $0 < e < 1$ temos uma órbita elíptica, sendo mais achatada quando a excentricidade se aproxima de 1 (A. D. P. d. Costa 2015). Matematicamente, podemos definir a excentricidade em uma elipse pela equação

$$e^2 = 1 - \frac{b^2}{a^2} \quad (2.10)$$

na qual b é o semieixo menor.

Sistemas binários com órbitas excêntricas constituem uma ferramenta valiosa para a investigação de diversos fenômenos astrofísicos, incluindo dinâmica orbital, interações gravitacionais entre as estrelas do sistema e processos de evolução estelar. Em particular, binários excêntricos com períodos orbitais longos são de especial interesse para o estudo das escalas de tempo associadas à circularização orbital, um processo resultante da dissipação de energia em sistemas onde as separações nos periastros são reduzidas (Ratajczak et al. 2020).

Tempo de passagem pelo periastro (T_0): O tempo de passagem pelo periastro fixa a passagem da estrela na órbita em um dado instante. Esse tempo é contado a partir do momento em que a estrela passa pelo periastro (ponto de maior aproximação entre as duas estrelas do sistema)

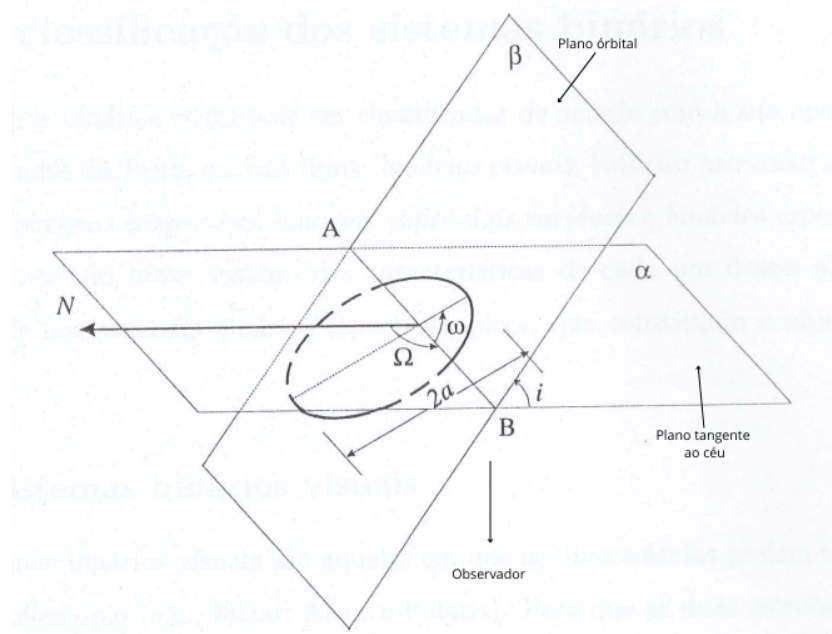
$$T_0 = t - \frac{MP}{2\pi} \quad (2.11)$$

na qual M é a anomalia média (proporcional à fração do período orbital transcorrida desde o periastro).

2.3 Fotometria

A diferença no brilho das estrelas pode ser percebida diretamente pelo olho humano, sem a necessidade de equipamentos, o que possibilitou que, há mais de 2000 anos, o astrônomo grego Hiparco classificasse as estrelas em seis categorias de brilho, denominadas magnitudes aparentes. Ele atribuiu a magnitude 1 às estrelas mais brilhantes e a magnitude 6 às menos brilhantes. Posteriormente, por volta de 180 d.C., Cláudio Pto-

Figura 2.9: Representação esquemática da órbita relativa de um sistema binário. O segmento \overline{AB} é linha nodal. Ao observar a órbita a partir da Terra, geralmente, o que se vê é a projeção do plano fundamental, chamada de órbita aparente. Para uma situação limite, onde o ângulo de inclinação i é zero, o plano fundamental e plano orbital serão coincidentes e a órbita observada é a órbita verdadeira. Se $i = 90$, os planos forem perpendiculares, a órbita aparente do sistema será vista como uma linha reta.



Fonte: Adaptado de A. D. P. d. Costa (2015)

lomeu ampliou o trabalho de Hiparco, consolidando o sistema de magnitude, que desde então passou a integrar a tradição astronômica. Por volta de 1850, a fotografia foi aplicada na observação das estrelas e, a partir da densidade e do tamanho das imagens nas placas, foram determinadas as magnitudes das estrelas. Entretanto, as magnitudes feitas a olho nu não correspondiam com as magnitudes da fotografia. Enquanto o pico de sensibilidade do olho humano está na porção verde-amarelo do espectro visível, o pico da fotografia básica está localizado na porção azul do espectro, produzindo, assim, magnitudes diferentes para a mesma estrela. Uma forma de corrigir essa divergência era usar um filtro amarelo na frente do filme. As magnitudes obtidas dessa maneira ficaram conhecidas como fotovisuais (Henden e Kaitchuck 1982).

No final do século XIX inaugurou uma nova era na astronomia com a aplicação do método fotoelétrico para medir a luz das estrelas. Na qual, o fluxo de luz emitido pela estrela ao chegar na superfície do detector de luz gera uma corrente elétrica proporcional chamada de fotocorrente. No início, a maioria das observações foi feita utilizando foto-

condutor de selênio, que alterava sua resistência quando exposto à luz. Uma fonte de tensão constante era aplicada à célula e a corrente variável resultante era medida com um galvanômetro (Henden e Kaitchuck 1982).

Vários obstáculos impediam bons resultados, entre eles, podemos citar a difícil calibração do galvanômetro, células de selênio mediam apenas estrelas mais brilhantes e a Lua, além da disponibilidade comercial, ruídos térmicos e instabilidades dos amplificadores. No final dos anos 1930, houve um avanço importante para a astronomia com a invenção do fotomultiplicador ou tubo multiplicador. Esse tubo é essencialmente uma célula fotoelétrica com a adição de vários estágios secundários e cascata de elétrons que permite a amplificação sem ruído da fotocorrente (Henden e Kaitchuck 1982).

Hoje, bem estabelecida, a fotometria é uma técnica usada para fazer medição do fluxo ou/e intensidade de luz emitida por um objeto. A luz, que tem comportamento corpuscular e ondulatório de uma onda eletromagnética, é detectada por um detector de luz que fica no fotômetro. O detector de luz é um aparelho que produz uma corrente elétrica que é proporcional ao fluxo de luz que chega à sua superfície. A saída do detector deve ser amplificada antes que seja medida e registrada por algum dispositivo (Henden e Kaitchuck 1982). O detector de luz deve ser colocado em um telescópio de forma que seja possível fazer com que apenas a luz de uma única estrela chegue à superfície sensível à luz.

O fluxo é a energia por unidade de área e por unidade de tempo que chega ao detector. O fluxo em uma certa frequência, em um dado ponto e uma dada direção, é a quantidade de energia eletromagnética cruzando a unidade de área por unidade de tempo e por intervalo de frequência (Kepler e Saraiva 2014), como mostra a equação 2.12:

$$dF_{\nu} = \frac{dE_{\nu}}{dA dt d\nu} = I_{\nu} \cos \theta d\omega \quad (2.12)$$

integrando o fluxo, na qual I_{ν} é a intensidade específica¹¹, temos:

$$F_{\nu} = \int I_{\nu} \cos \theta d\omega \quad (2.13)$$

¹¹Quando a luz é emitida de uma fonte isotrópica (que emite igualmente em todas as direções), ela se expande esfericamente. É como se a fonte estivesse no centro de uma esfera, composta de 4π ângulos sólidos unitários, e cujo raio vai aumentando à medida que a luz se propaga. A energia que atravessa a unidade de área da fonte, por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido, é chamada intensidade específica (Kepler e Saraiva 2014)

Escrevendo o ângulo sólido¹² explicitamente

$$F_v = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.14)$$

Ao contrário da intensidade específica, o fluxo de radiação cai com o quadrado da distância, desta forma, o fluxo que chega ao detector é menor que o fluxo da superfície por $1/r^2$.

Na figura 2.10 podemos ter uma visão de perfil de um fotômetro do tipo *Photomultiplier Tubes*. Ele é formado por uma janela que contém uma superfície interna coberta por uma camada de material fotoemissivo, que é o fotocátodo. Esse estágio de entrada absorve fótons incidentes e emite elétrons¹³ (chamados de fotoelétrons) dentro de um tubo. Um sistema com vários eletrodos irá acelerar e focar o feixe de fotoelétrons no primeiro diodo¹⁴ do tubo. O conjunto de diodos em série é um multiplicador de elétrons, onde o feixe de fotoelétrons é acelerado eletrostaticamente de um diodo a outro. Ao chegar a um diodo, cada fotoelétron libera outro fotoelétron secundário que viaja com o fotoelétron inicial. Ao fim, o feixe de fotoelétrons será coletado no ânodo que, por sua vez, fornece uma corrente elétrica, proporcional ao circuito externo (Mehrez 2015).

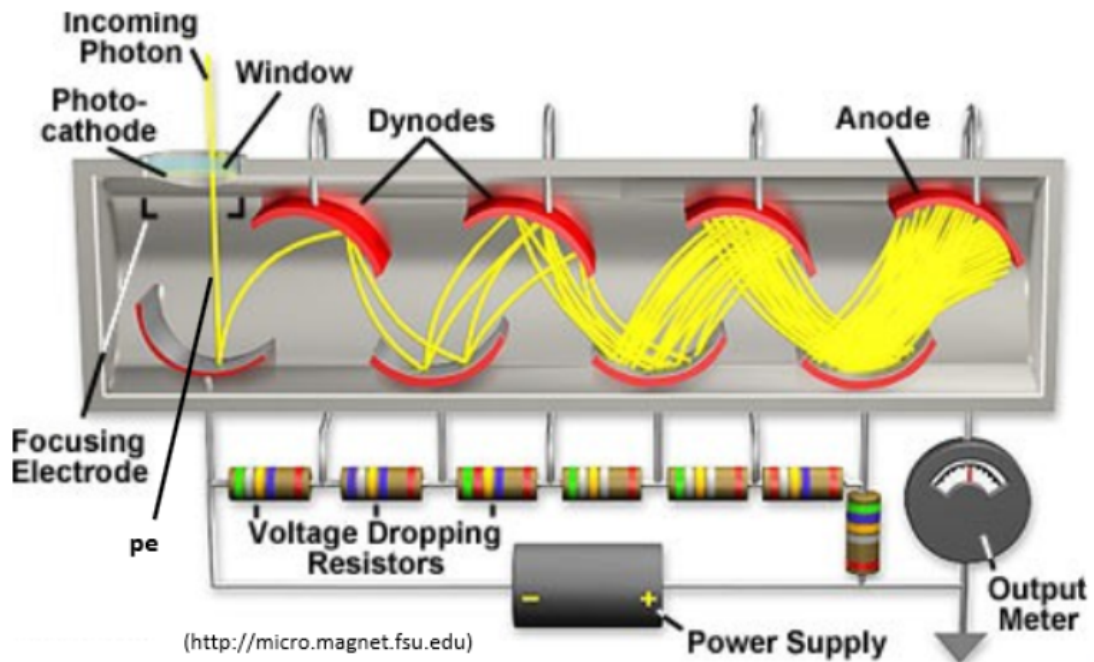
Para obter dados com maior precisão e minimizar contaminações provenientes de fontes externas no telescópio, utiliza-se um dispositivo denominado diafragma. Esse equipamento atua isolando a luz emitida exclusivamente pela estrela alvo, bloqueando ou reduzindo significativamente a contribuição luminosa das regiões circundantes. Dessa forma, é possível eliminar interferências provenientes de outras fontes luminosas no campo de visão, aprimorando a qualidade das observações e das análises subsequentes. Em determinadas situações, o telescópio é reposicionado para realizar uma medição do fundo de céu, que posteriormente pode ser subtraída dos dados observacionais da estrela (Henden e Kaitchuck 1982). Essa medição auxilia na correção das interferências provocadas por partículas presentes na atmosfera terrestre, que refletem e dispersam a luz incidente. Tal procedimento é essencial para melhorar a precisão dos dados, eliminando o impacto de contribuições indesejadas provenientes do ambiente circundante.

¹²Assim como podemos entender um ângulo plano como um setor de um círculo, definido como a razão entre o arco e o raio do círculo, podemos entender um ângulo sólido como um “setor” de uma esfera, definido pela razão entre o elemento de área na superfície da esfera e o seu raio ao quadrado (Kepler e Saraiva 2014)

¹³Esse processo de emitir elétrons a partir de fótons incidentes é o efeito fotoelétrico explicado por Albert Einstein

¹⁴Diodo é eletrodo coberto com uma camada de material emissivo secundário com alta voltagem

Figura 2.10: Photomultiplier tube. Instrumento usado no fotômetro para detecção de sinais muito fracos de radiação eletromagnética, na qual, o photocathode absorve fótons e emite elétrons que são multiplicados pelos dynodes.

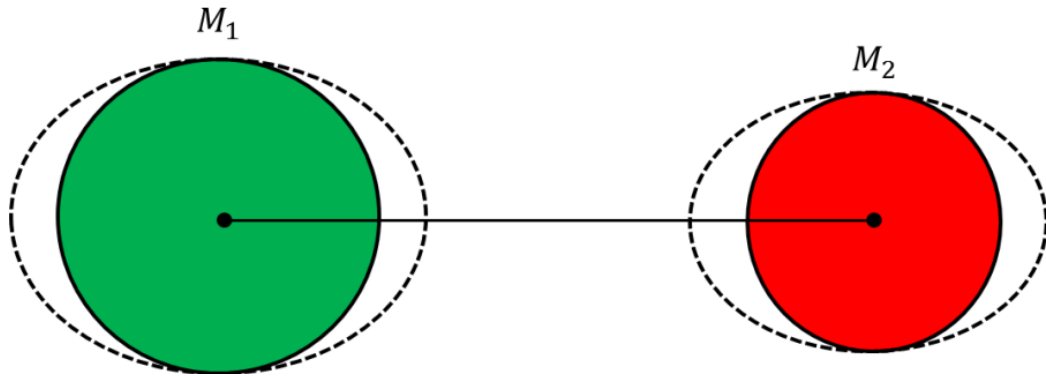


Fonte: (Mehrez 2015).

2.4 Teoria de Maré

Os sistemas mecânicos fechados conservam o seu momento angular total, em particular sistemas de estrelas binárias próximos que estão sujeitos a forças de maré mútuas que distorcem a forma estelar, quebrando a simetria esférica e axial (Mazeh et al. 2008), alongando as estrelas enquanto a rotação tende a achatá-las nos polos, os desvios correspondentes de uma esfera são funções das taxas de rotação e da razão de massa q ($\frac{M_2}{M_1}$) (Claret 2003). Esses efeitos de distorção contribuem para o escurecimento gravitacional que interfere diretamente na morfologia das curvas de luz. A figura 2.11 mostra a deformação causada nas estrelas. De acordo com Mazeh et al. (2008), podemos dividir os efeitos observacionais da distorção causados pela maré em 3 classes: Observações diretas da forma distorcida das duas componentes do sistema. Por exemplo, a modulação periódica elipsoidal da intensidade fotométrica do binário com o período orbital, causada pela rotação das estrelas com forma elipsoidal, com escala de tempo na ordem de alguns dias. A segunda é o desvio do movimento orbital do binário da órbita kepleriana pura. Isso é causado pelo desvio de atração gravitacional que é proporcional ao inverso do qua-

Figura 2.11: Representação das protuberâncias de maré em um sistema binário. A forma das estrelas sem efeito de maré seriam esféricas, como nos círculos vermelho e verde. As linhas tracejadas representam o desvio da simetria esférica devido a resultante das forças gravitacional e centrífuga.



Fonte: (A. D. P. d. Costa 2015)

drado, devido à distorção da simetria esférica das duas estrelas, com escala de tempo na ordem de dezenas a milhares de anos. Por fim, evolução em longa escala temporal dos elementos orbitais e rotação estelar. A interação de longo prazo ocorrerá enquanto as marés levantadas pela interação mútua variarem em tamanho, forma e localização na superfície dos dois componentes, com escala de tempo na ordem de milhões a bilhões de anos. As marés não variam apenas quando o binário é circularizado, as estrelas são sincronizadas e quando o eixo de rotação estelar está alinhado com a normal ao plano orbital de movimento.

Podemos testemunhar binários próximos na qual os efeitos da primeira e segunda classe estão em ação, enquanto os efeitos de terceira classe podem ser feitos retroativamente devido a longa escala temporal (Mazeh et al. 2008). Ainda segundo Mazeh et al. (2008), a observação de um ou mais destes efeitos permite-nos aprender sobre as respostas de cada estrela às forças de maré exercidas pela sua companheira. Essas respostas dependem da estrutura interna estelar e, portanto, das observações desses efeitos podem fornecer uma oportunidade única de estudar essa estrutura que não é possível em estrelas simples. As observações de sistemas binários não poderiam ter sido contabilizadas sem os efeitos de marés, mesmo que com outros objetos de estudo. Podemos citar as curvas de luz de um sistema eclipsante, que geralmente são observadas para encontrar os elementos geométricos. Entretanto, as curvas de luz desses sistemas não podem ser totalmente compreendidas sem levar em conta a distorção das duas estrelas; temos como exemplo a busca

pelo período de corte de circularização em amostras de binários com idade semelhante. Zahn e Goupil (2008) defende que as propriedades observadas de um sistema binário podem fornecer informações importantes sobre o seu estado evolutivo, sua história e até sobre as condições de formação das estrelas desde que os processos de dissipação de energia cinética sejam suficientemente compreendidos. Através da interação de maré, energia cinética e momento angular são trocados entre rotação dos componentes, seu movimento orbital e o disco circumstelar. Na ausência desse disco, eles evoluem devido à dissipação viscosa e radiativa para o estado de energia cinética mínima, na qual a órbita é circular, a rotação de ambas as estrelas são sincronizadas e seus eixos de rotação são perpendiculares ao plano orbital. A rapidez com que o sistema tende a esse estado é determinada pela força da interação de maré e, portanto, pela separação dos componentes: quanto mais próximo ao sistema, mais rápida é sua evolução dinâmica e depende, também, da eficiência dos processos físicos responsáveis pela dissipação da energia cinética (Zahn e Goupil 2008).

A dissipação viscosa das marés agindo no decorrer do tempo atua para sincronizar e circularizar suas órbitas. Como a amplitude das marés e a taxa de dissipação delas diminuem rapidamente com a distância entre as estrelas, espera-se que órbitas binárias amplas¹⁵ permaneçam excêntricas, enquanto binárias próximas circularizem. Quando estrelas distorcidas pelas marés possuem envelope convectivo, a dissipação de suas marés dependentes do tempo é possivelmente proporcionada pela viscosidade turbulenta de seus redemoinhos convectivos (Verbunt e Phinney 1995). Espera-se que a dissipação das marés seja muito eficiente em envelopes convectivos, onde a viscosidade é alta devido a redemoinhos turbulentos (Zahn 1975). Por outro lado, em estrelas jovens com envelopes radiativos, os processos dissipativos são considerados como amortecimento radiativo na maré dinâmica (Zahn 1977).

Evidências observacionais dos processos de circularização orbital são desafiadoras de obter, uma vez que a evolução dinâmica de um sistema binário ocorre em escalas de tempo muito superiores à duração das observações humanas. Portanto, não é possível acompanhar diretamente a progressão desses fenômenos em tempo real. Só podemos observar sistemas binários circulares que supomos terem sido formados com órbitas excêntricas. Os cálculos dos processos de circularização e seus efeitos exigem que a va-

¹⁵sistemas estelares binários em que as duas estrelas estão separadas por uma distância relativamente grande

riação do tempo de escala de circularização envolva um atraso na resposta entre as forças de maré e a forma da estrela. Isso acarreta uma discordância entre os teóricos (Mazeh et al. 2008)

De acordo com Mazeh et al. (2008), a interação das marés entre um sistema binário reduz a excentricidade de tal forma que:

$$\frac{de}{dt} = -Ce \quad (2.15)$$

na qual C depende da separação orbital da estrutura interna das duas estrelas e de sua rotação. Como C varia muito lentamente, geralmente na escala de tempo da vida estelar, podemos assumir em muitos casos que ele é constante. Portanto, a excentricidade decai exponencialmente, e podemos definir a escala de tempo da circularização τ_{circ} com a equação:

$$-\frac{d \ln e}{dt} = \frac{1}{\tau_{\text{circ}}} \quad (2.16)$$

Essa equação implica que dentro de alguns τ_{circ} o movimento binário assume uma órbita quase circular, independentemente de sua excentricidade inicial. Esperamos que qualquer binário com mais de três ou quatro vezes o seu τ_{circ} se torne circular (Mazeh et al. 2008).

Zahn (1975) estabelece uma escala de tempo de circularização muito sensível ao semieixo maior orbital

$$\tau_{\text{circ}} \propto \begin{cases} \left(\frac{a}{R_1}\right)^8 & \text{para estrelas com envelopes convectivo} \\ \left(\frac{a}{R_1}\right)^{\frac{13}{8}} & \text{para estrelas com envelopes radiativos} \end{cases}$$

na qual R_1 é o raio da primária e o a o semieixo maior, assumindo que a dissipação de maré no secundário pode ser depressiva. A determinação da excentricidade dos binários de curto período, para os quais τ_{circ} é necessariamente curto, pode, portanto, apoiar a ideia de circularização observacionalmente, se descobirmos que todos ou pelo menos a maioria dos binários de curto período têm órbitas circulares.

A teoria de interação de maré prevê que a escala de tempo de circularização depende fortemente da separação estelar. Conseqüentemente, para uma população de siste-

mas binários de idade semelhante, o período de circularização deveria ser bem definido. Entretanto, binários de curto período podem ter populações reduzidas e consistem em sistemas com distribuição de excentricidades, massas e momentos angulares estelares iniciais. Assim, o tamanho e a heterogeneidade da população binária acrescentarão complexidade e incerteza à determinação observacional do período de circularização das marés (Meibom e Mathieu 2005).

2.4.1 Período de transição

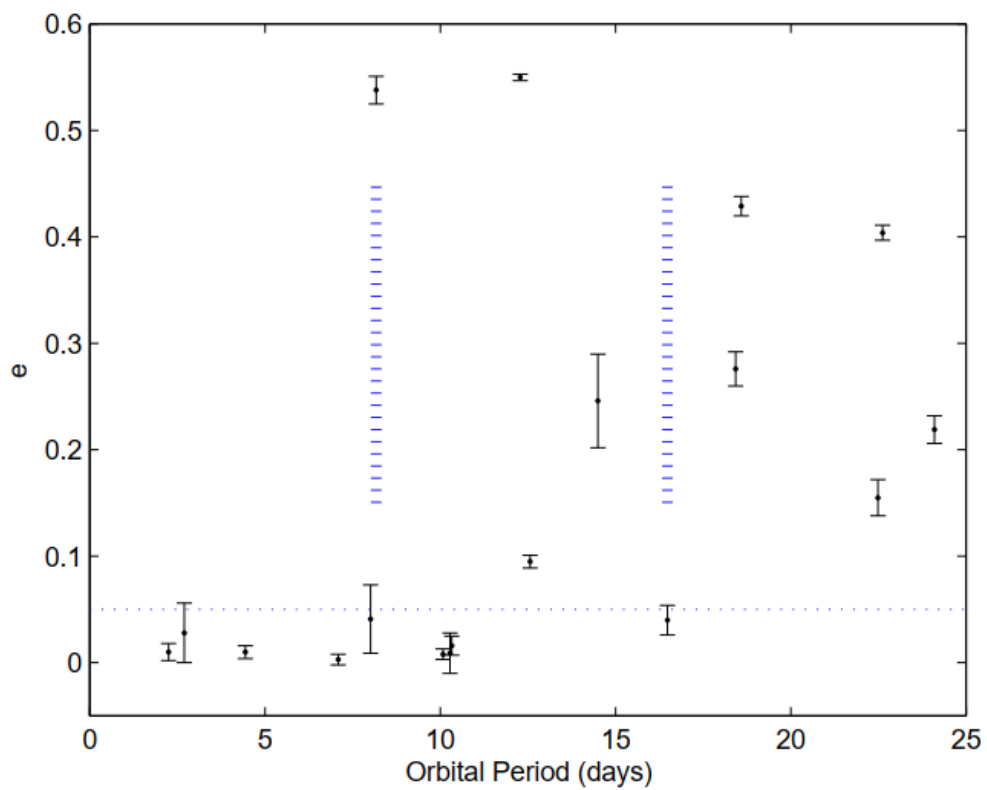
A definição de período de transição observada entre órbitas circulares e excêntricas não é clara. Mazeh et al. (2008) estabelece que em um gráfico da excentricidade em função do período orbital, o período de transição será a partir do primeiro sistema não circularizado até o último sistema circularizado, como mostra a figura 4.6. A depender da amostra de estrelas, se encontrará um período de transição diferente. Mazeh et al. (2008) define um sistema binário como circularizado quando sua excentricidade é menor que 0,05. A figura 2.12 traz a aplicação dessas definições a um grupo de estrelas.

A amplitude de intervalo de transição não é surpreendente, Mathieu e T. Mazeh (1988) listou vários fatores que podem confundir o período de transição entre binários circulares e excêntricos, mesmo em uma amostra em que as estrelas primárias apresentam a mesma massa. Um fator que possibilita isso é a massa da estrela secundária, que pode ser diferente em vários binários da amostra. A atração gravitacional do secundário é a fonte de força de maré exercida na primária, assim, a escala de tempo da circularização vai depender da razão de massa $q = \frac{M_2}{M_1}$, na qual M_1 é massa da primária e M_2 a massa da secundária (Mazeh et al. 2008). Para um certo grupo de estrelas Mathieu e T. Mazeh (1988) obteve:

$$\tau_{\text{circ}} \propto q^{\frac{2}{3}} \left(1 + \frac{1}{q}\right)^{\frac{5}{3}} \quad (2.17)$$

Portanto, a massa da secundária pode prolongar a escala de tempo dos processos de circularização ocorridos dentro da primária pelo fator 4, ao passar de $q = 1$ para $q = 0,5$. Outro fator que influencia são os processos de circularização que ocorrem na própria estrela secundária. Para massas iguais, o secundário contribui para os processos de circularização tanto quanto o primário. Mas quando q passa de 0,5, os processos de

Figura 2.12: Faixa de transição entre sistemas binários circulares e excêntricos. Todos os sistemas que estão abaixo da linha pontilhada horizontal são considerados circularizados. A faixa de transição está entre o período mais curto com órbita excêntrica e o período mais longo com órbita circularizada.



Fonte: (Mazeh et al. 2008)

circularização na secundária são insignificantes devido ao pequeno raio da estrela (Mazeh et al. 2008).

Outro fator que pode alterar o tempo necessário para um sistema binário atingir a circularização é a sua excentricidade primordial. Por exemplo, um binário com excentricidade inicial de 0,75 precisa do dobro do tempo necessário para um binário com excentricidade inicial de 0,2 para chegar a uma excentricidade de 0,05. Portanto, um único binário circular com longo período poderia ter sido resultado de uma baixa excentricidade inicial, e não necessariamente pela eficiência dos processos de circularização.

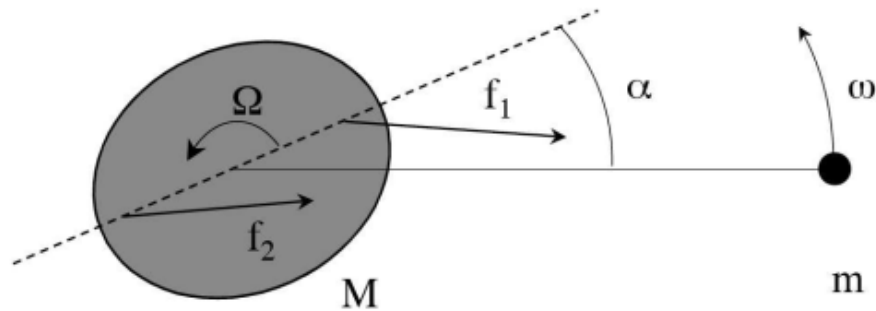
No entanto, a transição entre órbitas excêntricas e circulares fornece uma restrição importante na taxa de circularização das marés em função do período orbital, integrada ao longo da vida de uma população de sistema binários e permite estudar a evolução da circulação das marés ao longo do tempo. A diferença entre os modelos atuais de prever a eficiência e evolução da circularização reside no mecanismo pelo qual a energia e o momento angular são transportados entre as estrelas e suas órbitas (Meibom e Mathieu 2005).

Há 3 classes de teorias de maré (Meibom e Mathieu 2005) (Mazeh et al. 2008): uma, defendida por Zahn e colaboradores, postula que o atrito das marés surge do amortecimento da resposta de equilíbrio das marés nas zonas de convecção turbulentas. A segunda concentra-se nas respostas “dinâmicas” das marés. Essa considera a dissipação de oscilações forçadas de maré: modos de gravidade interna amortecidos por difusão radiativa e convecção turbulenta e possivelmente quebra de onda não linear (Zanazzi 2022). Por último, temos um mecanismo hidrodinâmico puro que sugere que os fluxos hidrodinâmicos induzidos pela falta de simetria em torno do eixo de rotação na estrela perturbada pelas marés são responsáveis pelos torques de maré nas estrelas componentes.

2.4.2 Maré de equilíbrio

O modelo de maré de equilíbrio pressupõe que a estrela permanece em equilíbrio hidrostático e que, na ausência de mecanismos dissipativos, ajusta-se instantaneamente à força gravitacional perturbadora exercida por sua companheira (Zahn e Goupil 2008). Nesse contexto, a deformação de maré gera uma protuberância estelar cuja orientação apresenta um atraso angular em relação à linha de centros do sistema. Esse atraso angular resulta em uma transferência de energia e momento angular do movimento orbital para

Figura 2.13: Torque de maré. Quando a estrela em questão gira mais rápido que o movimento orbital ($\Omega > \omega$), sua distribuição de massa é deslocada em um ângulo α da linha que une os centros das duas estrelas do sistema, devido a dissipação de energia cinética. Como as forças aplicadas às protuberâncias de maré não são iguais ($f_1 > f_2$) um torque é exercido sobre a estrela, o que tende a sincronizar o P_{rot} e o P_{orb} ($\Omega \rightarrow \omega$).



Fonte: (Mazeh et al. 2008)

a rotação estelar, promovendo uma interação dinâmica significativa. Tal mecanismo de transferência é particularmente eficiente em estrelas com envelopes convectivos, devido à maior dissipação de energia nesses ambientes (Mazeh et al. 2008).

Na figura 2.13 a estrela de massa m produz duas protuberâncias de maré opostas, cuja elevação relativa $\frac{\delta R}{R}$ é aproximadamente igual à razão da aceleração diferencial exercida nas protuberâncias e à gravidade da superfície g :

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{GmR/d^3}{GM/R^2} = \frac{m}{M} \left(\frac{R}{d} \right)^3 \quad (2.18)$$

G é a constante gravitacional e d é a distância entre as estrelas. Se a estrela primária tivesse uma densidade constante, suas protuberâncias de maré teriam uma massa de ordem $\delta M \approx \left(\frac{\delta R}{R} \right) M$; sua massa real é menor, já que as camadas superficiais são menos densas que o interior profundo. Essas protuberâncias de maré produzem um campo gravitacional quadrupolar, que causa o movimento das apses em órbitas elípticas. Quando a rotação da estrela está sincronizada com o movimento orbital, as protuberâncias de maré ficam perfeitamente alinhadas com a estrela companheira. Porém, quando a rotação não está sincronizada, qualquer tipo de dissipação causa um ligeiro atraso nas protuberâncias de maré, e a estrela sofre então um torque que tende a arrastá-la para o sincronismo (Zahn

e Goupil 2008). Zahn e Goupil (2008) estima esse torque:

$$\Gamma \approx (f_2 - f_1)R \sin \alpha \quad (2.19)$$

substituindo pela força diferencial atuando no sistema, temos:

$$-\delta M \left(\frac{GmR}{d^3} \right) R \sin \alpha \quad (2.20)$$

substituindo δM e usando o resultado da eq. 2.18 e resolvendo, temos que

$$\Gamma = -\frac{Gm^2}{R} \left(\frac{R}{d} \right)^6 \sin \alpha \quad (2.21)$$

onde α representa o ângulo de atraso da maré, que depende do grau de assincronismo e da intensidade do processo físico responsável pela dissipação da energia cinética, mensurável por seu tempo característico t_{diss} . Assim, temos

$$\alpha = \frac{(\Omega - \omega)}{t_{\text{diss}}} \frac{R^3}{GM} \quad (2.22)$$

sendo Ω a taxa de rotação e ω a velocidade angular orbital e o parâmetro α foi tornado adimensional ao introduzir a escala de tempo mais “natural”, que é o tempo dinâmico (também chamado de tempo de queda livre). Essa escala de tempo é dada por:

$$\left(\frac{GM}{R^3} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

a partir disso:

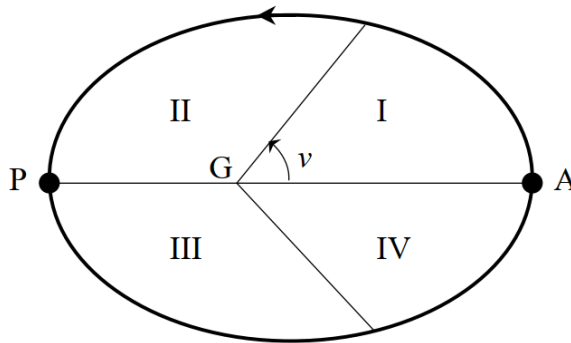
$$\Gamma = -\frac{(\Omega - \omega)}{t_{\text{diss}}} q^2 MR^2 \left(\frac{R}{d} \right)^6 \quad (2.24)$$

Sabendo que a lei da fricção fraca pode ser aplicada a corpos fluidos, assumindo que a dissipação é de natureza viscosa, e que a viscosidade não depende da frequência das marés. A partir da equação 2.24 podemos extrair o tempo de sincronização t_{sinc} :

$$\frac{1}{t_{\text{sinc}}} = -\frac{1}{I\Omega} \frac{d(I\Omega)}{dt} = -\frac{\Gamma}{I\Omega} = \frac{1}{t_{\text{diss}}} \frac{(\Omega - \omega)}{\Omega} q^2 \frac{MR^2}{I} \left(\frac{R}{a} \right)^6 \quad (2.25)$$

O torque foi calculado sobre a órbita, cujo semieixo maior é a e I é o momento de inércia da estrela primária. A eq. 2.25 é estritamente válida apenas para órbitas circularizadas,

Figura 2.14: A figura mostra a órbita do primário em um referencial inercial, sendo **G** o centro de gravidade do sistema; foi dividido em quatro setores, escolhidos de forma que a estrela passe em quarto período em cada um deles. A sua rotação é pseudo-sincronizada, ou seja, em média, não sofre torque da maré à medida que se move ao longo da órbita. Nos setores **II** e **III**, a velocidade angular orbital $\omega = \frac{dv}{dt}$ excede a velocidade angular rotacional Ω , portanto o torque está acelerando a rotação e portanto desacelerando o movimento orbital, uma vez que o momento angular é conservado: isso reduzirá a distância GA do apastro e assim atua para diminuir a excentricidade orbital. Nos setores **IV** e **I**, $\Omega > \omega$, o movimento orbital é acelerado, a distância GP do periastro aumenta, e isso também funciona para diminuir a excentricidade.



Fonte: (Mazeh et al. 2008)

correções da ordem de e^2 são aplicadas para órbitas elípticas. É possível deduzir uma expressão para torque de maré para todo e (Hut 1981). Como resultado, o torque médio sobre a órbita elíptica não desaparece para $\Omega = \omega$, mas para

$$\frac{\Omega}{\omega} = \frac{1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{2}e^4 + \frac{5}{16}e^6}{(1 - e^2)^{3/2}(1 + 3e^2 + \frac{3}{8}e^4)} \quad (2.26)$$

onde a pseudo-sincronização é alcançada (Mazeh et al. 2008).

Como a velocidade orbital instantânea varia ao longo da órbita elíptica, o mesmo ocorre com o torque aplicado à primária. Quando a rotação é pseudo-sincronizada, isso reduz a excentricidade orbital, conforme ilustrado na figura 2.14. A circularização é regida por:

$$\frac{1}{t_{\text{circ}}} = -\frac{d \ln e}{dt} = \frac{1}{t_{\text{diss}}} \left(9 - \frac{11\Omega}{2\omega} \right) q(1+q) \left(\frac{R}{a} \right)^8 \quad (2.27)$$

Na qual a estrela companheira contribui com uma quantia semelhante. Zahn e Goupil (2008) ainda concluem que a sincronização ocorre muito mais rápido que a circularização porque o momento angular da órbita $\approx Ma^2\omega$ é, em geral, muito maior que o

armazenado nas estrelas (Zahn e Goupil 2008).

2.4.3 Maré dinâmica

A teoria das marés dinâmicas assume que a interação das marés atua através do amortecimento dos modos de gravidade dentro da zona radiativa estelar (Mazeh et al. 2008). Esse mecanismo de dissipação foi aplicado com sucesso para explicar a circularização de estrelas da sequência principal do tipo inicial com envelopes radiativos (Meibom e Mathieu 2005). Segundo Mazeh et al. (2008), esse mecanismo pode ser eficiente em núcleos radiativos de estrelas do tipo tardio e a interação de maré com ondas inerciais em envelopes convectivos de estrelas de tipo solar também foi considerada uma fonte para a evolução orbital.

Os modos de gravidade receberam mais atenção até agora; eles têm força fornecida pela flutuabilidade, na qual a força é medida pela frequência de flutuabilidade N , dada por Zahn (1975):

$$N^2 = \frac{g\delta}{H_P} \left[\left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_{\text{ad}} - \frac{d \ln T}{d \ln P} + \frac{\varphi}{\delta} \frac{d \ln \mu}{d \ln P} \right] \quad (2.28)$$

usando a notação clássica, e μ sendo o peso molecular $\delta = - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln P} \right)_{T,\mu}$ e $\varphi = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{T,P}$ são a unidade para um gás perfeito.

Os modos mais excitados são aqueles cujas frequências estão próximas da frequência de maré, e estes são de ordem radial alta: normalmente eles têm de 10 a 20 nós radiais na zona de radiação, porque seu comprimento de onda varia com $\lambda_r \propto \frac{r\sigma}{N}$, porque a frequência de maré σ , da ordem de dias⁻¹, é muito inferior à frequência de empuxo N , da ordem hora⁻¹.

Estes modos de gravidade acoplam-se ao potencial de maré periódico na vizinhança do núcleo convectivo, enquanto o seu amortecimento ocorre principalmente perto da superfície, porque o tempo de amortecimento térmico, que varia aproximadamente como o cubo da temperatura, é muito mais curto lá do que no interior profundo. O momento angular extraído da órbita é depositado próximo à superfície e, portanto, são as camadas superficiais que são sincronizadas primeiro com o movimento orbital. Essa sincronização é ainda mais rápida porque a frequência de maré local experimentada pelo fluido arrastado na rotação diferencial, $\sigma = 2\Omega(r) - 2\omega$, tende a zero, e o mesmo acontece com o

comprimento de onda radial λ_r , como vimos acima, aumentando assim o amortecimento (Mazeh et al. 2008).

Para uma frequência de maré suficientemente baixa, a onda de maré é completamente amortecida (o que significa que se tornou uma onda de propagação pura), e pode-se usar o tratamento de WKB para avaliar o torque total aplicado à estrela (Zahn 1975). Para o tempo de sincronização, com rotação uniforme, temos:

$$t_{\text{sinc}} = -\frac{d}{dt} \left| \frac{2(\Omega - \omega)}{\omega} \right|^{-\frac{5}{3}} = 5 \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}} q^2 (1+q)^{\frac{5}{6}} \frac{MR^2}{I} E_2 \left(\frac{R}{a} \right)^{\frac{17}{2}} \quad (2.29)$$

e da mesma forma para o tempo de circularização, assumindo que a sincronização foi alcançada rapidamente:

$$t_{\text{circ}} = -\frac{d \ln e}{dt} = \frac{21}{2} \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{\frac{1}{2}} q (1+q)^{\frac{11}{6}} E_2 \left(\frac{R}{a} \right)^{\frac{21}{2}} \quad (2.30)$$

a estrela companheira contribui com uma quantia semelhante. E_2 é um parâmetro que mede o acoplamento entre o potencial de maré e o modo de gravidade: depende sensivelmente do tamanho do núcleo convectivo e, portanto, da massa da estrela. Sua expressão é dada por Zahn (1975) e foi tabulada por Claret e Cunha (1997) usando vários modelos estelares (Mazeh et al. 2008). Segundo Zahn e Goupil (2008), essa teoria foi inicialmente desenvolvida para modos de gravidade pura e, como tal, era estritamente aplicável apenas a estrelas não rotativas. Mais tarde foi ampliada por Rocca (1989) para estrelas em rotação (uniformemente); ela mostrou que levar em conta a força de coriolis modifica apenas ligeiramente os resultados (Mazeh et al. 2008).

2.4.4 Redução da excentricidade orbital por meio de forças de maré

Uma equação para variação da excentricidade de um sistema binário decorrente das forças de maré foi calculada por Zahn (1977)(Verbunt e Phinney 1995); Verbunt e Phinney (1995) faz uma aproximação da equação para escala de tempo para circularização nos ramos das gigantes vermelhas:

$$\frac{1}{t_{\text{circ}}} \equiv \frac{d \ln e}{dt} = f \left(\frac{L}{M_{\text{mzc}} R^2} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_{\text{mzc}}}{M} \frac{M_2}{M} \frac{M + M_2}{M} \left(\frac{R}{a} \right)^8 \quad (2.31)$$

onde M , L e R são a massa, luminosidade e raio, respectivamente, da estrela com as marés dissipativas (geralmente gigante ou subgigante); M_{mzc} é a massa da zona convectiva. f é um número adimensional que depende dos processos convectivos e viscosos da estrela.

$$\frac{1}{t_{\text{circ}}} \equiv \frac{d \ln e}{dt} \simeq -1,7 f \left(\frac{T_{\text{eff}}}{45000K} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{M_{\text{mzc}}}{M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{M_{\odot}}{M} \frac{M_2}{M} \frac{M + M_2}{M} \left(\frac{R}{a} \right)^8 \text{ ano}^{-1} \quad (2.32)$$

A variação total na excentricidade é encontrada integrando essa expressão ao longo da vida útil t da estrela:

$$\Delta \ln e = \int_0^t \frac{dt'}{\tau_{\text{circ}}(t')} \quad (2.33)$$

Ao aplicar a sistemas binários, é necessário discriminar se são binários de não contato ou semi-contato, porque os processos físicos que governam a interação de maré e a dissipação de energia nesses dois tipos de sistemas diferem significativamente.

Para investigar a importância da circularização em binários separados, foram separadas as equações 2.32 e 2.33 em partes que são independentes da órbita e em partes que dependem apenas da estrela que exerce a força de maré.

$$I(t) \equiv \int_0^t \left(\frac{T_{\text{eff}}(t')}{4500K} \right)^{\frac{4}{3}} \left(\frac{M_{\text{mzc}}(t')}{M_{\odot}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{R(t')}{R_{\odot}} \right)^8 dt' \quad (2.34)$$

variando com o tempo e, conseqüentemente, com a evolução.

Para uma estrela de massa, composição química e idade dadas, essa integral I pode ser calculada em cada ponto ao longo da trajetória evolutiva da estrela, integrando a equação 2.32 para $\frac{d \ln e}{dt}$ e usando as definições da equação 2.34 de $I(t)$ e a terceira lei de Kepler para relacionar o semieixo maior com o período orbital, temos:

$$\Delta \ln e = -1,7 \times 10^{-5} f \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-\frac{11}{3}} q(1+q)^{-\frac{5}{3}} I(t) (P_{\text{orb}})^{-\frac{16}{3}} \quad (2.35)$$

Observa-se que o valor de $I(t)$ aumenta com a evolução da estrela, portanto, seu valor pode ser integrado ao longo de traços evolutivos estelares. Segundo Verbunt e Phinney (1995), o tratamento analítico é uma boa aproximação para $I(t)$ por duas razões: é

possível fazer boas estimativas com maior velocidade e os traçados evolutivos são normalmente compostos por poucos pontos, impossibilitando assim uma integração numérica direta e, algumas vezes, os autores não publicam a massa do núcleo ou pontos finais (Simões Neto 2010)

Usando a relação $\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M_c}{0,16M_{\odot}}\right)^{7,3}$, e a equação

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \frac{4\pi R^2 \sigma T^4}{4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot}^4} = \frac{R}{R_{\odot}} \approx \left(\frac{T_{\odot}}{T}\right)^2 \sqrt{\frac{L}{L_{\odot}}} \quad (2.36)$$

encontramos $\frac{R}{R_{\odot}} = \left(\frac{M_c}{0,16M_{\odot}}\right)^{4,7}$. Com $dt = \frac{0,007c^2 dM_c}{L}$ e resolvendo a integral, temos:

$$I = 7,6 \times 10^8 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{6,51} \text{ anos} \quad (2.37)$$

Substituindo em 2.35, encontramos:

$$\Delta \ln e = -1,7 \times 10^{-5} f \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{11}{3}} q(1+q)^{-\frac{5}{3}} \times 7,6 \times 10^8 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{6,51} (P_{orb})^{-\frac{16}{3}} \quad (2.38)$$

Na qual podemos calcular a variação total da excentricidade em função da razão massa da estrela principal pela massa solar M/M_{\odot} , o raio da estrela principal em função do raio solar R/R_{\odot} , o período orbital P_{orb} e a razão de massa das estrelas do sistema q .

Capítulo 3

Metodologia

Este estudo focou na análise de sistemas binários em que, pelo menos, uma das estrelas se encontra no Ramo das Subgigantes. Esses sistemas pertencem à categoria de Binários Eclipsantes. Os dados utilizados foram obtidos pelas missões espaciais Kepler (N. M. Batalha et al. 2010), da NASA, e Gaia, da ESA. Para garantir uma amostragem consistente, utilizou-se o banco de dados crossmatch gaia-kepler.fun, desenvolvido por Megan Bedell, que integra informações de estrelas observadas por ambos os satélites.

A análise baseou-se em medições astrométricas e fotométricas realizadas pelas missões Gaia (Lindegren et al. 2018) e Kepler, respectivamente. Todo o processamento foi conduzido utilizando a linguagem de programação Python e diversas de suas bibliotecas científicas, tais como Astropy¹, numpy², matplotlib³, pandas⁴.

¹O Projeto Astropy é um esforço comunitário para desenvolver um pacote básico comum para Astronomia em Python e promover um ecossistema de pacotes astronômicos interoperáveis.

²É uma biblioteca de código aberto destinada a realizar operações em arrays multidimensionais. Ela oferece operações rápidas para tratamento e limpeza de dados, geração de subconjuntos e filtragens, estatísticas descritivas, manipulação de dados relacionais, manipulações de dados em grupos, entre outros tipos de processamento(Mulinari 2013a).

³Matplotlib é uma biblioteca de plotagem poderosa em Python usada para criar visualizações estáticas, animadas e interativas. O objetivo principal do Matplotlib é fornecer aos usuários ferramentas e funcionalidades para representar dados graficamente, facilitando a análise e a compreensão. Foi originalmente desenvolvido por John D. Hunter em 2003 e agora é mantido por uma grande comunidade de desenvolvedores(GeeksforGeeks 2024).

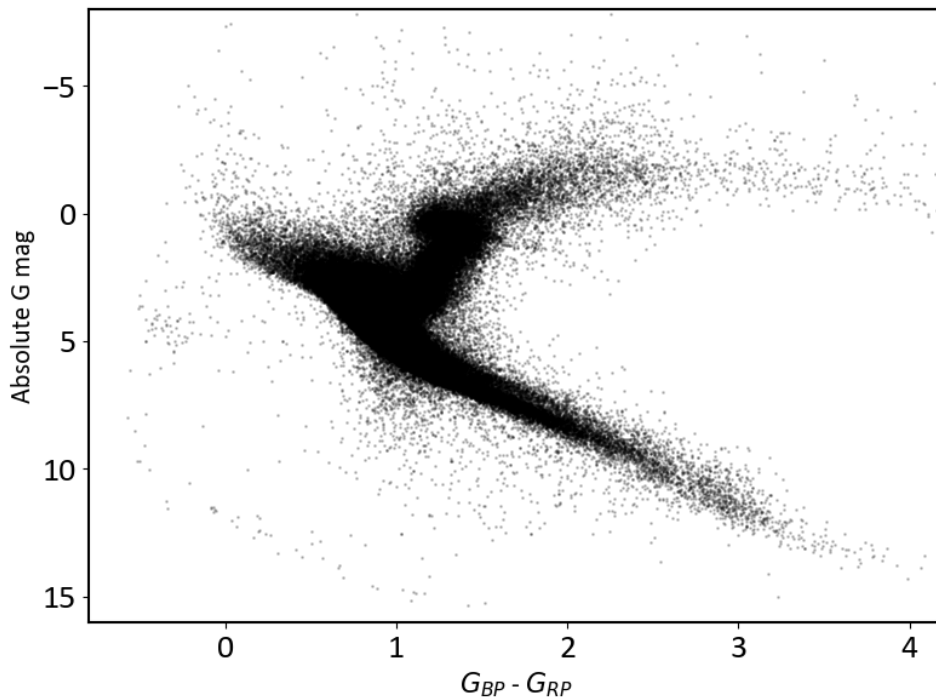
⁴É uma biblioteca poderosa para manipulação e análise de dados utilizando a linguagem Python. Podendo ler, manipular, agregar e exibir dados com poucos comandos, ela permite trabalhar com diferente tipos de dados(Mulinari 2013b).

3.1 Tratamento dos dados

Os dados utilizados nesta pesquisa são do catálogo GAIA-KEPLER DR2 com raio de pesquisa de $20''^5$. Foi usada a função `Table.read` para fazer a leitura do catálogo com formato `.fits` e um total de 1.274.059 linhas de dados de estrelas foi encontrado. A partir das informações astrométricas do GAIA, a magnitude absoluta foi calculada usando a equação 3.1, onde M significa magnitude absoluta, m significa magnitude aparente e π a parallax da banda K. Nos dados do gaia-kepler, a magnitude aparente é encontrada no índice `phot_g_mean_mag` - que é a magnitude média da banda G a partir do fluxo médio da banda G, aplicando a magnitude de ponto zero na escala vega.

$$M = m + 5\left(\frac{\log_{10}\pi}{1.e3} + 1\right) \quad (3.1)$$

Figura 3.1: Diagrama de cor das bandas G_{BP} - G_{RP} vs magnitude absoluta das estrelas do gaia-kepler DR2.



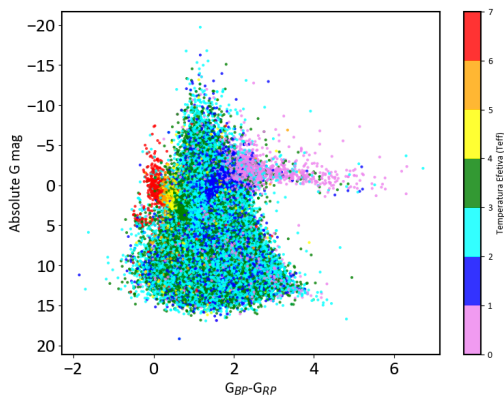
A figura 3.1 apresenta um diagrama da magnitude absoluta M_G em função do índice de cor $G_{BP} - G_{RP}$ de todas as estrelas do DR2. A figura 3.2a é um diagrama dos dados sem aplicação do filtro de exclusão e, por isso, a imagem apresenta um formato

⁵(<https://gaia-kepler.fun/>)

diferente do padrão do diagrama de cor. Entretanto, vamos deixar para fazer a exclusão das duplicatas posteriormente para não perder algumas estrelas cuja primeira célula da parallax não apresente informação válida. Todos os diagramas deste trabalho são feitos utilizando os recursos da biblioteca Matplotlib.

A partir do conjunto de dados inicial, uma filtragem foi feita para separar as estrelas que apresentam magnitude absoluta entre 2,5 e 4,0 mag, magnitude de estrelas subgigantes definida anteriormente, restando, assim, um total de 140.970. Foi usada a função `remove_rows()`, do módulo `astropy.table`, para excluir as estrelas com magnitude absoluta que estavam fora do intervalo. A figura 3.2 mostra os diagramas comparativos. Nesses diagramas não foi definido o tamanho do marcador no gráfico.

(a) Diagrama Cor $G_{BP} - G_{RP}$ vs Magnitude absoluta de 1.274.059 dados de estrelas do catálogo DR2 do Gaia-Kepler



(b) Diagrama Cor $G_{BP} - G_{RP}$ vs Mag abs após aplicar o limite de magnitude das subgigantes. Restou 140.970 estrelas

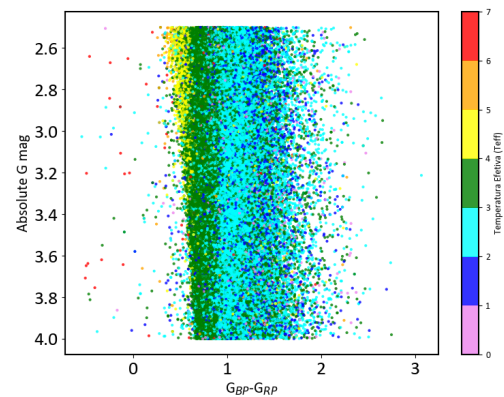


Figura 3.2: Fonte: O autor

Fizemos uma mudança na tabela para usarmos a biblioteca `pandas`. Essa transformação se faz necessária devido aos recursos oferecidos pela biblioteca `pandas`. Ao analisarmos as figuras 3.2a e 3.2b percebemos que estas não apresentam um comportamento adequado de um diagrama HR; isso ocorre devido a diversos erros em avermelhamento e extinção estelar. Desta forma, faz-se necessário o uso de dados espectroscópicos para contornar essa questão. Para isso, usamos os dados de Mathur et al. (2017).

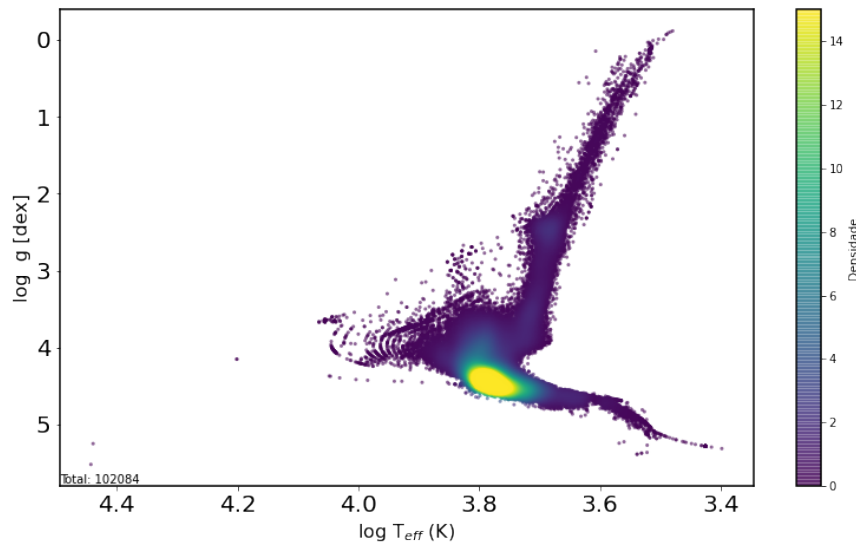
O artigo de Mathur et al. (2017) apresenta uma revisão dos dados de 197.096 estrelas, alvos da missão Kepler, observadas durante os trimestres 1 a 17, com grande parte delas pertencente ao tipo evolutivo solar. O estudo evidenciou um aumento de 43% no número de estrelas classificadas como Subgigantes. Após a importação dos dados por

meio do Vizier, utilizando a função `Vizier.find_catalogs()`, foi aplicada a função `merge()` para realizar o cruzamento de dados entre os dados de Mathur e as estrelas com magnitude absoluta entre 2,5 e 4 magnitudes. O objetivo dessa etapa foi incorporar as informações de Mathur ao dataframe já existente.

Em seguida, a função `dropna()` foi empregada para excluir as linhas contendo dados ausentes na coluna `Bp-Rp`, e a função `drop_duplicates()` foi utilizada para remover as entradas duplicadas do dataframe, mantendo apenas a primeira ocorrência de cada valor. Essa abordagem foi escolhida, pois as primeiras repetições geralmente contêm medições de parallax mais confiáveis, conforme indicado pelo catálogo `gaia-kepler.fun`. A utilização do catálogo de Mathur foi essencial, pois ele inclui dados já retificados, aumentando a precisão das análises.

Assim, com a exclusão das duplicatas, obteve-se 102.084 estrelas com dados espectroscópicos revisados. Fizemos, então, o diagrama $\log g$ em função de T_{eff} para estudarmos o estágio evolutivo das estrelas 3.3 . Nesse diagrama, usamos a função `plt.Normalize()` para estabelecer variação de cores baseada na temperatura. É notório que a grande maioria das estrelas apresenta temperatura efetiva abaixo de 15.000 K.

Figura 3.3: 102.084 estrelas evolutivas solar no diagrama $\log g$ em função de T_{eff} .

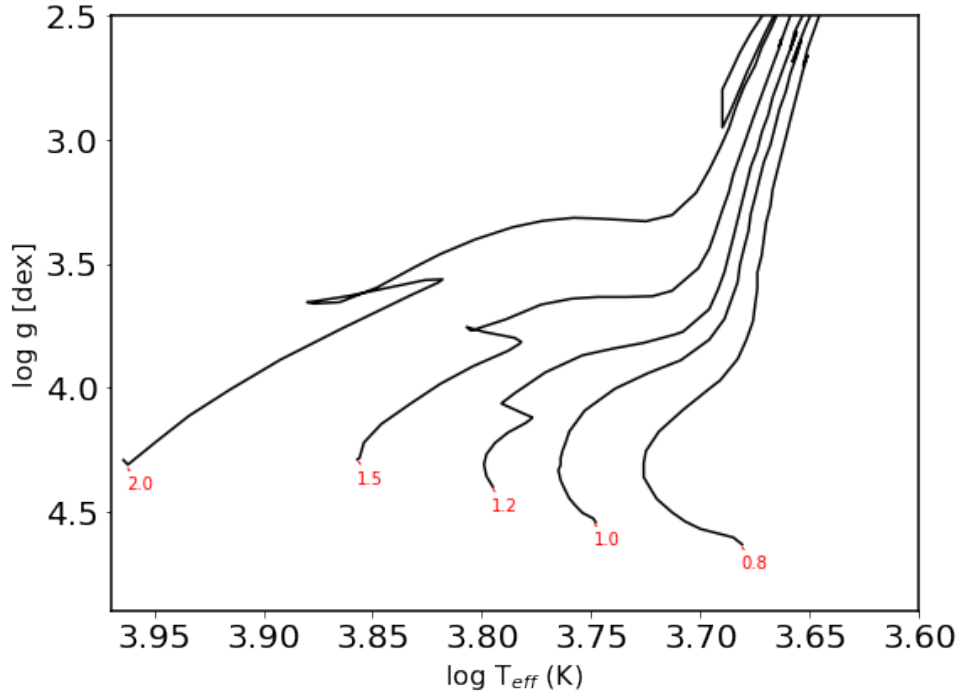


Fonte: O autor

No grupo de estrelas restante, ainda havia estrelas de todas as classes evolutivas; para fazer a seleção das Subgigantes, usou-se as curvas evolutivas de Girardi et al. (2000). Essas curvas estão apresentadas na figura 3.4 com traçados para as seguintes massas

$0,8M_{\odot}$, $1,0M_{\odot}$, $1,2M_{\odot}$, $1,5M_{\odot}$, $2,0M_{\odot}$.

Figura 3.4: Curvas de Girardi para estrelas com massa $0,8M_{\odot}$, $1,0M_{\odot}$, $1,2M_{\odot}$, $1,5M_{\odot}$ e $2,0M_{\odot}$

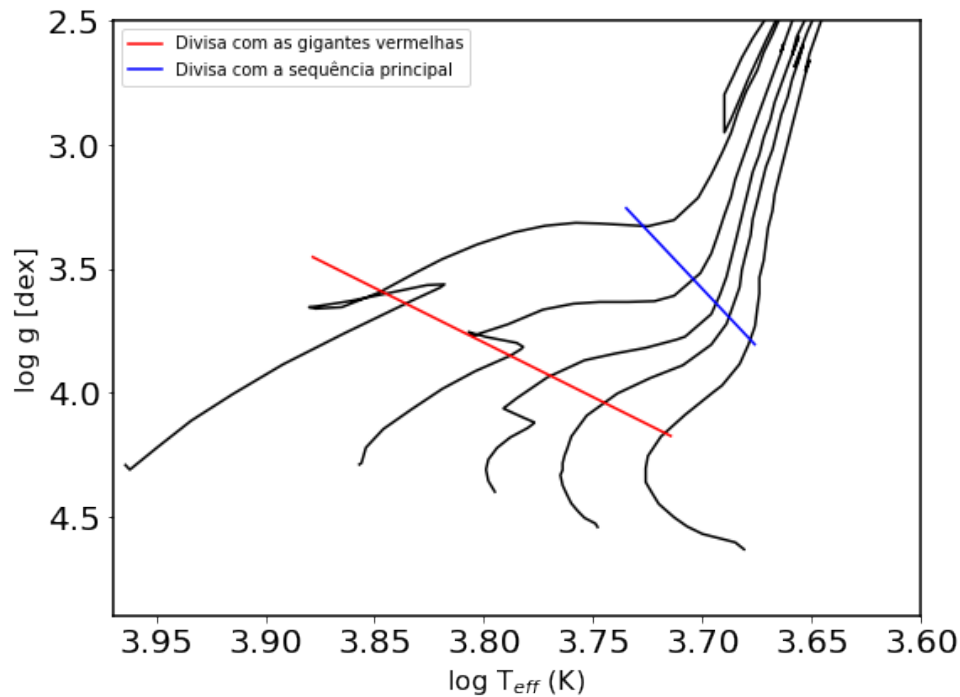


Fonte: O autor

Na figura 3.5 estabelecemos com as linhas vermelha e azul a posição, no diagrama HR, onde estão as estrelas Subgigantes. Quando colocamos as estrelas da figura 3.3 na figura 3.5, chegamos à figura 3.6. Nessa figura destacamos em laranja as estrelas Subgigantes. Apartando, assim, as estrelas subgigantes das demais, dando um total de 7.580. As estrelas da figura 3.6 são, em sua maioria, estrelas subgigantes de ordem evolutiva solar.

A partir desse conjunto de estrelas subgigantes, iniciou-se a procura por estrelas binárias eclipsantes. Desta forma, definida a amostra de estrelas subgigantes, passamos a buscar pelos parâmetros estelares dessas estrelas; então utilizamos o catálogo de estrelas binárias do Kirk et al. (2016). O catálogo do Kirk et al. (2016) apresenta um catálogo final de estrelas binárias da totalidade dos dados da missão Kepler. Esta versão incorpora novos sistemas e exclui falsos positivos; parâmetros principais foram recalculados e variações de eclipse de cada sistema foram calculadas. Assim, o catálogo fornece informações do período orbital de cada sistema. Com o cruzamento desses dados, foi obtido um conjunto de estrelas subgigantes binárias eclipsantes. Um filtro foi aplicado para excluir estrelas

Figura 3.5: Retas que separam os limites das estrelas subgigantes a Sequencia Principal (azul) e gigantes vermelhas (vermelha)



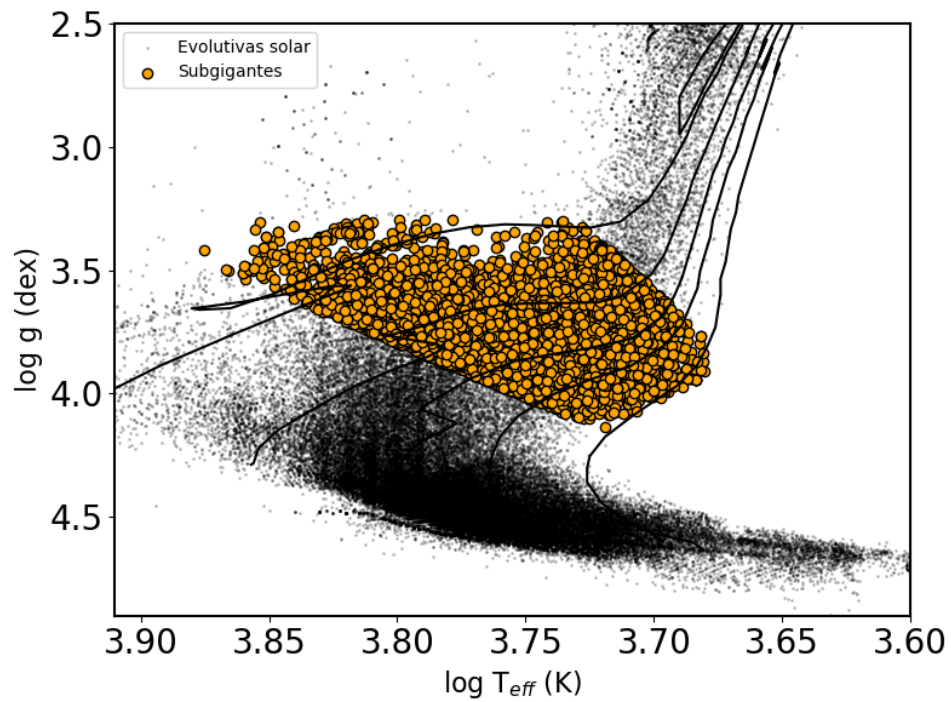
Fonte: O autor

que excediam os limites inferior e superior das curvas de Girardi. O diagrama da figura 3.7 apresenta todas as 123 estrelas subgigantes binárias encontradas.

Nenhuma das bases de dados usadas neste trabalho apresentava a informação de excentricidade dos sistemas binários. Com isso, foi feita a busca dessa informação nos catálogos da base de dados do CDS⁶, cujo artigo citou o trabalho do Kirk de 2016 (Kirk et al. 2016). Foram encontradas informações de excentricidade de 43 sistemas binários listados na tabela A.1 do apêndice A. A tabela A.3 apresenta as referências das excentricidades encontradas.

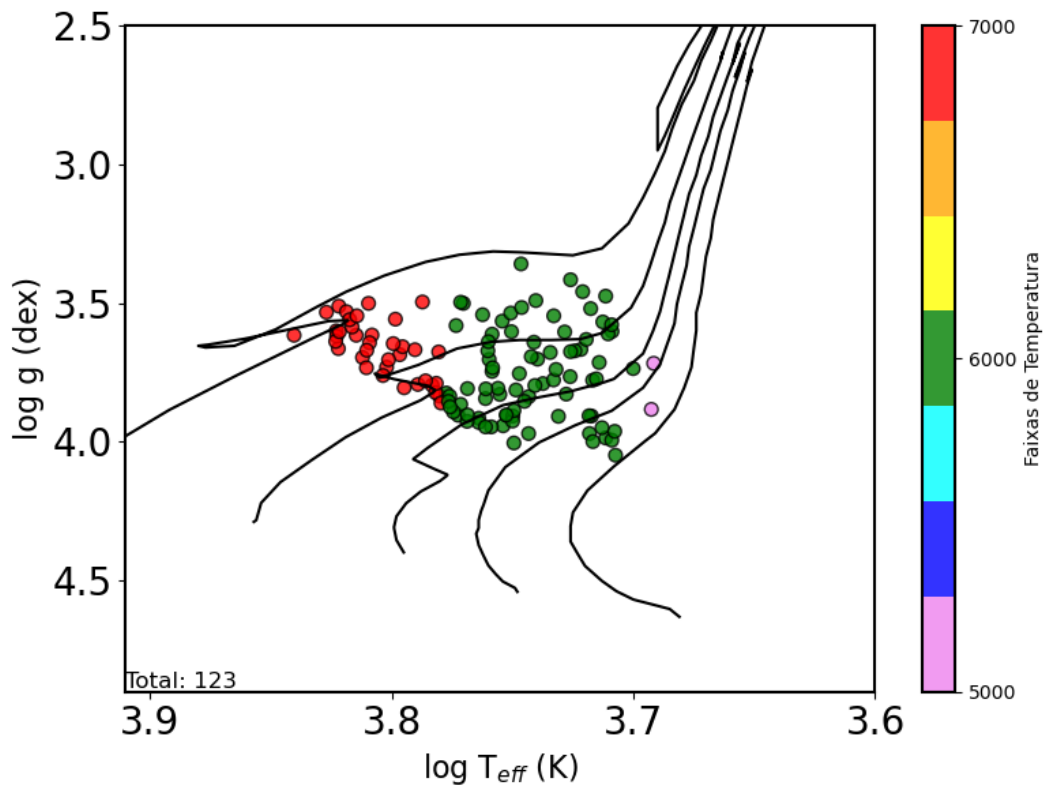
⁶A iniciativa Common Data Set (CDS) é um esforço colaborativo entre fornecedores de dados na comunidade de ensino superior e editores, representados pelo College Board, Peterson's e U.S. News & World Report. Os relatórios do CDS fornecem dados e métricas num formato "comum" que facilita a comparação entre instituições.

Figura 3.6: Os pontos laranjas são estrelas subgigantes, e os pretos são as demais estrelas com magnitude de 2,5 a 4 mag.



Fonte: O autor

Figura 3.7: Estrelas Binárias eclipsantes Subgigantes



Fonte: O autor

3.1.1 Massa da zona convectiva

Nesta seção, será detalhado o procedimento adotado para o cálculo da massa da zona convectiva das estrelas primárias de cada sistema binário representado na Figura 3.7. Primeiro, fizemos análogo a J. S. d. Costa (2009) para encontrar a massa das estrelas. Começamos construindo um diagrama HR com os traçados evolutivos de Girardi de massa, para metalicidade zero, de $0,8M_{\odot}$, $1,0M_{\odot}$, $1,2M_{\odot}$, $1,5M_{\odot}$, $2,0M_{\odot}$. Desta vez, a análise foi realizada em um gráfico logarítmico de $\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)$ em função de $\log T_{\text{eff}}$. Desta forma, encontramos as massas das principais estrelas em função da massa solar. Dentre os métodos de calcular a razão da luminosidade pela luminosidade solar, usamos a relação obtida a partir da lei de Stefan-Boltzmann para encontrar a luminosidade em função da luminosidade solar, conforme equação 3.2:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}}\right)^4 \quad (3.2)$$

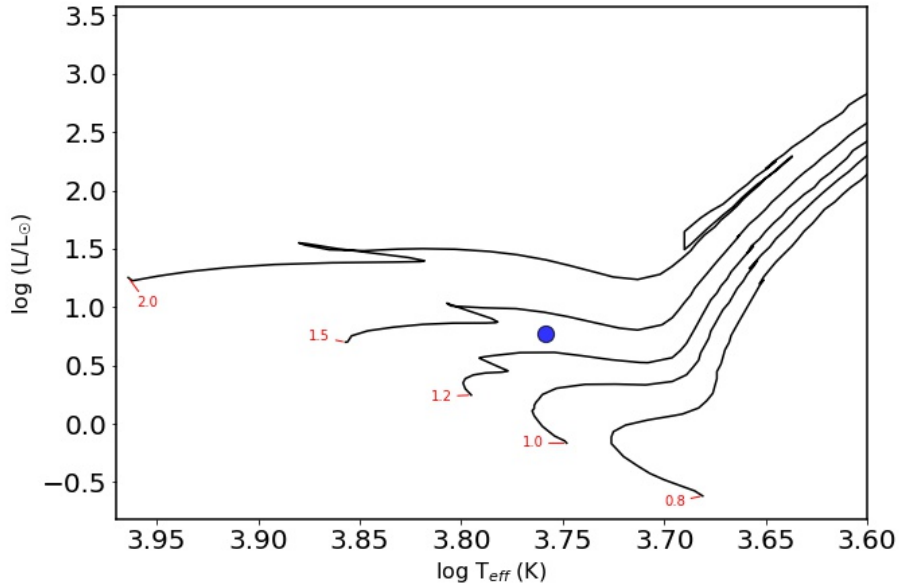
Cujo R e T_{eff} são o raio e a temperatura efetiva das estrelas obtidos por Mathur et al. (2017), R_{\odot} e T_{\odot} são o raio e a temperatura efetiva do Sol. A figura 3.8 apresenta os traçados evolutivos usados para encontrar a massa.

Para determinar a massa das estrelas, aplicamos um procedimento sistemático que, apesar de conceitualmente simples, demanda elevada precisão. O método consiste em identificar individualmente cada estrela no diagrama representado na Figura 3.8 e verificar sua correspondência com a respectiva curva evolutiva. Essa análise é crucial para assegurar uma associação precisa entre a posição observada da estrela no diagrama e o modelo teórico que descreve sua evolução estelar. A figura 3.9 apresenta a distribuição das 123 estrelas dentro do diagrama. Todas as massas determinadas estão devidamente apresentadas na Tabela A.4.

Para calcular a profundidade do envoltório convectivo ($1 - M_r/M_*$), que representa a fração de massa da zona convectiva (mzc) de uma estrela em função da massa Solar, são necessários dois parâmetros fundamentais: massa e T_{eff} , na qual já temos. Além deles, utilizamos os traçados teóricos do $1 - M_r/M_*$ em função da T_{eff} , com metalicidade zero, para diferentes massas, como mostra a figura 3.10. Foram usados os traçados evolutivos TGECE Toulouse–Geneva Evolution Code (Hui-Bon-Hoa 2008).

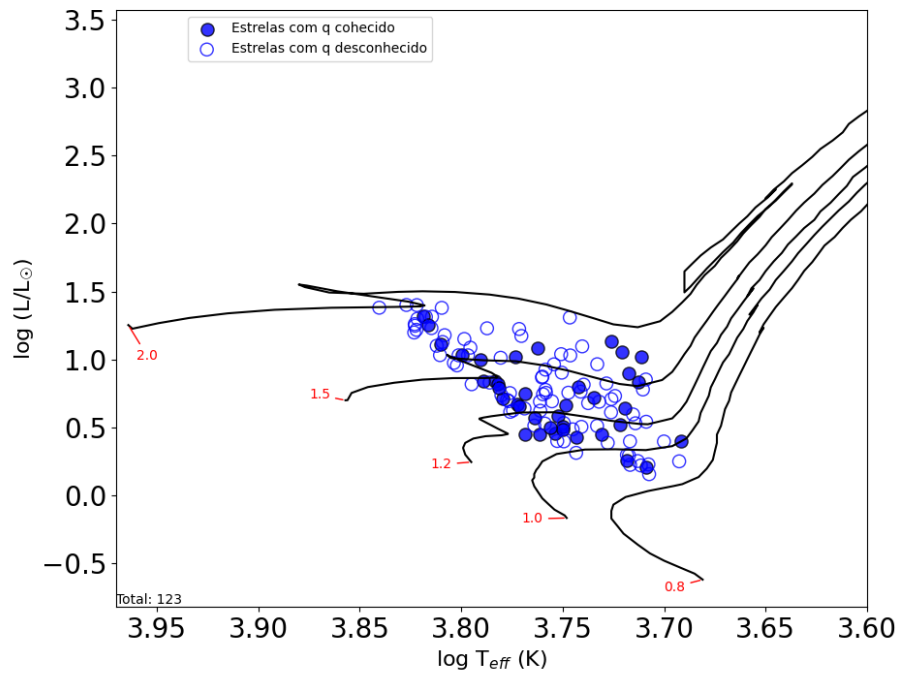
Novamente análogo ao que foi feito por J. S. d. Costa (2009), a base desse proce-

Figura 3.8: Diagrama HR com as linhas evolutivas de Girardi distribuídas em um gráfico $\log \frac{L}{L_{\odot}}$ em função de T_{eff} . Os traçados foram calculados para $[\text{Fe}/\text{H} = 0]$



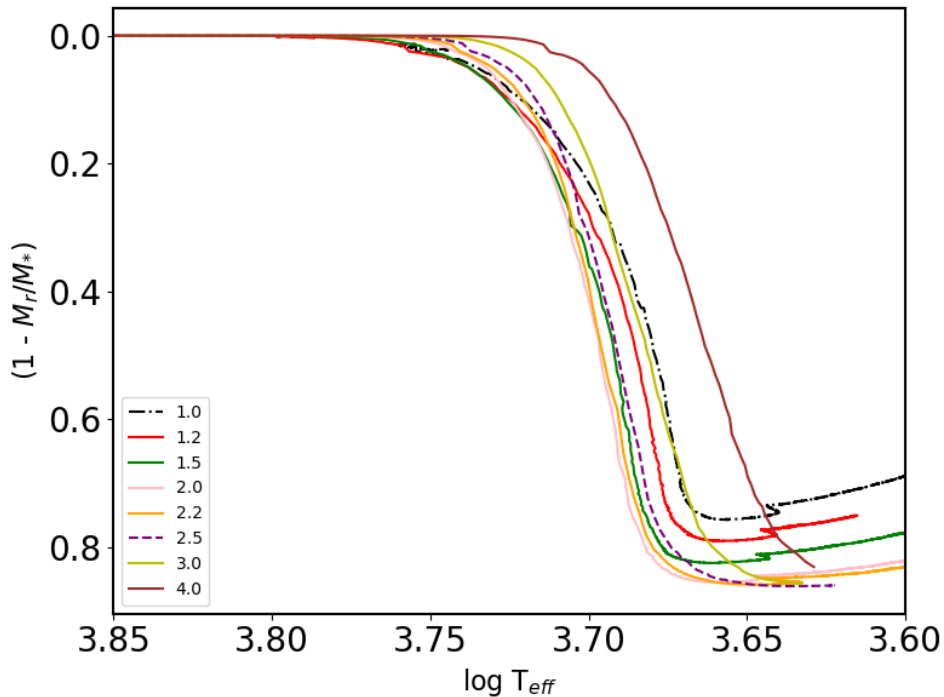
Fonte: O autor

Figura 3.9: Distribuição das 123 estrelas subgigantes no diagrama HR com as linhas evolutivas de Girardi em um gráfico $\log \frac{L}{L_{\odot}}$ em função de T_{eff} .



Fonte: O autor

Figura 3.10: Diagrama com as curvas evolutivas TGE1 - M_r/M_* em função da temperatura efetiva. Na qual M_r é a profundidade em massa e M_* é massa da estrela.

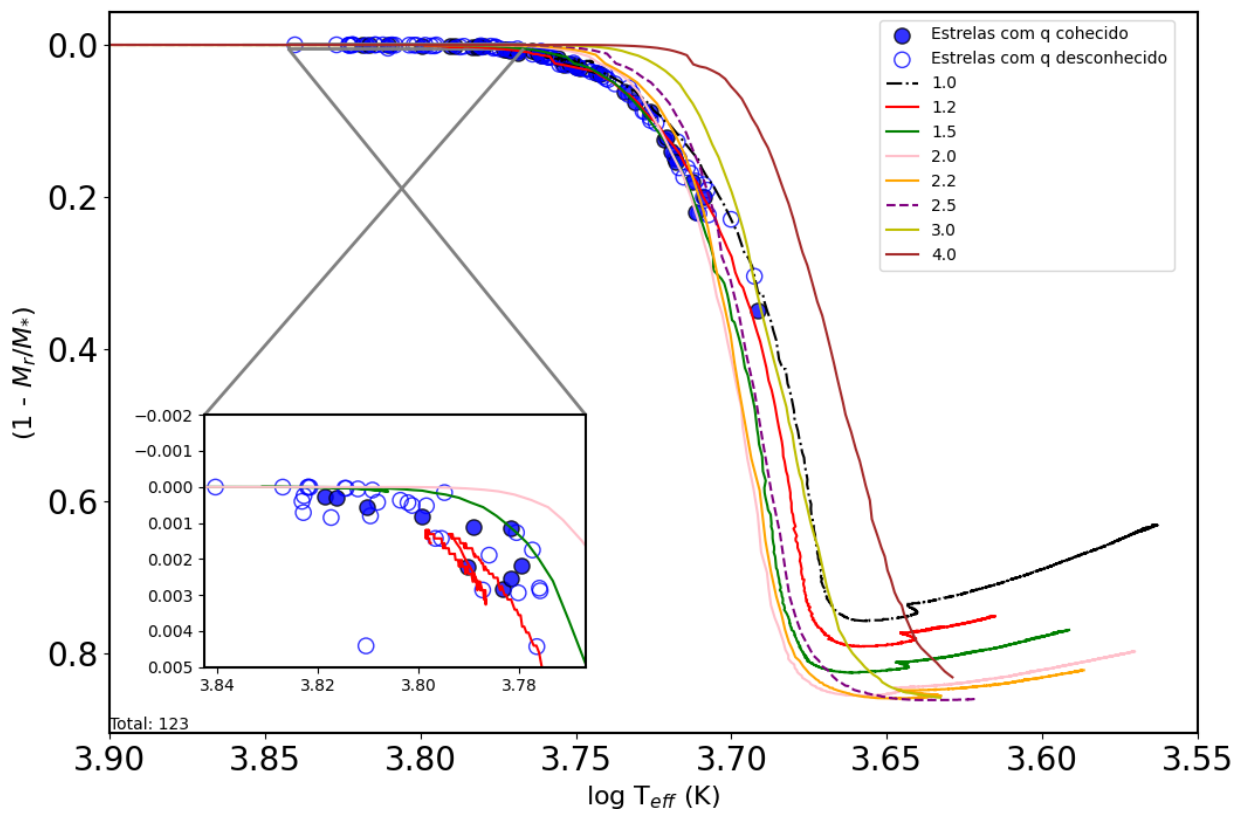


Fonte: O autor

dimento consiste em uma interpolação tripla entre massa, temperatura efetiva e mzc . A metodologia empregada baseia-se na representação de cada estrela no diagrama da Figura 3.10, utilizando seu respectivo valor de T_{eff} . A posição de cada estrela no diagrama fornece diretamente o valor da mzc em função da massa estelar e da temperatura efetiva; com taxa de erro em torno de $1 \cdot 10^{-3}$. A figura 3.11 apresenta os traçados com a distribuição das 123 estrelas subgigantes. Os valores da mzc calculados podem ser encontrados na tabela A.4.

Além dessas informações, buscamos dados de sincronização, razão de massa, período rotacional e velocidade radial. Para localizar as estrelas no vasto conjunto de dados, utilizamos o método `query_object()` da biblioteca `astroquery`. No entanto, apesar dessa abordagem, não foi possível recuperar informações de todas as estrelas presentes no conjunto de dados. Os dados obtidos estão disponíveis na tabela A.4 do apêndice A.

Figura 3.11: Diagrama com as curvas evolutivas TGE1 - M_r/M_* em função da temperatura efetiva com todas as 123 estrelas binárias subgigantes. Curvas para $[Fe/H = 0]$



Fonte: O autor

Capítulo 4

Resultados e discussões

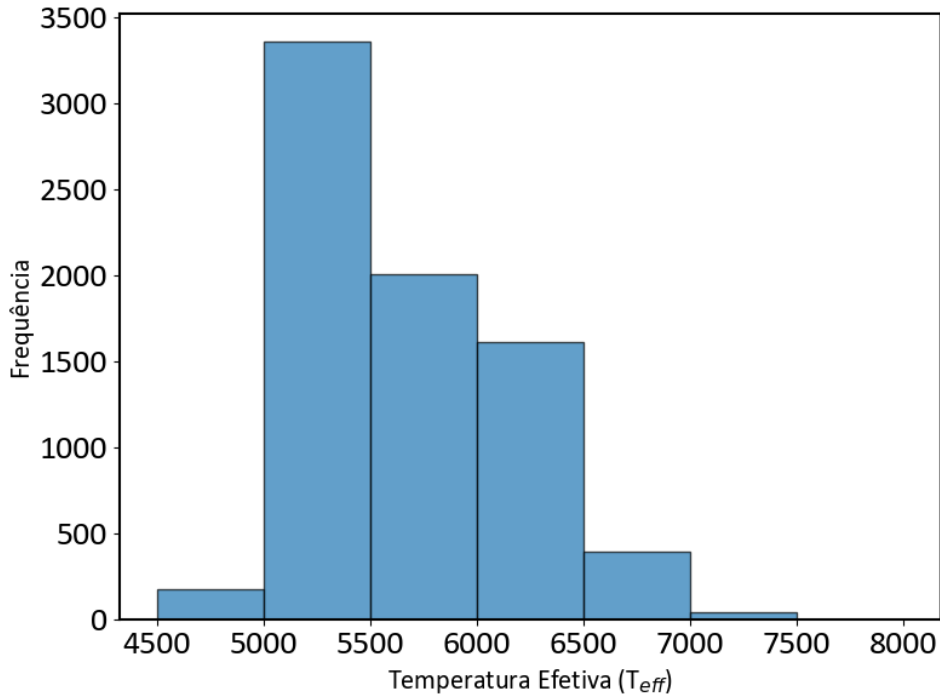
4.1 Análise dos resultados

Iniciamos nossa análise de resultados examinando as 7.580 estrelas subgigantes observadas pelo Gaia-Kepler. Em seguida, realizamos uma investigação mais detalhada focada em estrelas subgigantes binárias, considerando a excentricidade e o período orbital à luz das teorias de marés. Até o momento, a literatura não apresenta dados completos para as 123 estrelas subgigantes binárias conhecidas. No entanto, avançamos na análise da relação entre excentricidade e período orbital para 43 estrelas com excentricidade determinada. Já as análises que dependem da razão de massa (q) foram limitadas a 38 estrelas, cujos valores de q estão apresentados na Tabela A.4

4.1.1 Estrelas Subgigantes

Neste trabalho foram encontradas 7580 estrelas subgigantes alvos do Kepler e Gaia. A maioria das estrelas tem massa e temperatura próximas aos valores do Sol. Cerca de 70,7% das estrelas subgigantes alvos do Kepler apresentam valores de temperatura entre 5000 e 6000 K; e cerca de 92% estão em um intervalo de temperatura entre 5000 e 6500 K. A figura 4.1 apresenta um histograma com a distribuição da temperatura efetiva dessas estrelas.

A figura 4.2 apresenta o percentual de distribuição de massa das 7580 estrelas; sendo a maior parte delas presentes no intervalo entre $1,0M_{\odot}$ a $1,5M_{\odot}$, com cerca de 54% da amostra. Ao aumentarmos o intervalo, 99% das estrelas subgigantes da amostra apresentam massa entre $0,5M_{\odot}$ a $2,0M_{\odot}$. Esses intervalos correspondem a estrelas de

Figura 4.1: Histograma da temperatura efetiva das 7580 estrelas Subgigantes

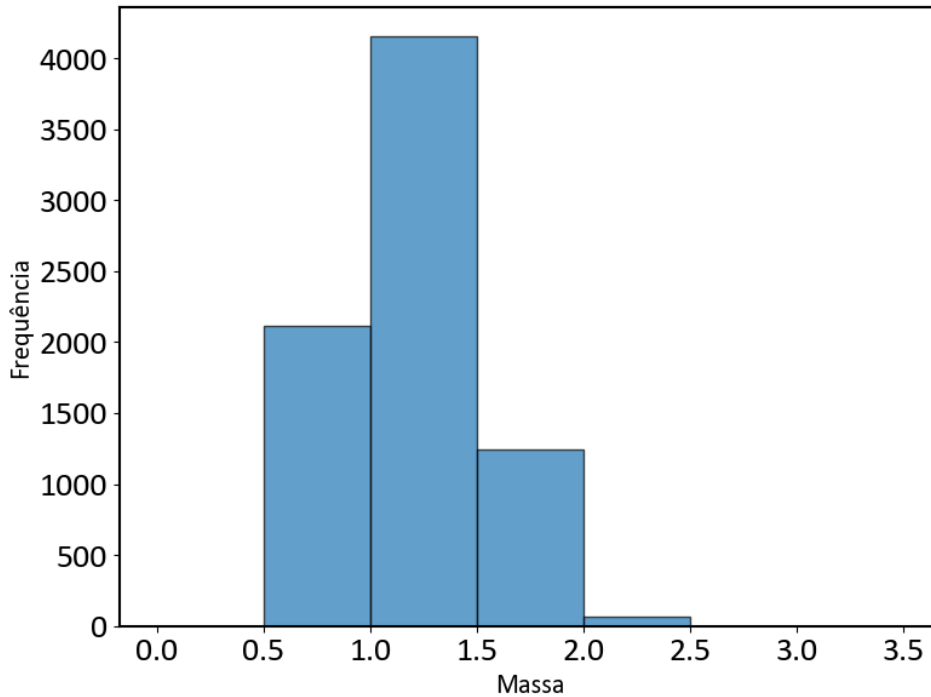
Fonte: O autor

massa baixa e massa intermediária que são os grupos de estrelas que mais demoram no ramo das subgigantes.

Após a filtragem dos dados, encontramos um total de 123 estrelas subgigantes binárias eclipsantes com ordem de massa solar; essas estrelas estão listadas na tabela B.1. Na figura 3.7 podemos ver a distribuição das estrelas em um diagrama log g em função da temperatura efetiva junto com as linhas evolutivas de Girardi et al. (2000). Entretanto, temos informações de excentricidade apenas de 43 estrelas subgigantes binárias de ordem de massa solar, disponíveis na tabela A.3.

4.1.2 Excentricidade em função do período orbital

Como dito na seção anterior, encontramos a excentricidade de 43 sistemas binários subgigantes. De início, a figura 4.3 mostra a excentricidade em função do período orbital (P_{orb}). As estrelas seguem os resultados encontrados nos trabalhos de Zanazzi (2022), na qual seus resultados apresentam um aumento da excentricidade com o aumento do período orbital e uma densidade excessiva de binários quase circulares com P_{orb} por volta de 10 dias. A linha amarela representa a curva do envelope superior descrita por Mazeh

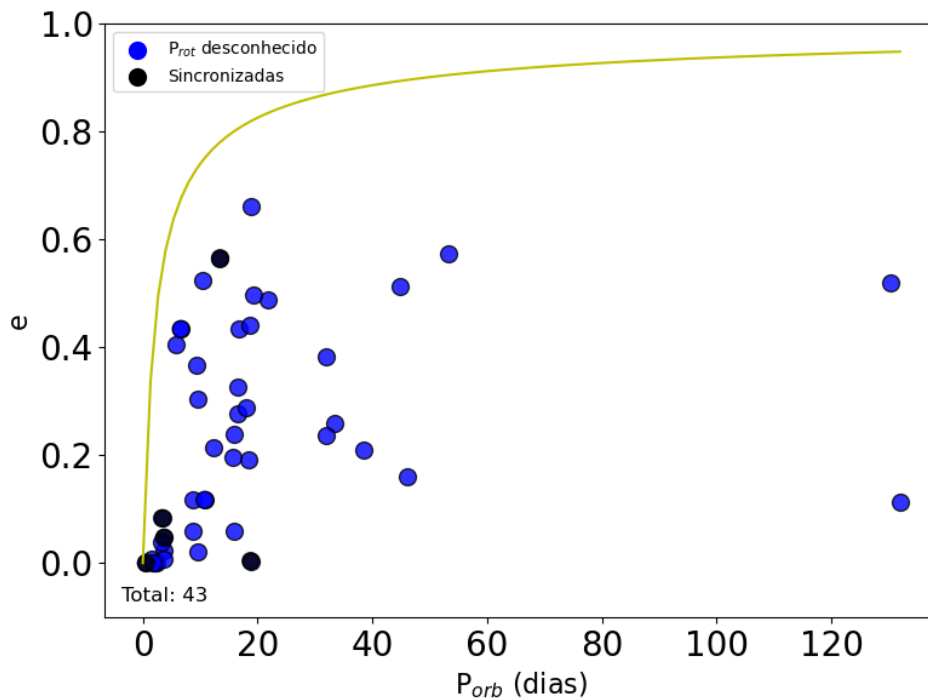
Figura 4.2: Histograma da massa das 7580 estrelas Subgigantes

Fonte: O autor

et al. (2008). Nossa amostra de estrelas encontra-se distribuída abaixo da linha do limite superior, em conformidade com o que é teorizado na literatura. Ratajczak et al. (2020) afirma que há uma falta de sistemas excêntricos em sistemas com baixo período orbital, por entender que suas órbitas tendem a se circularizar mais rapidamente. Mazeh et al. (2008) sugere uma faixa de transição que delimita os sistemas binários circularizados dos excêntricos com base no período orbital. Essa faixa de transição está a partir do primeiro binário excêntrico e se estende até o último binário com órbita circularizada.

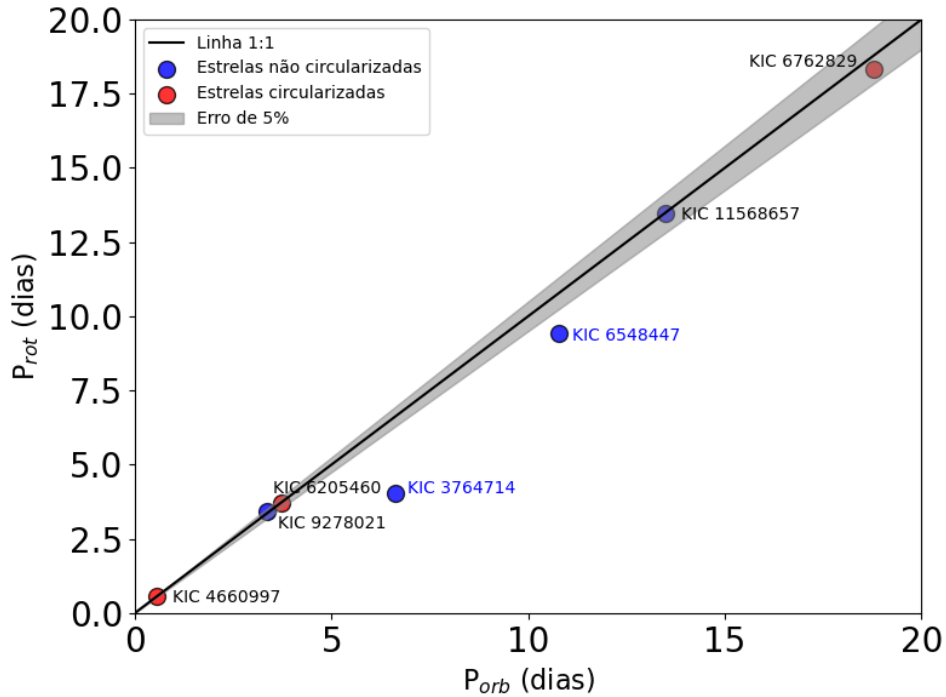
Na figura 4.3, observamos que as estrelas com sincronização conhecida apresentam um período orbital mais curto em comparação com as estrelas cuja sincronização é desconhecida. Segundo Mazeh et al. (2008), os sistemas tendem a alcançar a sincronização antes de atingirem a circularização. É esperado que as estrelas presentes na faixa de circularização apresentem suas órbitas sincronizadas. A figura 4.4 mostra a sincronização de alguns sistemas da nossa amostra. Devido à lacuna de dados disponíveis na literatura, nossa amostra contém dados de P_{rot} para apenas 7 estrelas. Dentre elas, as estrelas KIC 3764714 e KIC 6548447 não são sincronizadas e não pertencem a sistemas circularizados. Por outro lado, 3 sistemas estão sincronizados e circularizados, tendo alcançado o

Figura 4.3: Excentricidade dos binários subgigantes fotométricos em função do período orbital. Os pontos com cor preta são estrelas com o P_{rot} conhecido e sincronizado com o P_{orb} ; os pontos azuis são estrelas com P_{rot} desconhecido. A linha amarela, feita a partir de Mazeh et al. (2008), é o envelope superior, feito a partir da equação $f = E - Aexp(-(pB)^c)$, na qual $E = 0,98$; $A = 3,25$; $B = 6,3$ e $C = 0,23$.



Fonte: O autor

Figura 4.4: Sincronização das 7 estrelas para as quais temos os dados de P_{rot} . A linha preta na diagonal representa $P_{\text{rot}} = P_{\text{orb}}$ e, ao redor, a faixa que compreende estrelas sincronizadas ($P_{\text{rot}}/P_{\text{orb}}$ variando de 0,95 a 1,05). As estrelas vermelhas fazem parte de sistemas circularizados, e as estrelas azuis não pertencem a sistemas circularizados.



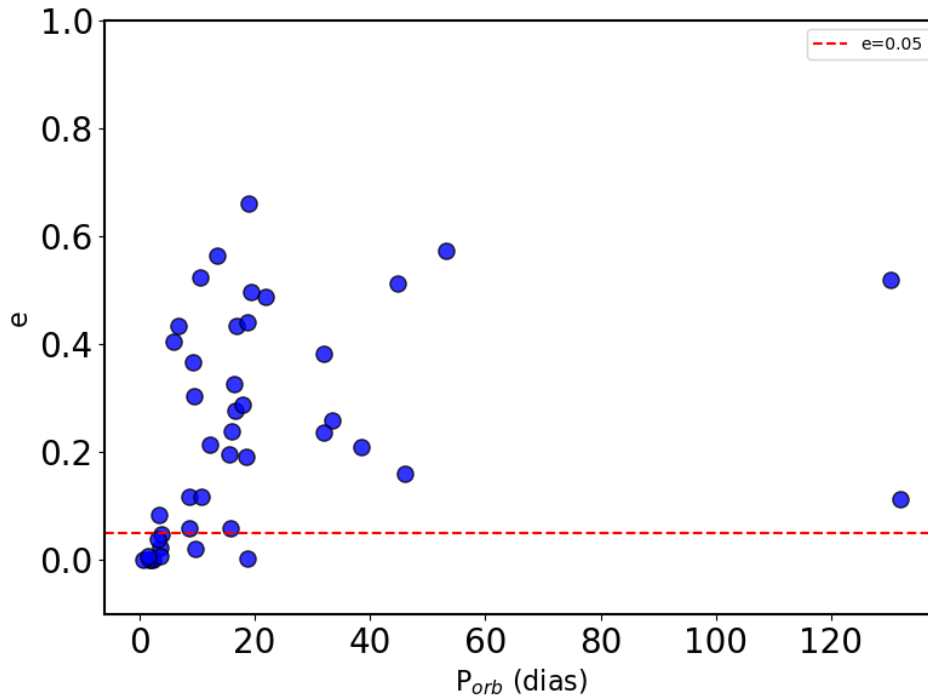
Fonte: O autor

equilíbrio antes de avançarem para a fase das Gigantes.

Na figura 4.5, apresentamos a mesma representação da figura 4.3 com uma linha pontilhada vermelha que delimita os sistemas binários circularizados dos não circularizados. Estrelas com excentricidade abaixo da linha de corte são consideradas como pertencentes a sistemas com órbitas circularizadas. Embora o critério de excentricidade para definir uma órbita circularizada varie em alguns estudos, como, por exemplo, Simões Neto (2010), que adota $e = 0,2$ como limite, ou Figueiredo (2021), que considera órbitas com $e < 0,01$ como circularizadas, Mazeh et al. (2008) propõe que sistemas binários com excentricidade inferior a $e = 0,05$ sejam classificados como circularizados. Assim, na figura 4.5, a linha pontilhada vermelha estabelece o corte para sistemas circularizados em $e = 0,05$, resultando em 11 sistemas com órbitas consideradas como tais.

Podemos perceber, pela ampliação na figura 4.7, que até P_{orb} de 3,3 dias todos os sistemas binários apresentam excentricidade menor que 0,05, e são considerados circularizados. Levando o P_{orb} limite para 5,8 dias, temos 9 sistemas considerados cir-

Figura 4.5: Linha na excentricidade $e = 0,05$ conforme Mazeh et al. (2008).



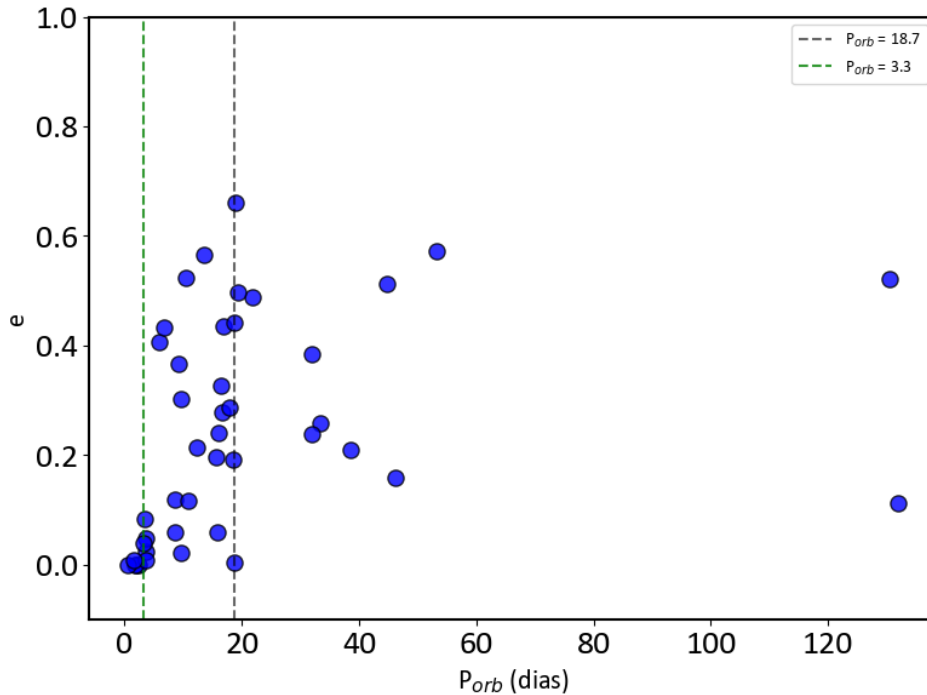
Fonte: O autor

circularizados e apenas o sistema KIC 9278021 apresenta excentricidade maior que 0,05. Para períodos orbitais $P_{orb} > 5,8$ dias, dois sistemas se destacam por apresentarem características atípicas em relação às suas excentricidades. Os sistemas KIC 5347784 e KIC 6762829, embora apresentem períodos orbitais elevados, possuem órbitas já circularizadas. Toda a faixa delimitada pelas linhas na figura 4.6 corresponde a sistemas binários na faixa de transição. Mais de 50% dos sistemas binários da nossa amostra, que são pós-sequência principal, estão localizados nesta região.

O processo de transição de sistemas excêntricos para circularizados pode ser mais demorado a depender da excentricidade primordial. Segundo Mazeh et al. (2008), binários com excentricidade inicial $e = 0,75$ levam o dobro do tempo que binários com $e = 0,2$ para chegar a $e \leq 0,05$. Assim, um sistema binário circularizado com um longo P_{orb} pode ter sido resultado de uma baixa excentricidade inicial, e não necessariamente pela eficiência dos processos de circularização.

As forças de maré interferem diretamente no processo de circularização. Sistemas binários próximos estão sujeitos às forças de maré mútuas que distorcem a forma estelar e levam a diferentes efeitos observacionais. A observação de um ou mais desses efeitos

Figura 4.6: Faixa que compreende os sistemas binários com P_{orb} de transição.



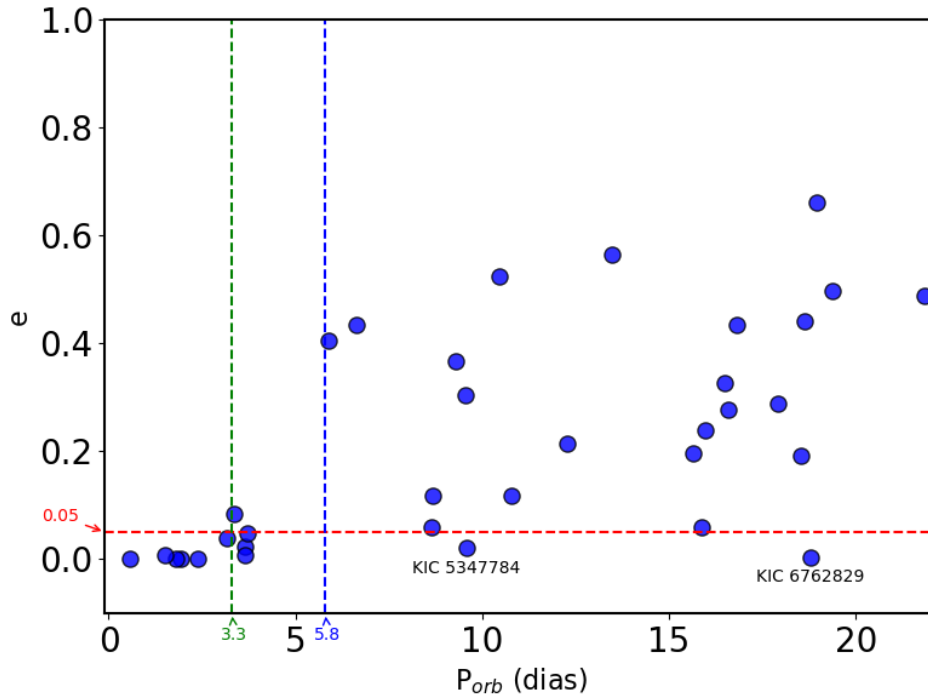
Fonte: O autor

permite-nos aprender sobre a resposta das estrelas sob a ação das forças de maré exercidas pela sua companheira. De acordo com A. D. P. d. Costa (2015), a interação de maré entre binários próximos tende a levar o sistema ao estado de equilíbrio, no qual uma das principais características é a circularização da órbita. A escala de tempo de circularização (τ_{circ}) das marés do binário depende fortemente da razão de massa das estrelas do sistema $q = \frac{M_2}{M_1}$, na qual M_1 é a massa da primária e M_2 a massa da secundária (Mazeh et al. 2008). De acordo com a equação 2.17, a massa secundária pode prolongar a escala de tempo do processo de circularização (Mazeh et al. 2008).

4.1.3 Evolução da Excentricidade Devido as Forças de Maré

A Análise da evolução da excentricidade seguirá como no trabalho de Simões Neto (Simões Neto 2010), entretanto aplicamos a um grupo de estrelas subgigantes. O intuito é confrontar os resultados previstos com a teoria de Zahn usando a equação 2.38 fornecida por Verbunt e Phinney (1995) que foi demonstrada anteriormente. A figura 4.8 apresenta o comportamento de 38 estrelas que temos conhecimento da relação de massa $q = \frac{M_2}{M_1}$. Os dados de q procederam de vários autores conforme a tabela A.7 do apêndice A.

Figura 4.7: Linhas vermelha é $e = 0,05$, conforme Mazeh et al. (2008). Linhas de corte do P_{orb} em $P_{orb} = 3,3$ dias e $P_{orb} = 5,8$ dias.

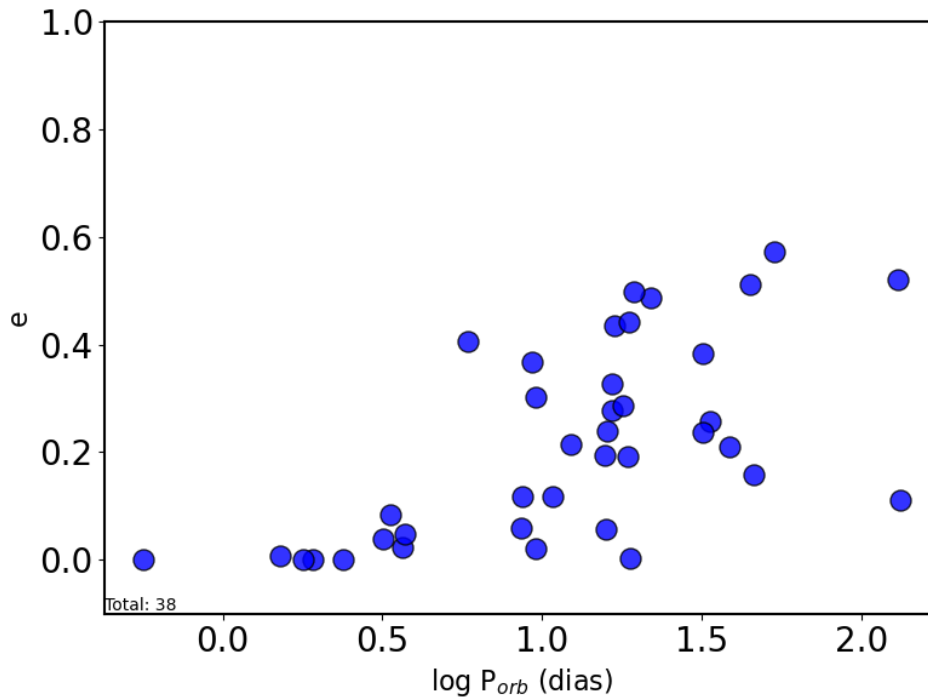


Fonte: O autor

$$\Delta \ln e = -1,7 \times 10^{-5} f \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-\frac{11}{3}} q(1+q)^{-\frac{5}{3}} \times 7,6 \times 10^8 \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{6,51} (P_{orb})^{-\frac{16}{3}} \quad (4.1)$$

A partir da equação 4.1 encontramos o valor da evolução da excentricidade dos sistemas binários contendo estrelas Subgigantes. Antes, precisamos definir um último parâmetro da equação: f . Ele é um número adimensional que depende dos detalhes físicos dos processos convectivos e da viscosidade (Verbunt e Phinney 1995). Para estrelas completamente convectivas com tempo de circularização menor que o P_{orb} , Zahn (1977) e Verbunt e Phinney (1995) utiliza $f = 1$. Mais tarde, Zahn e Bouchet (1989) fixa todas as estrelas do ramo das Gigantes vermelhas como totalmente convectivas; entretanto, essa afirmação não é totalmente verdadeira (Simões Neto 2010). A figura 4.9 apresenta a distribuição das 38 estrelas da excentricidade em função do logaritmo de $[-(\Delta \ln e)/f]$ para $f = 1$. A figura 4.10 apresenta a distribuição das 38 estrelas da excentricidade em função do logaritmo de $[-(\Delta \ln e)/f]$; entretanto, dessa vez, usamos $f = mzc$ (massa da zona convectiva calculada no capítulo anterior.)

Figura 4.8: Excentricidade dos binários em função do logaritmo do período orbital das 38 estrelas que conhecemos a relação de massa.

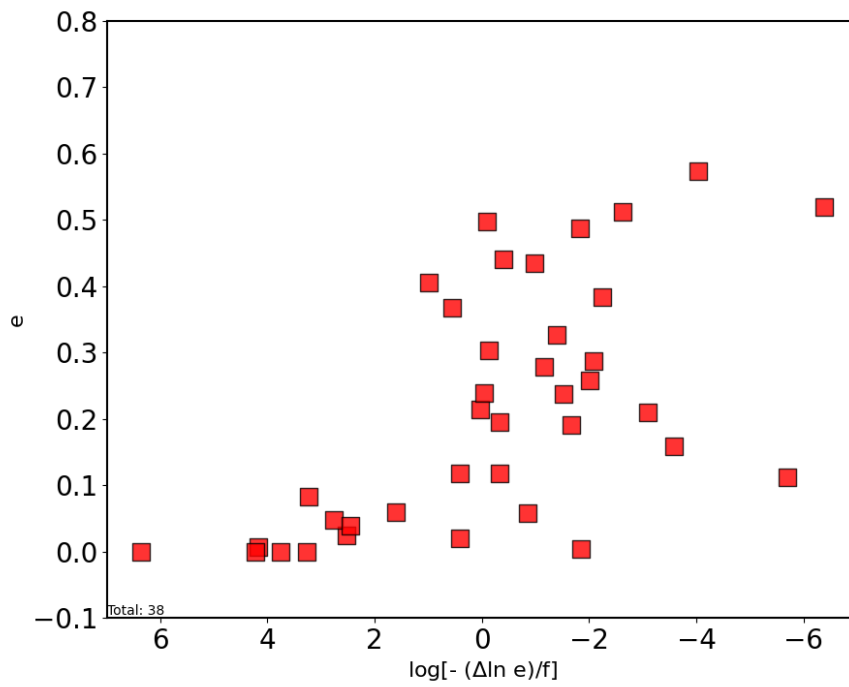


Fonte: O autor

A Figura 4.11 apresenta a comparação entre os dois valores de f , representados em um gráfico que relaciona a excentricidade à sua taxa de variação. Nos nossos resultados, encontramos uma maior concentração de estrelas localizada na faixa entre os pontos 2,5 e -2,5. Entretanto, podemos dizer que as estrelas com $mzc > 0,05$ apresentam uma maior diferença na posição para os dois valores de f , enquanto as estrelas com $mzc < 0,05$ tendem a manter a mesma posição para os dois valores de f . Ou seja, as estrelas basicamente radiativas não apresentam muita diferença com relação à excentricidade prevista. A estrela KIC 5456023 é a única que apresenta uma diferença considerável, que é uma estrela com baixa excentricidade, mas não o bastante para ser circularizada, e apresenta a maior mzc em relação às estrelas da nossa amostra $mzc = 0,3488$.

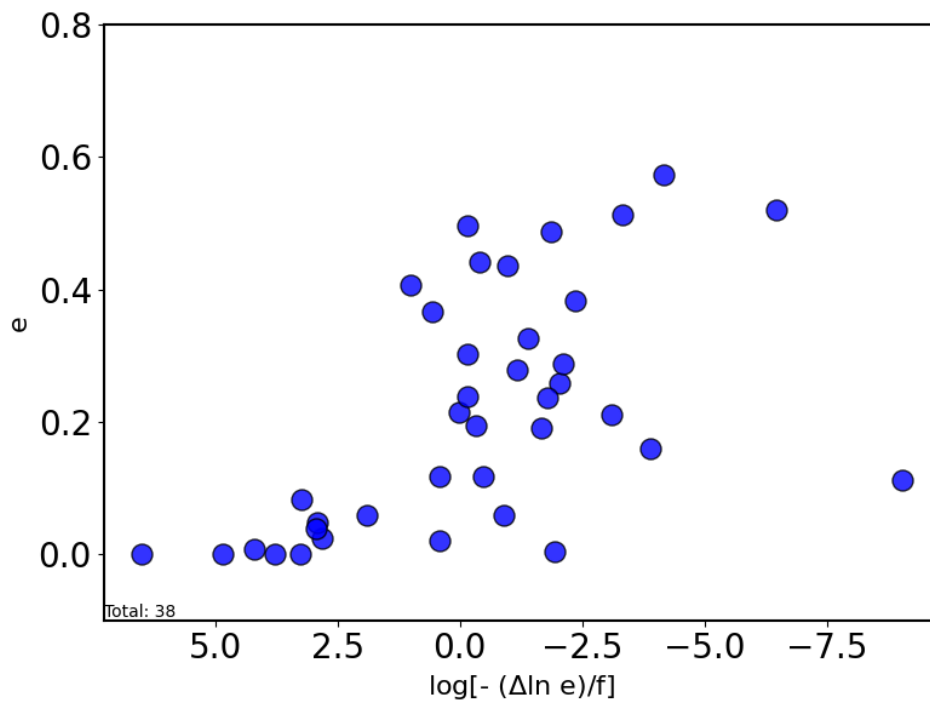
A Figura 4.12 apresenta a distribuição das estrelas, destacando em vermelho aquelas com $mzc > 0,05$. Observa-se, nesses sistemas destacados, uma tendência de afastamento em relação à linha de envelope superior. Contudo, a literatura disponível atualmente não fornece dados suficientes para permitir conclusões definitivas sobre esse comportamento.

Figura 4.9: Variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade. Nessa figura usamos $f = 1$.



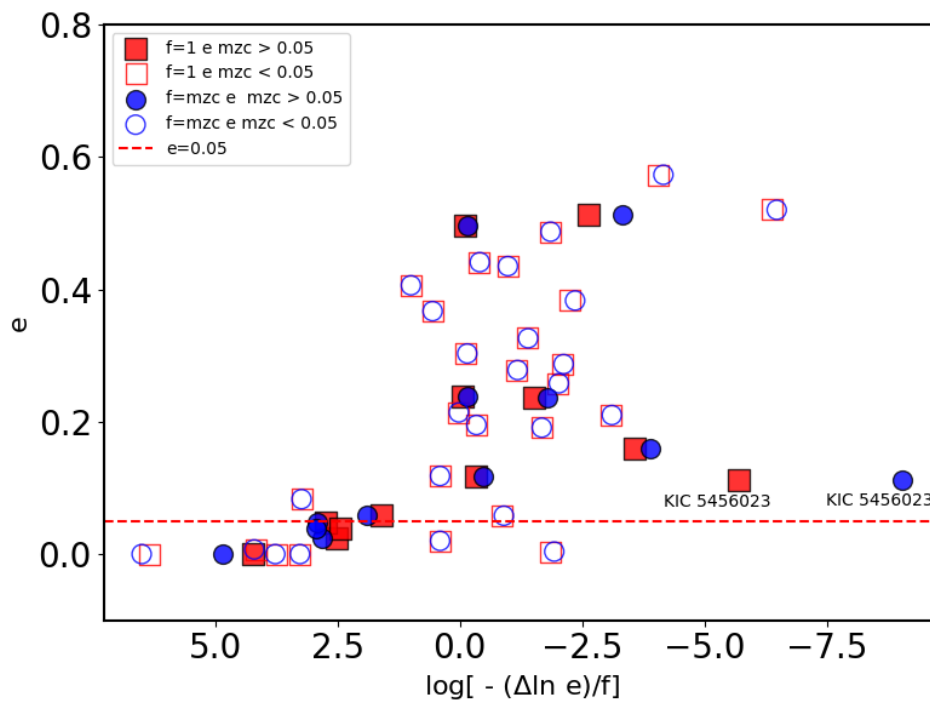
Fonte: O autor

Figura 4.10: Variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade. Nessa figura usamos $f = mzc$.



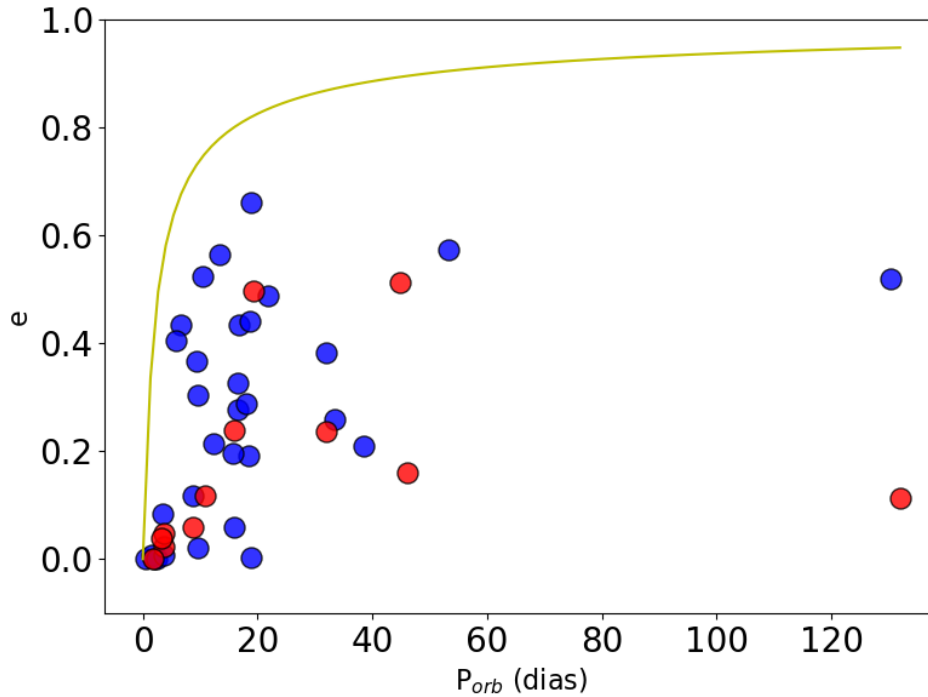
Fonte: O autor

Figura 4.11: Confronto da variação teórica prevista da taxa da excentricidade versus a excentricidade para $f = 1$ na cor vermelha e $f = mzc$ em azul.



Fonte: O autor

Figura 4.12: Excentricidade em função do período orbital com pontos vermelhos sendo estrelas com $mzc > 0,05$. A linha vermelha é a linha de envelope. A linha amarela, feita a partir de Mazeh et al. (2008), é o envelope superior, feito a partir da equação $f = E - Aexp(-(pB)^c)$, na qual $E = 0,98$; $A = 3,25$; $B = 6,3$ e $C = 0,23$.



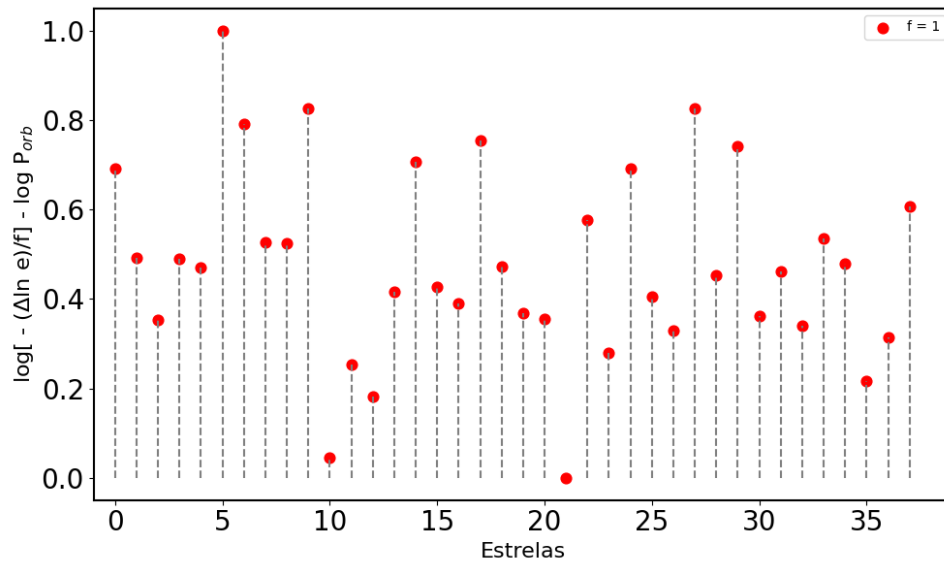
Fonte: O autor

A figura 4.13 e 4.14 apresenta a diferença entre os dois casos de f ; ordenados em estrela por estrela, no eixo das abscissas, seguindo a ordem da tabela A.7. Para uma melhor análise e comparação, os valores foram normalizados entre 0 e 1 para a evolução da excentricidade utilizando envoltórios totalmente convectivos, $f=1$, e para a evolução da excentricidade nos casos dos envoltórios com a massa convectiva calculada neste trabalho, $f= mzc$.

Percebemos que os valores encontrados para $f = 1$ e $f = mzc$ não destoam muito um do outro, sendo, em geral, os valores para $f = mzc$ um pouco maiores que os valores para $f = 1$, mas a estrela KIC 6205460 apresenta um valor para $f = mzc$ menor que $f = 1$ (Iniciando a contagem da esquerda para direita, seria a estrela 11). Entretanto, não é uma diferença significativa.

Embora os resultados para $f = 1$ e $f = mzc$ não apresentem uma discrepância significativa, Zahn não levou em consideração a variação da mzc das estrelas primárias na teoria de maré. Conforme pontuou (Simões Neto 2010), sabendo da importância da

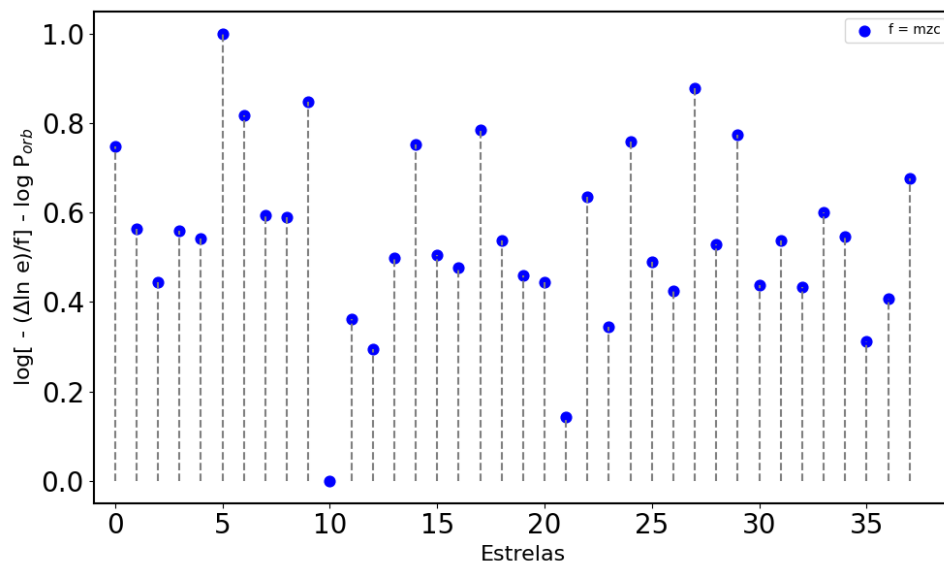
Figura 4.13: Resultado normalizado para $\log[-(\Delta \ln e)/f] - \log P_{\text{orb}}$ para cada uma das 38 estrelas da nossa amostra com q conhecido usando $f=1$.



Fonte: O autor

convecção para a teoria de maré, sugere-se que haja uma adequação para que se leve em consideração a variação da mzc para o processo de evolução de maré no desenvolvimento teórico.

Figura 4.14: Resultado normalizado para $\log[-(\Delta lne)/f] - \log P_{orb}$ para cada uma das 38 estrelas da nossa amostra com \mathbf{q} conhecido usando $\mathbf{f}=\mathbf{mzc}$.



Fonte: O autor

Capítulo 5

Conclusão

Os resultados de circularização obtidos neste trabalho para os 43 sistemas binários do Ramo das Subgigantes, cujas excentricidades são conhecidas, estão em concordância com o comportamento descrito por Mazeh et al. (2008). O processo de circularização não pode ser diretamente observado em escalas humanas devido ao longo intervalo de tempo requerido para sua completa efetivação. Os dados mostram que mesmo ao fim da queima de hidrogênio no núcleo, os sistemas continuam com baixa excentricidade em sistemas com baixo período orbital e poucos sistemas circularizados em sistemas com longos períodos orbitais. Essas observações cooperam para o confronto entre teoria e observações das teorias de maré. Com os dados disponíveis, não é possível inferir conclusivamente a variação do período de circularização durante a transição da sequência principal para o ramo das subgigantes. Os sistemas subgigantes cujos parâmetros físicos estão disponíveis apresentam valores precisos, fornecendo suporte para teorias de evolução estelar. No entanto, muitos sistemas subgigantes permanecem sem parâmetros físicos determinados, embora possam contribuir significativamente para estudos futuros. A relação entre excentricidade e período orbital não exhibe variação significativa na transição da sequência principal para o ramo das subgigantes. Apesar da expansão das camadas externas durante essa fase, o aumento não é tão expressivo quanto observado em estrelas do ramo das gigantes vermelhas. Uma análise comparativa entre sistemas binários dessas três fases evolutivas pode fornecer esclarecimentos adicionais sobre as diferenças nos parâmetros físicos entre os ramos evolutivos.

Os resultados apresentados não alcançam todas as estrelas Subgigantes, é necessário compor uma amostra de dados mais completa com a determinação de parâmetros

de razão de massa, excentricidade, período rotacional de todas as estrelas para podermos chegar a conclusões mais elucidativas. Porém, observamos que sistemas binários eclipsantes apresentam o mesmo comportamento proposto pelas teorias de maré em sistemas espectroscópicos. Quando utilizamos $f=mz_c$ encontramos resultados diferentes para quando utilizado $f=1$ para estrelas com massa da zona convectiva mais elevada; a generalização feita por Zahn e Verbunt não é válida para todos os sistemas. Entretanto, em um curto intervalo de tempo a ação da profundidade da zona convectiva não afeta diretamente o comportamento da excentricidade prevista por Verbunt e Phinney (1995). Mas se faz necessário adicionar a componente da massa da zona convectiva.

Outra limitação está na capacidade do Kepler de observar estrelas com períodos orbitais extensos. Assim, temos uma limitação, por exemplo, na figura 4.3; na qual temos estrelas com período orbital máximo por volta de 131 dias. Isso dificulta a compreensão adequada dos estudos do ramo subgigante.

Bibliografia

- Adams, Walter S e AH Joy (1917). “The luminosities and parallaxes of five hundred stars.” Em: *The Astrophysical Journal* 46.
- Adams, WS e AH Joy (1920). “The Spectrum of Nova Cygni 1920”. Em: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 32.189, pp. 276–278.
- Adams et al. (1935). “The spectroscopic absolute magnitudes and parallaxes of 4179 stars”. Em: *The Astrophysical Journal* 81, p. 187.
- Barblan, Fabio et al. (1998). “Physical parameters of the Algol system TZ Eridani from simultaneous analysis of Geneva 7-colour light curves”. Em: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 132.3, pp. 367–379.
- Barentsen, Geert et al. (2021). “lightkurve/lightkurve: Lightkurve v2. 0.9”. Em: *Zenodo*.
- Batalha, Natalie M et al. (2010). “Selection, prioritization, and characteristics of Kepler target stars”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 713.2, p. L109.
- Batten, Alan H (1989). “Two centuries of study of Algol systems”. Em: *International Astronomical Union Colloquium*. Vol. 107. Cambridge University Press, pp. 1–8.
- (2013). *Binary and Multiple Systems of Stars: International Series of Monographs in Natural Philosophy*. Vol. 51. Elsevier.
- Belleville, Michelle (set. de 2019). *About The Hubble Space Telescope*. und. Text. URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/about (acesso em 22/07/2021).
- Bethe, Hans Albrecht (1939). “Energy production in stars”. Em: *Physical Review* 55.5, p. 434.
- Bond, HE (1974). “The subgiant CH stars.” Em: *The Astrophysical Journal* 194, pp. 95–107.
- Borkovits, Tamás et al. (2022). “Von Zeipel–Lidov–Kozai cycles in action: Kepler triples with eclipse depth variations: KICs 6964043, 5653126, 5731312, and 8023317”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 515.3, pp. 3773–3795.

- Borucki, William J et al. (2010). “Kepler planet-detection mission: introduction and first results”. Em: *Science* 327.5968, pp. 977–980.
- Cheng, Shelley J et al. (2020). “Detailed characterization of heartbeat stars and their tidally excited oscillations”. Em: *The Astrophysical Journal* 903.2, p. 122.
- Claret, A (2003). “Studies on stellar rotation-III. An improvement of the treatment of the brightening distribution of rotating and tidally distorted stars”. Em: *Astronomy & Astrophysics* 406.2, pp. 623–628.
- Claret, A e NCS Cunha (1997). “Circularization and synchronization times in Main-Sequence of detached eclipsing binaries II. Using the formalisms by Zahn.” Em: *Astronomy and Astrophysics*, v. 318, p. 187-197 318, pp. 187–197.
- Conselice, Christopher J et al. (2016). “The evolution of galaxy number density at $z \approx 8$ and its implications”. Em: *The Astrophysical Journal* 830.2, p. 83.
- Costa, Antônio Dgerson Pereira da (2015). “Infravermelho-médio em sistemas binários com componentes evoluídas”. Diss. de mest. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- Costa, Jefferson Soares da (2009). “Lítio e rotação nas estrelas análogas solares: análise teórica das observações”. Diss. de mest. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- Cruz, Patricia et al. (2022). “Detached eclipsing binaries from the Kepler field: radii and photometric masses of components in short-period systems”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 515.1, pp. 1416–1429.
- Figueiredo, Ana Carolina Mattiuci (2021). *Um estudo da rotação de sistemas binários e sua relação com os parâmetros estelares e orbitais*.
- GeeksforGeeks (2024). *Introduction to Matplotlib*. URL: <https://www.geeksforgeeks.org/python-introduction-matplotlib/>.
- Girardi et al. (2000). “VizieR Online Data Catalog: Low-mass stars evolutionary tracks & isochrones (Girardi+, 2000)”. Em: *VizieR Online Data Catalog*, J–A+.
- Henden, Arne A e Ronald H Kaitchuck (1982). “Astronomical photometry”. Em: *New York: Van Nostrand Reinhold*.
- Hoffleit, E Dorrit (2002). “Pioneering women in the spectral classification of stars”. Em: *Physics in Perspective* 4.4, pp. 370–398.

- Holanda, N e JRP da Silva (2018). “The fidelity of Kepler eclipsing binary parameters inferred by the neural network”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 478.1, pp. 1272–1280.
- Howell, Steve B et al. (2014). “The K2 mission: characterization and early results”. Em: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 126.938, p. 398.
- Hui-Bon-Hoa, Alain (2008). “The Toulouse–Geneva Evolution Code (TGEC).” Em: *Astrophysics & Space Science* 316.
- Hut, P (1981). “Tidal evolution in close binary systems”. Em: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 99, no. 1, June 1981, p. 126-140. 99, pp. 126–140.
- Iben Jr, Icko (1965). “Stellar Evolution. II. The Evolution of a 3 M_⊙ Star from the Main Sequence Through Core Helium Burning.” Em: *The Astrophysical Journal* 142, p. 1447.
- Jin, Mengqi et al. (2023). “Starspot Activity without Pulsation in the Binary System KIC 5444392 Revisited”. Em: *Universe* 9.9, p. 417.
- Johnson, Michele (abr. de 2015). *Spacecraft and Instrument*. und. Text. URL: http://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/spacecraft/index.html (acesso em 19/07/2021).
- Keenan, Philip C (1985). “The MK classification and its calibration”. Em: *Symposium-International Astronomical Union*. Vol. 111. Cambridge University Press, pp. 121–136.
- Kepler, SO e MFO Saraiva (2014). “Astronomia e Astrofísica. 3a edição”. Em: *Porto Alegre: Livraria da Física*.
- Kippenhahn, Rudolf, Alfred Weigert e Achim Weiss (1990). *Stellar structure and evolution*. Vol. 192. Springer.
- Kirk, Brian et al. (2016). “Kepler eclipsing binary stars. VII. The catalog of eclipsing binaries found in the entire Kepler data set”. Em: *The Astronomical Journal* 151.3, p. 68.
- Kjurkchieva, Diana, Doroteya Vasileva e Teodora Atanasova (2017). “Orbital parameters of the eclipsing detached Kepler binaries with eccentric orbits”. Em: *The Astronomical Journal* 154.3, p. 105.
- LeBlanc, Francis (2011). *An introduction to stellar astrophysics*. John Wiley & Sons.

- Lebre, A et al. (1999). “Lithium and rotation on the subgiant branch. I. Observations and spectral analysis”. Em: *Astronomy and Astrophysics* 345, pp. 936–942.
- Li, Min-Yu et al. (2023). “Modeling and Orbital Parameters of Kepler Heartbeat Stars”. Em: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 266.2, p. 28.
- Lindgren, Lennart et al. (2018). “Gaia data release 2-the astrometric solution”. Em: *Astronomy & Astrophysics* 616, A2.
- Luyten, Willem Jacob (1922). “On the relation between parallax, proper motion, and apparent magnitude”. Em: *Lick Observatory Bulletin* 336, pp. 135–140.
- Maciel, WJ (1991). *Astronomia e astrofísica: curso de extensão universitária*. Universidade de São Paulo, Instituto Astronômico e Geofísico.
- Marchi, Magali Conceição de Barros de et al. (2017). “A contribuição de Annie Jump Cannon para a Classificação Espectral de Harvard”. Em.
- Martin, David V e Daniel C Fabrycky (2021). “Searching for Small Circumbinary Planets. I. The STANLEY Automated Algorithm and No New Planets in Existing Systems”. Em: *The Astronomical Journal* 162.3, p. 84.
- Mathieu, Robert D e Tsevi Mazeh (1988). “The circularized binaries in open clusters- A new clock for age determination”. Em: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 326, March 1, 1988, p. 256-264. 326, pp. 256–264.
- Mathur, Savita et al. (2017). “Revised stellar properties of Kepler targets for the Q1-17 (DR25) transit detection run”. Em: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 229.2, p. 30.
- Matson, Rachel A et al. (2017). “Radial velocities of 41 Kepler eclipsing binaries”. Em: *The Astronomical Journal* 154.6, p. 216.
- Mazeh et al. (2008). “Observational evidence for tidal interaction in close binary systems”. Em: *European Astronomical Society Publications Series* 29, pp. 1–65.
- Mehrez, Fatima (2015). “Design and test of a readout ASIC for a SiPM-based camera: ALPS (ASIC de lecture pour un photodétecteur SiPM)”. Tese de dout.
- Meibom, Søren e Robert D Mathieu (2005). “A robust measure of tidal circularization in coeval binary populations: the solar-type spectroscopic binary population in the open cluster M35”. Em: *The Astrophysical Journal* 620.2, p. 970.
- Morgan, William Wilson (1937). “On the Spectral Classification of the Stars of Types A to K”. Em: *Astrophysical Journal*, vol. 85, p. 380 85, p. 380.

- Morgan, WW, Philip C Keenan e Edith Kellman (1943). *An atlas of stellar spectra*.
- Mulinari, Bruna (2013a). *Numpy Python: O que é, vantagens e tutorial inicial*. URL: <https://harve.com.br/blog/programacao-python-blog/numpy-python-o-que-e-vantagens-e-tutorial-inicial/>.
- (2013b). *Pandas Python: vantagens e como começar*. URL: <https://harve.com.br/blog/programacao-python-blog/pandas-python-vantagens-e-como-comecar/>.
- Napoleão, Tasso Augusto (2020). “Uma pequena história da espectroscopia”. Em: *Grupo Alfa Crucis*, pp. 1–15.
- NASA (abr. de 2018). *Kepler / K2*. und. Text. URL: <https://science.nasa.gov/mission/kepler> (acesso em 09/09/2029).
- NASA's Space Physics Data Facility (SPDF)* (2021). URL: <https://spdf.gsfc.nasa.gov/index.html> (acesso em 20/07/2021).
- Osorio, Yeisson Fabian Martinez (2009). “Determinação do período orbital de sistemas binários clipsantes”. Diss. de mestr. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- Ostlie, Dale A e Bradley W Carroll (2007). *An introduction to modern astrophysics*. Addison-Wesley Reading, MA, USA.
- Percy, John R (2007). *Understanding variable stars*. Cambridge University Press.
- Pinheiro, Márcio do Carmo et al. (2009). “Classificação espectral e determinação de distância de estrelas em dez regiões HII do hemisfério sul”. Em.
- Ratajczak, Milena, OGLE Collaboration e BRITE Team (2020). “The Power of Eccentric Binaries”. Em: *XXXIX Polish Astronomical Society Meeting*. Vol. 10, pp. 151–155.
- Reis, Derisnei Mendes et al. (2019). “Catálogo de estrelas binárias em curvas de luz cromáticas do satélite CoRoT”. Em.
- Russell, Henry Norris (1914). “Relations between the spectral and other characteristics of the star”. Em: *Popular Astronomy*, 22, 342.
- Saio, Hideyuki e Donald W Kurtz (2022). “Stellar rotation rates in Kepler eccentric (heartbeat) binaries obtained from r-mode signatures”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511.1, pp. 560–571.
- Salaris, Maurizio e Santi Cassisi (2005). *Evolution of stars and stellar populations*. Wiley Online Library.

- Sandage, Allan, Lori M Lubin e Don A Vandenberg (2003). “The age of the oldest stars in the local galactic disk from Hipparcos parallaxes of G and K subgiants”. Em: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115.812, p. 1187.
- Sem combustível, telescópio Kepler tem "morte" decretada pela NASA* (2021). pt-BR. URL: <https://www.tecmundo.com.br/ciencia/135734-combustivel-telescopio-kepler-tem-morte-decretada-nasa.htm> (acesso em 20/07/2021).
- Silva, Francys Anthony da (2017). “Rotação e atividade de estrelas F, G e K observadas pelos satélites CoRoT e Kepler”. Tese de dout. Universidade do Rio Grande do Norte. URL: <https://repositorio.ufrn.br/handle/123456789/25073>.
- Simões Neto, Flodoaldo de Lima (2010). “Evolução da excentricidade dos sistemas binários com componente evoluída”. Diss. de mest. Universidade Federal do Rio Grande do Norte.
- Sobrinho, JLG (2013). “Estrelas binárias e estrelas variáveis”. Em: *Formação Contínua de docentes: Introdução a Astronomia (texto de apoio ao módulo 3)* 13.
- Strömberg, Gustaf (1930). “The Distribution of Absolute Magnitudes among K and M Stars Brighter than the Sixth Apparent Magnitude as Determined from Peculiar Velocities”. Em: *The Astrophysical Journal* 71, p. 175.
- Tillman, Nola Taylor (2018). *Delta II Rocket: 30 Years of Launches*. URL: <https://www.space.com/41961-delta-ii-rocket.html>.
- Verbunt, F e E. S Phinney (1995). “Tidal circularization and the eccentricity of binaries containing giant stars.” Em: *Astronomy and Astrophysics*, v. 296, p. 709–726, p. 709.
- Zahn, J-P (1975). “The dynamical tide in close binaries”. Em: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 41, no. 3-4, July 1975, p. 329-344. 41, pp. 329–344.
- (1977). “Tidal friction in close binary stars”. Em: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 57, no. 3, May 1977, p. 383-394. 57, pp. 383–394.
- Zahn, J-P e L Bouchet (1989). “Tidal evolution of close binary stars. II-Orbital circularization of late-type binaries”. Em: *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 223, no. 1-2, Oct. 1989, p. 112-118. 223, pp. 112–118.
- Zahn, J-P e M-J Goupil (2008). “Tidal dissipation in binary systems”. Em: *European Astronomical Society Publications Series* 29, pp. 67–90.

Zanazzi, JJ (2022). “A Tale of Two Circularization Periods”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 929.2, p. L27.

Zeilik, Michael e Stephen Gregory (1998). *Introductory astronomy and astrophysics*.

Apêndice A

Tabela A.1: Copilado da base de dados das estrelas usadas neste trabalho

Kepid	e	Logg^a	Abs_gmag	Period^b	Teff^c	Mass^d	Bp_Rp	Parallax	Phot_g_mean_mag	Fe_H^e
3656322	0.02400	3.667	2.976300	3.663669	5269	0.806	1.139322	0.951185	13.084974	-0.74
4159347	0.21400	3.668	3.541291	12.283555	6171	1.291	0.750252	0.344342	15.856342	-0.52
4252226	0.48700	3.904	3.366741	21.858958	5923	1.242	0.976044	0.788441	13.882895	0.08
4281895	0.30300	3.837	3.308711	9.543588	5537	0.798	1.030172	0.136138	17.638810	-0.80
4649440	0.49700	3.416	3.752417	19.370732	5321	1.783	0.972229	0.081571	19.194740	-0.10
4946680	0.11800	3.796	3.628923	8.665260	6071	1.301	1.577867	0.104842	18.526245	-0.12
5347784	0.02000	3.813	3.239185	9.584059	5605	1.226	1.025639	1.073905	13.084356	-0.04
5456023	0.11200	3.717	3.471852	131.978307	4916	0.905	1.198112	0.826379	13.885955	-0.08
5653126	0.21000	3.823	3.001993	38.496882	6050	1.332	1.450810	0.048528	19.572012	0.02
5700330	0.57300	3.905	3.091824	53.220414	5653	1.240	0.937736	0.795389	13.588927	0.30
5735878	0.43500	3.646	2.874563	16.832082	6300	1.223	0.782758	0.900412	13.102356	-0.80
6205460	0.04700	3.678	3.080823	3.722832	5425	1.166	1.052427	1.226393	12.637675	-0.38
6233466	0.05800	3.907	3.870442	15.873307	5622	1.056	1.125484	0.665818	14.753666	-0.12
6448768	0.32600	3.860	2.828531	16.486798	6020	1.162	0.839499	0.656745	13.741548	-0.24
6548447	0.11700	3.970	2.570511	10.768379	5226	0.921	1.132569	0.895059	12.811252	0.00
6593363	0.19100	3.793	2.995164	18.527824	6154	1.219	0.828634	0.111309	17.762508	-0.34
6933781	0.52000	3.946	3.674325	130.419563	5770	0.915	0.903314	3.098123	11.218832	-0.46
7376500	0.40600	3.807	3.649147	5.877128	5702	0.774	1.067259	0.123609	18.188890	-1.14
7541502	0.51200	3.568	3.270226	44.827323	5160	1.450	1.055599	0.063452	19.257992	-0.02
8016211	0.03900	3.994	3.477563	3.174886	5116	0.944	1.218259	0.660196	14.379200	0.22
8023317	0.27800	3.808	3.376349	16.579002	5870	1.239	0.900901	1.272407	12.853218	-0.14

^aDados do Mathur et al. (2017)

^bDados do Kirk et al. (2016)

^cDados do Mathur et al. (2017)

^dDados do Mathur et al. (2017)

^eDados do (Mathur et al. 2017)

Tabela A.2: Continuação da Tabela A.1

Kepid	e	Logg	Abs_gmag	Period	Teff	Mass	Bp_Rp	Parallax	Phot_g_mean_mag	Fe_H
8773948	0.25800	3.581	3.297893	33.469524	5934	1.315	1.172913	0.325538	15.734882	-0.62
9119405	0.44100	3.542	2.935221	18.646323	5786	1.536	1.093155	0.693808	13.729026	-0.18
9278021	0.08300	3.531	3.297809	3.359472	6587	1.530	0.701496	1.174696	12.948181	-0.62
9418994	0.23700	3.459	3.334488	32.003801	5260	1.730	1.200758	0.971633	13.396975	0.02
9834257	0.19500	3.586	3.222044	15.651439	6552	1.521	0.893854	0.209181	16.619429	-0.42
10198109	0.28700	3.903	3.913621	17.918743	5870	0.775	0.922464	1.064192	13.778521	-1.10
10296163	0.36700	3.670	3.779282	9.296764	6461	1.418	0.759709	1.301935	13.206335	-0.38
11874338	0.23900	3.520	2.908882	15.975177	5220	1.443	1.229892	0.612584	13.973055	-0.18
11959569	0.15900	3.908	2.962626	46.148741	5383	1.105	1.049861	1.345183	12.318720	0.14
12105785	0.38300	3.693	2.907307	31.953029	5524	1.346	0.971826	0.928960	13.067322	-0.12
12367310	0.05900	3.475	2.820806	8.627487	5146	1.795	1.249158	0.175983	16.593458	0.28
4840263	0.00000	3.865	3.915991	1.915648	5908	1.103	0.850799	0.363785	16.111767	-0.28
6543674	0.00000	3.789	2.633148	2.391030	6047	1.150	0.934284	0.619972	13.671287	-0.42
9110346	0.00000	3.631	2.603539	1.790553	5242	1.015	1.277262	0.093976	17.738464	-0.46
3764714	0.43361	3.696	2.894411	6.633276	6487	1.439	0.897871	0.123677	17.432974	-0.30
5596440	0.52290	3.616	2.697033	10.474857	6526	1.573	0.738492	0.803913	13.170988	-0.24
4660997	0.00000	3.942	3.723478	0.562560	5674	0.984	0.879595	0.322996	16.177494	-0.24
8784288	0.00800	3.854	3.758809	3.655118	5977	1.125	0.980000	1.036734	13.680473	-0.30
11568657	0.56500	3.560	3.396415	13.476046	6567	1.633	0.965656	0.167501	17.276329	-0.28
6762829	0.00380	3.925	3.482356	18.795266	5623	1.038	0.909406	0.822516	13.906633	-0.12
5444392	0.00700	3.930	2.791211	1.519528	5807	1.130	0.808172	2.006323	11.279206	-0.02
11494130	0.66000	3.761	3.050547	18.955414	6362	1.352	0.623466	2.694180	10.898415	-0.28

Tabela A.3: Referências das excentricidades usadas neste trabalho

KIC Sistema binário	Referência Excentricidade
3656322	Kjurkchieva et al. (2017)
4159347	Kjurkchieva et al. (2017)
4252226	Kjurkchieva et al. (2017)
4281895	Kjurkchieva et al. (2017)
4649440	Kjurkchieva et al. (2017)
4946680	Kjurkchieva et al. (2017)
5347784	Kjurkchieva et al. (2017)
5456023	Kjurkchieva et al. (2017)
5653126	Kjurkchieva et al. (2017)
5700330	Kjurkchieva et al. (2017)
6205460	Kjurkchieva et al. (2017)
6233466	Kjurkchieva et al. (2017)
5735878	Kjurkchieva et al. (2017)
6448768	Kjurkchieva et al. (2017)
6548447	Kjurkchieva et al. (2017)
6593363	Kjurkchieva et al. (2017)
6933781	Kjurkchieva et al. (2017)
7376500	Kjurkchieva et al. (2017)
7541502	Kjurkchieva et al. (2017)
8016211	Kjurkchieva et al. (2017)
8023317	Borkovits et al. (2022)
8773948	Kjurkchieva et al. (2017)
9119405	Kjurkchieva et al. (2017)
9278021	Kjurkchieva et al. (2017)
9418994	Kjurkchieva et al. (2017)
9834257	Kjurkchieva et al. (2017)
10198109	Kjurkchieva et al. (2017)
10296163	Kjurkchieva et al. (2017)
1874338	Kjurkchieva et al. (2017)
11959569	Kjurkchieva et al. (2017)
12105785	Kjurkchieva et al. (2017)
12367310	Kjurkchieva et al. (2017)
4840263	Cruz et al. (2022)
6543674	Cruz et al. (2022)
9110346	Cruz et al. (2022)
3764714	Li et al. (2023)
5596440	Li et al. (2023)
4660997	Matson et al. (2017)
8784288	Holanda e J. d. Silva (2018)
11568657	Saio e Kurtz (2022)
6762829	Martin e Fabrycky (2021)
5444392	Jin et al. (2023)
11494130	Cheng et al. (2020)

Tabela A.4: Tabela com dados das estrelas

KIC	Luminosidade	P_{orb}	e	q	P_{rot}	M	MZC
2159783	2.347466	0.373884				1.0	0.016550
2435971	2.580421	0.271828				1.0	0.056510
2438502	5.037640	8.360619				1.3	0.051303
3339538	3.763736	14.658014				1.2	0.178860
3443790	2.283687	1.665784				1.2	0.001429
3656322	5.514167	3.663669	0.02400	1.1303		1.5	0.124520
3764714	5.946148	6.633276	0.43361		4.020000	1.5	0.000055
3765771	5.350146	5.567717				1.3	0.002937
3861595	2.682558	3.849367				1.2	0.001429
3953981	2.909538	0.492017				1.1	0.183670
4035675	3.715571	2.873662				1.2	0.025560
4055765	6.397300	19.932000				1.5	0.000011
4073730	2.735037	6.282074				1.3	0.000000
4159347	3.277053	12.283555	0.21400	1.0000		1.2	0.002210
4252226	3.848607	21.858958	0.48700	0.6111		1.2	0.006100
4281895	4.059902	9.543588	0.30300	1.0120		1.2	0.036970
4365442	5.920699	1.714413				1.4	0.000437
4649440	2.697945	19.370732	0.49700	0.6269		1.1	0.087150
4660997	2.770822	0.562560	0.00000	0.7600	0.563000	1.1	0.025430
4677321	5.540620	1.572181				1.4	0.000157
4840263	2.320618	1.915648	0.00000	0.5620		1.1	0.007980
4946680	3.022948	8.665260	0.11800	0.8111		1.2	0.002840
5015913	3.251684	2.359937				1.2	0.044120
5033682	2.407522	0.379916				1.0	0.016560
5041975	4.254703	2.959929				1.2	0.088267
5077994	2.679141	0.696287				1.1	0.012230
5078879	2.587651	1.039371				1.3	0.000426
5127005	3.358391	1.621124				1.2	0.002860
5283266	4.340626	0.314649				1.3	0.223400
5296276	8.167076	1.892003				1.5	0.001750
5347784	4.328385	9.584059	0.02000	0.9680		1.2	0.031070
5444392	6.539064	1.519528	0.00700	0.9550		1.4	0.007980
5456023	3.493489	131.978307	0.11200	0.3095		1.1	0.348800
5596440	7.131595	10.474857	0.52290			1.5	0.000036
5649325	6.434705	391.100000				1.4	0.002809
5652983	6.107783	498.374739				1.5	0.221500
5653126	5.385213	38.496882	0.21000	0.4272		1.3	0.002555
5700330	4.957587	53.220414	0.57300	0.3162		1.3	0.025110
5735878	6.055846	16.832082	0.43500	0.2436		1.4	0.000824
5774375	4.471845	1.549977				1.3	0.065480
6042031	2.776862	0.537104				1.1	0.063700
6205460	5.008073	3.722832	0.04700	0.5200	3.717000	1.3	0.062250
6233466	2.420043	15.873307	0.05800	0.6784		1.0	0.028420

Tabela A.5: Continuação da tabela A.4

KIC	Luminosidade	P_{orb}	e	q	P_{rot}	M	MZC
6233903	2.611574	5.990848				1.2	0.005250
6279974	6.301192	0.805259				1.3	0.005284
6312521	3.934190	3.015549				1.2	0.102970
6421483	3.043594	2.158402				1.2	0.149170
6448768	6.318116	16.486798	0.32600	0.3332		1.4	0.002168
6523216	7.070211	14.313156				1.4	0.011360
6543674	7.563810	2.391030	0.00000	0.4860		1.5	0.001145
6548447	8.013009	10.768379	0.11700	0.8971	9.409000	1.6	0.148450
6593363	5.419190	18.527824	0.19100	0.2569		1.4	0.001109
6762829	3.459851	18.795266	0.00380	0.2641	18.309999	1.2	0.029900
6805146	6.889417	13.779702				1.5	0.000088
6933781	2.899144	130.419563	0.52000	0.7199		1.1	0.013670
7130044	5.645627	0.297665				1.4	0.099240
7220320	8.464185	0.752158				1.5	0.008425
7272739	2.299469	0.281165				1.2	0.094920
7376500	2.967161	5.877128	0.40600	0.6102		1.1	0.016560
7541502	4.206390	44.827323	0.51200	0.3844		1.3	0.179530
7546791	2.840064	0.242362				1.1	0.127300
7733731	5.074851	4.858095				1.3	0.001893
7770569	3.736809	903.590000				1.2	0.030360
7799540	5.611794	60.000000				1.4	0.087135
7885570	5.035478	1.729337				1.3	0.031111
7918172	6.893027	191.806640				1.5	0.161570
8016211	3.475160	3.174886	0.03900	0.8987		1.2	0.200380
8019043	2.600435	1.985586				1.3	0.000712
8022489	3.178383	197.511121				1.1	0.029640
8023317	3.814700	16.579002	0.27800	0.3030		1.2	0.007880
8043961	4.867016	1.559212				1.4	0.000247
8098728	2.352762	24.485000				1.3	0.000400
8179747	5.182441	17.946277				1.4	0.144760
8197368	6.350648	9.087857				1.5	0.000012
8322564	2.176380	22.258846				1.0	0.037380
8397675	3.186651	0.553259				1.1	0.025080
8451777	7.337978	1.515258				1.5	0.000005
8480642	3.388359	31.591222				1.2	0.161507
8669092	6.386618	1.000831				1.4	0.000523
8703528	3.681637	0.399875				1.2	0.045680
8715667	5.568114	0.405708				1.3	0.014710
8773948	4.100558	33.469524	0.25800	0.8187		1.2	0.005540
8780968	6.666410	5.234487				1.4	0.041376
8784288	2.682109	3.655118	0.00800			1.2	0.004430
8803882	6.887371	89.630216				1.5	0.173840
8848104	3.016735	0.824852				1.1	0.026692

Tabela A.6: Continuação da tabela A.4

KIC	Luminosidade	P_{orb}	e	q	P_{rot}	M	MZC
8906039	4.503643	2.347479				1.2	0.006900
8908102	7.580491	5.414579				1.5	0.001267
8913061	8.390767	1.019971				1.5	0.023940
8972908	4.142749	4.200125				1.4	0.004410
9030447	6.690784	0.566698				1.5	0.000004
9032671	2.258414	0.249608				1.0	0.229200
9071373	3.948282	0.421769				1.2	0.015380
9091810	3.018897	0.479721				1.1	0.031795
9110346	7.772924	1.790553	0.00000	0.2490		1.6	0.139670
9119405	5.726795	18.646323	0.44100	0.9365		1.3	0.010960
9178185	3.437927	2.992707				1.2	0.006530
9240664	5.292483	10.784333				1.3	0.031673
9243795	2.164687	14.443130				1.0	0.014090
9278021	4.100873	3.359472	0.08300	0.8417	3.425000	1.4	0.000263
9418994	3.964650	32.003801	0.23700	0.4208		1.2	0.120858
9834257	4.397263	15.651439	0.19500	0.9238		1.4	0.000315
9886224	2.433649	2.992660				1.0	0.303970
9971475	2.624852	5.357408				1.1	0.014660
10033279	6.614787	72.491391				1.4	0.010790
10162999	4.101215	3.429215				1.3	0.000515
10198109	2.325688	17.918743	0.28700	0.2621		1.1	0.010430
10296163	2.632008	9.296764	0.36700	0.4125		1.3	0.000550
10464666	2.787810	131.734237				1.1	0.190900
10468514	3.047482	0.424938				1.2	0.168900
11153627	2.417817	0.561697				1.0	0.035370
11197126	3.647418	4.494809				1.2	0.199763
11494130	5.149689	18.955414	0.66000			1.4	0.000370
11568657	3.744845	13.476046	0.56500		13.476000	1.3	0.000850
11774013	6.239455	3.756248				1.5	0.000038
11874338	5.867422	15.975177	0.23900	1.0000		1.5	0.154410
11959569	5.584052	46.148741	0.15900	0.7624		1.4	0.074940
12019674	2.415219	0.354504				1.0	0.037010
12105785	5.875938	31.953029	0.38300	0.3997		1.4	0.038750
12305537	6.660027	0.361815				1.4	0.026400
12353720	3.076332	1.953310				1.3	0.000803
12367310	6.363228	8.627487	0.05900	0.4007		1.5	0.219680
12404615	7.255388	0.366291				1.4	0.002881

Tabela A.7: Referência dos valores das razões de massa

KIC	q	Referência
4159347	1.0000	Kjurkchieva et al. (2017)
4252226	0.6111	Kjurkchieva et al. (2017)
4281895	1.0120	Kjurkchieva et al. (2017)
4649440	0.6269	Kjurkchieva et al. (2017)
4946680	0.8111	Kjurkchieva et al. (2017)
5347784	0.9680	Kjurkchieva et al. (2017)
5456023	0.3095	Kjurkchieva et al. (2017)
5653126	0.4272	Kjurkchieva et al. (2017)
5700330	0.3162	Kjurkchieva et al. (2017)
5735878	0.2436	Kjurkchieva et al. (2017)
6205460	0.5200	Kjurkchieva et al. (2017)
6233466	0.6784	Kjurkchieva et al. (2017)
6448768	0.3332	Kjurkchieva et al. (2017)
6548447	0.8971	Kjurkchieva et al. (2017)
6593363	0.2569	Kjurkchieva et al. (2017)
6933781	0.7199	Kjurkchieva et al. (2017)
7376500	0.6102	Kjurkchieva et al. (2017)
7541502	0.3844	Kjurkchieva et al. (2017)
8016211	0.8987	Kjurkchieva et al. (2017)
8023317	0.303	Borkovits et al. (2022)
8773948	0.8187	Kjurkchieva et al. (2017)
9119405	0.9365	Kjurkchieva et al. (2017)
9278021	0.8417	Kjurkchieva et al. (2017)
9418994	0.4208	Kjurkchieva et al. (2017)
9834257	0.9238	Kjurkchieva et al. (2017)
10198109	0.2621	Kjurkchieva et al. (2017)
10296163	0.4125	Kjurkchieva et al. (2017)
11874338	1.0000	Kjurkchieva et al. (2017)
11959569	0.7624	Kjurkchieva et al. (2017)
12105785	0.3997	Kjurkchieva et al. (2017)
12367310	0.4007	Kjurkchieva et al. (2017)
4840263	0.562	Cruz et al. (2022)
6543674	0.486	Cruz et al. (2022)
9110346	0.249	Cruz et al. (2022)
4660997	0.760	Matson et al. (2017)
6762829	0.2641	Martin e Fabrycky (2021)
5444392	0.955	Jin et al. (2023)

Apêndice B

Tabela B.1: Catálogo com todas as estrelas subgigantes binárias filtrados por esta pesquisa.

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs_gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
2159783	5734	3.746	1.253	0.3738842	3.903501833	-0.22	0.6107173943	0.94288445	14.9743
2435971	5407	3.546	1.544	0.271828	3.80077368	-0.16	0.5085621613	0.9107847	15.269053
2438502	5463	3.79	1.343	8.360619	3.074432077	0.34	0.2342390859	1.2208977	16.226135
3339538	5146	3.986	934	14.6580139	3.390952168	0.14	0.04409041135	1.0084267	20.169231
3443790	6261	3.686	1.378	1.6657838	3.933408718	-0.34	0.3737499099	0.8348694	16.070503
3656322	5269	3.667	806	3.6636688	2.976300304	-0.74	0.9511854603	1.1393223	13.084974
3764714	6487	3.696	1.439	6.6332758	2.894410745	-0.3	0.1236765542	0.897871	17.432974
3765771	6028	3.835	1.148	5.5677174	3.00908593	-0.32	0.5623858528	0.80989647	14.258914
3861595	6244	3.657	1.482	3.8493669	3.758627225	-0.16	0.3799675377	1.0041151	15.859895
3953981	5115	3.602	827	0.4920172	3.670439986	-0.54	0.03892560595	2.2500076	20.719263
4035675	5692	3.829	1.288	2.8736622	3.4049361	0.14	0.2349302419	0.9079838	16.550241
4055765	6638	3.664	1.595	19.932	2.81500816	-0.16	0.1390254318	0.91713905	17.099537
4073730	6635	3.511	1.705	6.2820742	3.737592109	-0.32	0.2528068326	0.9866009	16.723648
4159347	6171	3.668	1.291	12.2835553	3.541291468	-0.52	0.3443418675	0.75025177	15.856342
4252226	5923	3.904	1.242	21.8589584	3.366741061	0.08	0.7884411976	0.9760437	13.8828945
4281895	5537	3.837	798	9.543588	3.308711009	-0.8	0.1361383119	1.0301723	17.63881
4365442	6340	3.731	1.223	1.7144132	2.899067587	-0.58	0.3349408275	1.3210564	15.274227
4649440	5321	3.416	1.783	19.3707322	3.752417153	-0.1	0.08157092208	0.972229	19.19474
4660997	5674	3.942	984	0.5625604	3.723478416	-0.24	0.3229957987	0.8795948	16.177494
4677321	6235	3.805	1.129	1.5721808	2.971104113	-0.54	0.02639510378	1.9199295	20.863487

Tabela B.2: Continuação da tabela B.1

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs_gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
4840263	5908	3.865	1.103	1.9156478	3.915990881	-0.28	0.3637850212	0.8507986	16.111767
4946680	6071	3.796	1.301	8.6652604	3.628923406	-0.12	0.1048420871	1.5778675	18.526245
5015913	5500	3.491	1.719	2.3599371	3.549729002	-0.02	0.1745314401	0.9124279	17.34036
5033682	5738	3.946	1.119	0.3799156	3.876074524	0.04	1.309838566	0.9041958	13.289986
5041975	5343	3.828	819	2.959929	3.257826891	-0.58	0.1621636519	1.0838509	17.20806
5077994	5807	3.915	959	0.6962874	3.760010946	-0.44	1.587999427	0.96273327	12.755759
5078879	6429	3.615	1.479	1.0393706	3.797735916	-0.36	1.4473022	0.7292824	12.99494
5127005	6127	3.496	1.53	1.6211241	3.514672017	-0.4	0.9953496736	0.99984646	13.524794
5283266	5098	4.048	964	0.3146487	3.236119063	0.56	0.1390674939	0.9490566	17.51999
5296276	5989	3.824	1.061	1.8920026	2.549833507	-0.5	0.5656240291	0.9829588	13.787194
5347784	5605	3.813	1.226	9.5840588	3.239185376	-0.04	1.073904874	1.0256386	13.084356
5444392	5807	3.93	1.13	1.5195284	2.791211042	-0.02	2.006323469	0.8081722	11.279206
5456023	4916	3.717	905	131.978307	3.471851613	-0.08	0.8263791502	1.1981125	13.885955
5596440	6526	3.616	1.573	10.4748568	2.697033275	-0.24	0.8039129753	0.738492	13.170988
5649325	5970	3.835	1.239	391.1	2.808678324	-0.12	0.7090338009	0.97575283	13.555344
5652983	5134	3.611	1.438	498.374739	2.865290947	0.08	1.338148144	1.178978	12.23277
5653126	6050	3.823	1.332	38.4968823	3.001992809	0.02	0.0485284223	1.4508095	19.572012
5700330	5653	3.905	1.24	53.2204141	3.09182424	0.3	0.7953886588	0.93773556	13.588927
5735878	6300	3.646	1.223	16.8320824	2.874562941	-0.8	0.9004122539	0.78275776	13.102356
5774375	5408	3.777	925	1.5499774	3.20378308	-0.52	0.7242931988	1.0888319	13.904211
6042031	5395	3.739	1.288	0.5371037	3.721114181	-0.1	1.184784331	1.1012421	13.352918

Tabela B.3: Continuação da tabela B.1

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs.gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
6205460	5425	3.678	1.166	3.722832	3.080823434	-0.38	1.226392906	1.0524273	12.637675
6233466	5622	3.907	1.056	15.8733069	3.870442214	-0.12	0.6658175801	1.1254845	14.753666
6233903	5949	3.892	01.07	5.9908477	3.787743953	-0.32	0.0467542866	1.5580692	20.438637
6279974	5872	3.926	1.256	0.8052593	2.83144328	0.2	0.2513640511	0.8816385	15.829927
6312521	5299	3.672	1.306	3.0155492	3.342861579	-0.16	0.102409579	1.2022858	18.291159
6421483	5210	3.778	829	2.1584021	3.621533204	-0.5	1.274076158	1.1158104	13.095556
6448768	6020	3.86	1.162	16.4867982	2.828531037	-0.24	0.656744872	0.8394995	13.741548
6523216	5750	3.703	1.041	14.3131559	2.706419123	-0.7	0.7905393568	0.7197485	13.216802
6543674	6047	3.789	1.15	2.3910305	2.63314844	-0.42	0.6199724219	0.9342842	13.671287
6548447	5226	3.97	921	10.7683785	2.570510932	0	0.895059401	1.1325693	12.811252
6593363	6154	3.793	1.219	18.5278243	2.995164117	-0.34	0.1113092214	0.82863426	17.762508
6762829	5623	3.925	1.038	18.7952663	3.482356356	-0.12	0.8225164565	0.9094057	13.906633
6805146	6444	3.643	1.393	13.7797021	2.734543767	-0.48	0.8167116333	0.76655006	13.1742
6933781	5770	3.946	915	130.4195627	3.674325472	-0.46	3.098123251	0.90331364	11.218832
7130044	5321	3.675	1.228	0.297665	2.95071962	-0.26	0.10399315	1.3129215	17.865696
7220320	5770	3.844	1.255	0.7521576	2.511037087	0.04	0.1070269586	1.0622101	17.363571
7272739	5323	3.765	1.206	0.2811646	3.925931182	-0.08	0.4776924021	0.90008163	15.5301895
7376500	5702	3.807	774	5.877128	3.649147084	-1.14	0.1236093508	1.0672588	18.18889
7541502	5160	3.568	1.45	44.8273231	3.270226106	-0.02	0.06345222609	1.0555992	19.257992
7546791	5216	3.907	875	0.2423615	3.696679536	-0.22	0.6967870324	0.96477413	14.481179
7733731	6109	3.78	1.188	4.858095	3.066441795	-0.4	0.9189025912	0.79132557	13.250094

Tabela B.4: Continuação da tabela B.1

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs.gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
7770569	5616	3.887	1.075	903.59	3.398747624	-0.12	0.7939899827	1.0580435	13.8996725
7799540	5351	3.604	1.328	60	2.957245617	-0.3	0.2341063227	0.8024664	16.11018
7885570	5587	3.754	1.35	1.7293366	3.074898308	0.04	1.908133108	0.89562225	11.671855
7918172	5209	3.999	927	191.8066401	2.733975025	0.1	0.2246381215	1.3867407	15.976558
8016211	5116	3.994	944	3.1748862	3.477563104	0.22	0.6601955982	1.2182589	14.3792
8019043	6651	3.6	1.503	1.9855864	3.792385054	-0.48	3.104052405	0.6307459	11.33274
8022489	5616	4.004	1.032	197.511121	3.574484446	0.04	1.125574301	0.8738527	13.317614
8023317	5870	3.808	1.239	16.5790023	3.376349041	-0.14	1.272407419	0.90090084	12.853218
8043961	6649	3.619	1.532	1.5592121	3.111843036	-0.38	0.1794711875	0.9522438	16.84187
8098728	6655	3.638	1.42	24.485	3.901055134	-0.58	0.2134802383	1.0562153	17.254267
8179747	5228	3.906	872	17.9462768	3.043664052	-0.24	0.432390075	1.175724	14.864285
8197368	6631	3.603	1.676	9.0878567	2.822954918	-0.14	1.072078693	0.66123486	12.671822
8322564	5505	3.797	887	22.2588457	3.985663039	-0.64	0.05510425222	1.0732174	20.279737
8397675	5679	3.565	1.325	0.5532589	3.571663637	-0.58	0.04453478245	1.6324997	20.328167
8451777	6714	3.533	1.717	1.5152583	2.66605894	-0.28	0.7097197439	0.73814106	13.4106245
8480642	5178	3.714	995	31.5912217	3.505026535	-0.3	0.9155970579	1.1628408	13.696505
8669092	6287	3.558	1.328	1.0008312	2.816822725	-0.82	1.026560445	0.73791504	12.7599
8703528	5491	3.702	1.47	0.3998748	3.414897459	0.24	0.5800950612	0.88192844	14.597402
8715667	5731	3.733	1.158	0.4057079	2.965729759	-0.4	0.7894093302	1.0547276	13.4792185
8773948	5934	3.581	1.315	33.4695244	3.297892579	-0.62	0.3255382653	1.1729126	15.734882
8780968	5510	3.641	1.119	5.2344872	2.770269919	-0.56	0.1834832605	1.2465086	16.452288

Tabela B.5: Continuação da tabela B.1

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs_gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
8784288	5977	3.854	1.125	3.655118	3.758809093	-0.3	1.03673355	0.97999954	13.680473
8803882	5192	3.773	1.309	89.6302162	2.734866362	0.26	0.9059466611	1.165102	12.949353
8848104	5658	3.903	798	0.8248518	3.631157266	-0.78	1.804790848	0.9211931	12.349023
8906039	5893	3.501	1.589	2.3474789	3.196090084	-0.2	0.6449529553	0.8899212	14.14845
8908102	6033	3.676	1.5	5.414579	2.630756684	0.04	0.6402300914	0.9715662	13.599076
8913061	5633	3.536	1.52	1.0199706	2.520495806	-0.24	0.04961652418	1.3901596	19.042364
8972908	6463	3.733	1.355	4.2001251	3.286778375	-0.4	0.2779757463	1.4100304	16.066744
9030447	6924	3.616	1.755	0.5666978	2.766307531	-0.16	0.7590999031	0.63855267	13.364813
9032671	5013	3.736	876	0.2496079	3.945491199	-0.24	1.382227365	1.216958	13.242594
9071373	5734	3.612	1.296	0.421769	3.338979509	-0.52	1.169628286	0.8460865	12.99874
9091810	5578	3.359	1.951	0.4797214	3.630379204	0.06	0.2559389972	0.7820339	16.589697
9110346	5242	3.631	1.015	1.7905531	2.603538919	-0.46	0.0939755579	1.2772617	17.738464
9119405	5786	3.542	1.536	18.6463233	2.935220936	-0.18	0.693807546	1.0931549	13.729026
9178185	5908	3.497	1.755	2.992707	3.48925844	0.12	0.7402740413	1.0878086	14.142296
9240664	5575	3.516	1.48	10.784333	3.020851304	-0.38	0.7639072868	1.0912952	13.605648
9243795	5757	3.672	1.283	14.4431301	3.991512311	-0.34	0.1548371015	1.4957104	18.042137
9278021	6587	3.531	1.53	3.3594715	3.297809076	-0.62	1.174696257	0.7014961	12.948181
9418994	5260	3.459	1.73	32.0038006	3.334487882	0.02	0.9716334842	1.200758	13.3969755
9834257	6552	3.586	1.521	15.6514391	3.222044014	-0.42	0.2091814051	0.89385414	16.619429
9886224	4927	3.883	0.94	2.99266	3.864355324	0.16	0.7881505138	0.9438858	14.3813095
9971475	5768	3.809	993	5.3574082	3.782237747	-0.56	1.317306509	0.97602654	13.183804

Tabela B.6: Continuação da tabela B.1

kepid	Teff	logg	Mass	period	abs_gmag	Fe_H	parallax	bp-rp	phot_g_mean_mag
10033279	5754	3.639	1.209	72.4913913	2.778710395	-0.56	0.8840921648	0.9523096	13.046223
10162999	6328	3.704	1.377	3.4292146	3.297718608	-0.34	0.1250347562	1.2505703	17.812565
10198109	5870	3.903	775	17.9187428	3.913621171	-1.1	1.064192313	0.9224644	13.778521
10296163	6461	3.67	1.418	9.2967644	3.779282169	-0.38	1.301935354	0.75970936	13.206335
10464666	5102	3.962	932	131.734237	3.716842187	0.12	0.08149289564	1.297205	19.161243
10468514	5164	3.949	0.91	0.4249383	3.620147208	-0.02	0.7371115273	0.7817068	14.282481
11153627	5560	3.854	932	0.5616973	3.871441383	-0.46	0.9544106632	1.0962696	13.972765
11197126	5117	3.578	1.598	4.4948088	3.425036012	0.26	1.356876836	1.2143126	12.762334
11494130	6362	3.761	1.352	18.9554142	3.050547477	-0.28	2.694179783	0.62346554	10.898415
11568657	6567	3.56	1.633	13.4760462	3.396415385	-0.28	0.1675009478	0.9656563	17.276329
11774013	6522	3.546	1.627	3.7562477	2.842133342	-0.3	0.5933685843	0.6504879	13.975511
11874338	5220	3.52	1.443	15.9751769	2.908881603	-0.18	0.6125835686	1.2298918	13.973055
11959569	5383	3.908	1.105	46.1487411	2.962626385	0.14	1.345182796	1.049861	12.31872
12019674	5538	3.97	0.83	0.3545042	3.872608665	-0.46	1.557645226	0.83816814	12.910266
12105785	5524	3.693	1.346	31.9530294	2.907306899	-0.12	0.9289600219	0.9718256	13.067322
12305537	5629	3.603	1.298	0.361815	2.771309954	-0.52	1.528678238	0.97916985	11.84973
12353720	6450	3.501	1.782	1.95331	3.609916937	-0.08	1.329877909	0.7137165	12.990858
12367310	5146	3.475	1.795	8.6274874	2.820806344	0.28	0.175982561	1.2491579	16.593458
12404615	5968	3.874	989	0.3662908	2.678348405	-0.56	0.07195999318	1.0502834	18.392893

Tabela B.7: Tabela com os Raios das 123 estrelas Subgigantes pertencentes a sistemas binários

KIC	Raio ^a	KIC	Raio	KIC	Raio	KIC	Raio	KIC	Raio	KIC	Raio	KIC	Raio
2159783	2.483	4840263	2.033	6042031	2.537	7546791	1.723	8715667	2.424	9418994	4.062		
2435971	3.469	4946680	2.389	6205460	2.592	7733731	2.326	8773948	3.075	9834257	3.289		
2438502	2.445	5015913	3.899	6233466	1.895	7770569	1.955	8780968	2.649	9886224	1.837		
3339538	1.626	5033682	1.864	6233903	1.94	7799540	03.01	8784288	2.077	9971475	2.057		
3443790	2.789	5041975	1.826	6279974	2.022	7885570	2.553	8803882	2.46	10033279	2.758		
3656322	2.183	5077994	1.789	6312521	2.761	7918172	1.595	8848104	1.654	10162999	2.731		
3764714	2.817	5078879	3.137	6421483	1.946	8016211	1.619	8906039	3.709	10198109	1.63		
3765771	2.147	5127005	3.661	6448768	2.097	8019043	3.219	8908102	2.943	10296163	2.884		
3861595	2.992	5283266	1.539	6523216	2.379	8022489	1.674	8913061	3.48	10464666	1.669		
3953981	2.382	5296276	02.09	6543674	2.264	8023317	2.3	8972908	2.622	10468514	1.676		
4035675	2.287	5347784	2.275	6548447	1.643	8043961	3.177	9030447	3.412	11153627	1.891		
4055765	3.079	5444392	1.909	6593363	2.321	8098728	2.995	9032671	2.099	11197126	3.403		
4073730	3.798	5456023	2.182	6762829	1.841	8179747	1.722	9071373	2.947	11494130	2.534		
4159347	2.759	5596440	3.232	6805146	2.947	8197368	3.387	9091810	4.839	11568657	3.511		
4252226	02.06	5649325	2.229	6933781	1.685	8322564	1.97	9110346	2.55	11774013	3.564		
4281895	1.785	5652983	3.107	7130044	2.666	8397675	3.142	9119405	3.478	11874338	3.456		
4365442	2.498	5653126	2.345	7220320	2.221	8451777	3.714	9178185	3.915	11959569	1.935		
4649440	4.335	5700330	2.057	7272739	2.382	8480642	2.295	9240664	3.515	12019674	1.562		
4660997	1.754	5735878	2.755	7376500	1.821	8669092	3.177	9243795	2.736	12105785	2.734		
4677321	2.202	5774375	2.058	7541502	3.279	8703528	2.83	9278021	3.514	12305537	2.98		
12353720	3.928	12367310	4.063	12404615	1.903								

^aDados do Mathur et al. (2017)