Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Yasmmin Ferreira Tamburus

Ventos protoestelares guiados por ondas Alfvén e sua interação com magnetosferas planetárias

São Paulo
2022

Yasmmin Ferreira Tamburus

Ventos protoestelares guiados por ondas Alfvén e sua interação com magnetosferas planetárias

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Astronomia.

Vertente: Pesquisa Básica.
Orientadora: Prof.^{a} Dr.^{a} Vera Jatenco Silva Pereira (IAG/USP).
Co-orientadora: Ma. Natalia Fernanda de Souza Andrade (IAG/USP).

São Paulo

2022

Aos meus pais, por sempre serem grandes fontes de inspiração e refúgio!

Agradecimentos

Aos meus pais Luciana e Derson, por todo o apoio e carinho durante a jornada. Ao meu irmão Vinicius, pelas boas risadas. Aos meus avós Cici, Maria e Pedro, por sempre acreditarem em mim. E à minha madrinha Luciene, pelas boas conversas.

À minha orientadora Vera e co-orientadora Natalia, por toda a ajuda e ensinamentos.

Aos meus professores Rogério, Daniela, Amanhia e Raphael, por serem os responsáveis pelo meu ingresso na carreira científica.

A todos os amigos que de alguma forma contribuíram para a minha formação, seja por um conselho ou até uma ajuda nas disciplinas, vocês são muito importantes! Claramente não é possível citar todos mas principalmente: Joana, Gabrielly, Lais, Júlia, Lucas, Enrico, Raquel, Francisco, Pamela, Beatriz, Nicolas Correa, Nicolas Vidal, Gabriel, Lorena, Mariana, Matheus, Taísa, Vitória.

Ao Programa Unificado de Bolsas (PUB) da PRG-USP e à FAPESP, pelo apoio financeiro, sob o projeto n°: 2021/11689-6.

A todos os professores e funcionários do IAG-USP.

Esta tese/dissertação foi escrita em LaTeX com a classe IAGTESE, para teses e dissertações do IAG.

"*When life gives you lemonade, make lemons. Life will be all, 'Whaaat?'*"

- Phil Dunphy

Resumo

Estrelas T Tauri em seus estágios mais evoluídos apresentam fortes ventos estelares e também campos magnéticos superficiais em torno de kG. Trabalhos anteriores mostraram que o amortecimento de ondas Alfvén, criadas por movimentos turbulentos na base do vento, podem explicar as velocidades observadas destes ventos. A atual e crescente busca por exoplanetas rochosos de dimensões comparáveis às da Terra torna necessária uma melhor compreensão da interação entre o vento estelar e a magnetosfera planetária, uma vez que esta pode desempenhar papel de escudo, agindo contra a erosão da atmosfera pela ação do vento. Neste projeto analisaremos a interação entre o vento protoestelar magnetizado, guiado por ondas Alfvén, e a magnetosfera planetária no sentido de verificar como a atmosfera planetária pode ser reduzida/eliminada pelo vento e a consequência para a habitabilidade do planeta.

Abstract

T Tauri stars in their more evolved stages have strong stellar winds and also surface magnetic fields around kG. Previous work has shown that the damping of Alfvén waves, created by turbulent movements at the base of the wind, can explain the observed speeds of these winds. The current and growing search for rocky exoplanets of dimensions comparable to Earth's makes it necessary a better understanding of the interactions between the stellar wind and the planetary magnetosphere, since it can play a shield role, acting against the erosion of the atmosphere by the action of the wind. In this project we will analyze the interaction between the Alfvén wave-driven magnetized protostellar wind, and the planetary magnetosphere for the purpose of verifying how the planetary atmosphere can be reduced/eliminated by the wind and the consequence for the habitability of the planet.

Lista de Figuras

2.1 Geometria estudada. 27

2.2 Alguns limites de zona habitável para estrelas com diferentes T_{eff}. 32

3.1 Simulação para a relação magnetosfera-massa estelar (*solar type*). 38

3.2 Perfil de velocidade obtido pelo modelo de Parker para uma T Tauri. . . . 39

3.3 Perfil de velocidade usando o modelo de vento MHD para uma T Tauri. . . 40

3.4 Comparação dos perfis de velocidade para ambos modelos. 41

3.5 Simulação da magnetosfera-massa estelar com variação de c_s. 42

3.6 Simulação para a relação magnetosfera-massa estelar para o vento MHD. . 43

Lista de Tabelas

2.1 Coeficientes para calcular os fluxos estelares. 34

A.1 Dados para as T Tauri 51

A.2 Dados para as T Tauri 53

Sumário

1. Introdução 19

2. Metodologia 23

2.1 Modelo do vento de Parker e perfil de velocidade 24

2.2 Modelo de vento magnetizado 26

2.3 Zona habitável 31

2.4 Pressão de arrasto e dimensão magnetosférica 34

3. Resultados 37

3.1 Perfis de velocidade 38

3.1.1 Modelo de Parker 38

3.1.2 Vento magnetizado 39

3.1.3 Comparação dos perfis 40

3.2 Simulação Vento-Magnetosfera 41

3.2.1 Modelo de Parker 41

3.2.2 Vento magnetizado 42

4. Conclusões e Perpectivas 45

Referências 47

Apêndice 49

Capítulo 1

Introdução

O processo de formação estelar acontece no interior de nuvens moleculares, que são regiões densas de gás e poeira interestelar. Quando há a perturbação destas nuvens, é possível que algumas de suas regiões fiquem em condições favoráveis para a formação de estrelas, ou seja, um ambiente denso e frio. Desta forma, é importante pontuar que se a temperatura do gás estiver elevada, as forças repulsivas devido à pressão térmica podem superar a atração gravitacional. E um fator de grande contribuição é a extinção interestelar, causada pela poeira, pois ela age como um escudo na nuvem, protegendo-a do aquecimento radiativo causado por estrelas luminosas e mantendo-a com baixa temperatura (Comins & Kaufmann III 2014). É necessário que o gás esteja frio o suficiente para que ocorra o colapso gravitacional, permitindo assim, a formação estelar.

O colapso da região densa e fria faz com que haja uma diminuição no seu tamanho, consequentemente, ocorrendo uma intensificação de qualquer movimento de rotação que a estrela em formação possa ter, devido a conservação do momento angular (Hartmann 2009). Além disso, a fase do colapso também contribui para a formação de um disco giratório e achatado ao redor do núcleo estelar central, de modo que em seguida a protoestrela se encontrará em uma longa fase cercada por um disco de acreção.

Nessa fase, o momento angular é transferido para uma pequena parte das partículas do disco em grandes distâncias radiais, permitindo a acreção da maior parte da massa do disco para a estrela central. Assim, para que haja o transporte do material do disco para a estrela é necessário que as partículas do disco percam um pouco de sua energia de rotação e sigam em direção ao objeto central. No entanto, o mecanismo pelo qual o disco perde momento angular é pouco conhecido, sendo que a chamada "Instabilidade Magneto-Rotacional" (IMR); (Balbus & Hawley 1991) é o mecanismo que melhor o descreve.

Estrelas T Tauris são objetos jovens, sendo estrelas de baixa massa ($M < 2M_{\odot}$, onde o subscrito $\odot$ sempre se refere aos valores solares) recentemente formadas, com tipo espectral variando de F a M, raio não superior a 3–4 $R_{\odot}$ e normalmente, são classificadas em duas categorias: clássicas e de linhas fracas. Estrelas T Tauri clássicas (CTTS - *Classical T Tauri Stars*) apresentam espectros eletromagnéticos com linhas de emissão e absorção que estão associados a fluxos de acreção e à presença de discos circunstelares de acreção. Já estrelas T Tauri de linhas fracas (WTTS - *Weak-emission T Tauri stars*), por outro lado, são uma fase mais evoluída que apresentam pouco ou nenhum traço de acreção, implicando que o disco de acreção foi dissipado (Vidotto et al. 2009). As estrelas WTTS serão os objetos de estudo deste trabalho.

A perda de massa é um evento comum em estrelas, fenômeno conhecido como vento estelar. Desta forma, o Sol foi utilizado como referência para o desenvolvimento dos primeiros modelos teóricos que buscavam caracterizar as ejeções e propagações dos ventos. A primeira teoria para uma coroa solar estendida foi de Chapman & Zirin (1957), que consideraram uma atmosfera estática e esfericamente simétrica e deduziram que a coroa se estende para além da Terra. No entanto, a dificuldade com o modelo é que para grandes distâncias a pressão excede em muito qualquer pressão interestelar razoável e a densidade se torna indefinidamente grande. Parker (1958) resolveu a inconsistência em um artigo clássico, sugerindo que a coroa está continuamente se expandindo para fora. Ou seja, na ausência de uma forte pressão no infinito para segurar a coroa, ela deve fluir para fora como o "vento solar". Assim, Parker modelou uma expansão constante e encontrou soluções para as quais a pressão tende a zero em grandes distâncias, o que será visto na Seção (2.1) (Priest 2014).

O estudo da interação entre o vento de estrelas do tipo solar na Sequência Principal e de suas predecessoras na pré–Sequência Principal, como as estrelas T-Tauri, com a magnetosfera planetária, pode ajudar a compreender a interação Sol–Terra bem como a evolução do Sistema Solar. Sabe-se que o campo magnético é essencial na aceleração e aquecimento dos ventos coronais, entretanto, pouco se sabe sobre a configuração do campo magnético em outras estrelas.

A onda Alfvén é um tipo de onda transversal magnetohidrodinâmica (MHD) de baixa frequência, ou seja, é um modo fundamental de propagação em plasma na existência de campo magnético. Elas foram deduzidas por Hannes Alfvén em 1942, usando equações do

eletromagnetismo e da hidrodinâmica. A sua presença é indicada através de perturbações nas linhas de campo magnético, sendo que as variações de densidade são desprezíveis na sua propagação (Jatenco-Pereira & Opher 1989c). Além disso, são importantes nos mecanismos de transporte de energia e momento em plasmas, sendo este um gás que contém um número suficientemente grande de partículas ionizadas, de forma que seu comportamento dinâmico é dominado por forças eletromagnéticas.

Em relação ao vento protoestelar, o estudo do Sol pode ajudar a entender outras estrelas e o efeito de seus ventos no processo de interação com a magnetosfera planetária. Trabalhos anteriores mostraram que as ondas Alfvén, que podem ser criadas em regiões turbulentas próximas da superfície estelar, são capazes de ser a principal fonte de aquecimento das coroas estelares e o principal mecanismo de aceleração tanto do vento solar, como de estrelas "late-type" e protoestrelas (Jatenco-Pereira & Opher 1989a; Jatenco-Pereira & Opher 1989b; Jatenco-Pereira & Opher 1989c; Jatenco-Pereira et al. 1994).

A magnetosfera planetária é a região onde o campo magnético do planeta controla o movimento de partículas carregadas, ou seja, é localizada no volume onde o vento estelar é excluído pelo campo magnético do planeta. A região de fronteira entre o vento e esse campo é chamada de magnetopausa. Nesta superfície flui uma corrente que separa ambas regiões. Nela a pressão do vento e a pressão magnética estão em equilíbrio e esse balanço determina a extensão da magnetosfera (Kivelson & Bagenal 2014).

A interação do vento estelar com a magnetosfera faz com que ela assuma um formato circular na região diurna (onde o vento estelar incide), por causa da frente de choque que ele gera, e um formato cilíndrico no lado oposto, onde localiza-se a magnetocauda. O tamanho da magnetosfera depende não somente do raio do planeta e do seu campo magnético, mas também da densidade de partículas presentes no vento estelar, haja vista que ela decresce com a distância em relação ao objeto central (as WTTS, no presente estudo).

A atual e crescente busca por exoplanetas rochosos de dimensões comparáveis às da Terra torna necessária uma melhor compreensão da interação entre o vento estelar e magnetosfera planetária, uma vez que esta pode desempenhar papel de escudo, agindo contra a erosão da atmosfera planetária pela ação do vento. See et al. (2014), utilizando um catálogo com parâmetros de estrelas do tipo solar (*solar type*) e dois modelos de vento estelar realizaram simulações numéricas para obter as dimensões de magnetosferas de planetas hipotéticos análogos à Terra (See et al. 2014) nas zonas habitáveis de suas estrelas

hospedeiras e as comparou com as dimensões da magnetosfera terrestre na era Paleoarqueana, período no qual estão registradas as primeiras evidências de vida e no qual estima-se um campo magnético terrestre com metade da intensidade atual.

Primeiramente, vamos utilizar o modelo de Parker (1958) para construir o perfil de velocidade do vento estelar, e assim, calcular a pressão de arrasto do vento e a dimensão magnetosférica do planeta tipo Terra localizado em sua respectiva zona habitável para um conjunto de estrelas T Tauri. Na sequência, considerando este mesmo cenário, será incluído o modelo de vento protoestelar guiado por ondas Alfvén (Jatenco-Pereira & Opher 1989c), buscando fazer considerações sobre a dimensão da magnetosfera planetária bem como a habitabilidade em tais planetas, estabelecendo-se os requisitos mínimos para que haja a preservação da atmosfera.

Capítulo 2

Metodologia

A princípio, para fornecer o quadro geral onde se insere o projeto que será desenvolvido, foi necessário estudar a teoria do processo de formação de estrelas de baixa massa concentrando-se no processo de colapso gravitacional, a decorrente formação do disco de acreção e o surgimento dos ventos protostelares. Assim, este trabalho foi feito seguindo as seguintes etapas:

- Construímos um modelo de vento de Parker (1958) para estrelas tanto do tipo solar quanto na fase de WTTS, e buscamos na literatura parâmetros observacionais referentes a estes ventos (Seção 2.1).

- Construímos um modelo de vento MHD (Jatenco-Pereira & Opher 1989c) para estrelas na fase WTTS, buscando-se na literatura parâmetros teóricos e observacionais para o vento (Seção 2.2).

- Utilizamos o modelo de Kopparapu et al. (2013) para calcular as distâncias radiais das zonas habitáveis das mesmas estrelas citadas no item anterior (Seção 2.3).

- Construímos um código em *python* que calcula as pressões de arrasto dos ventos nas zonas habitáveis das estrelas (See et al. 2014). E calculamos o tamanho das magnetosferas (Grießmeier et al. 2004) de planetas hipotéticos tipo Terra ao redor destas estrelas (Seção 2.4).

- Simulamos a interação vento-magnetosfera tanto para o modelo de vento de Parker quanto para os ventos MHD, e verificamos se os planetas conseguiriam sustentar suas atmosferas (Seção 3).

2.1 Modelo do vento de Parker e perfil de velocidade

O modelo de Parker (1958) usado na primeira etapa deste trabalho, utiliza o Sol como referência para a elaboração do modelo de vento estelar, e consiste de um vento estacionário, isotérmico e esfericamente simétrico. Neste modelo, tanto o campo magnético $\mathbf{B}$ quanto a rotação do sistema são desprezados. Assim, partindo das Equações de movimento (2.1) e de continuidade (2.2), já considerando que o sistema é estacionário ($\partial_t = 0$), tem-se (Priest 2014)

$$\rho(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} = -\nabla P + \rho\mathbf{g}, \tag{2.1}$$

$$\nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) = 0, \tag{2.2}$$

onde ρ é a densidade do vento, $\mathbf{v}$ é a velocidade de expansão, sendo esta puramente radial $\mathbf{v} = v_r\hat{\mathbf{r}}$, P a pressão e $\mathbf{g} = \nabla\psi$, sendo $\psi = -GM_\odot/r$ o potencial gravitacional. Além disso, considerando que o sistema é esfericamente simétrico ($\partial_\theta = 0$ e $\partial_\phi = 0$), pode-se escrever as Equações (2.1) e (2.2) da seguinte forma

$$\begin{aligned} \nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2\rho v_r) &= 0, \\ r^2\rho v_r &= cte, \end{aligned} \tag{2.3}$$

e

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v} &= -\nabla P + \rho\mathbf{g}, \\ \rho v_r\frac{dv_r}{dr} &= -\frac{dP}{dr} + \rho g_r, \\ \rho v_r\frac{dv_r}{dr} &= -\frac{dP}{dr} - \rho\frac{GM_\odot}{r^2}. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Assim, nota-se pela Equação (2.4) que o vento é dominado pelo balanço do gradiente de pressão e pela ação gravitacional. Considerando a Equação de estado (2.5) para a coroa isotérmica que relaciona a pressão P e a densidade ρ como

$$P = \frac{\rho RT}{\mu} = \frac{\rho k_B T}{m}, \tag{2.5}$$

sendo $R = 8.3 \times 10^7$ erg mol^{-1} K^{-1} a constante dos gases, m a massa média de partículas no vento, k_B a constante de Boltzmann, $\mu = 0,6$ o peso molecular médio, e substituindo-a na Equação (2.4) tem-se,

$$\rho v_r \frac{dv_r}{dr} = -\frac{RT}{\mu}\frac{d\rho}{dr} - \rho\frac{GM_\odot}{r^2}. \tag{2.6}$$

Portanto, a forma diferencial do modelo de Parker para uma dada estrela é dado por:

$$\rho v_r \frac{dv_r}{dr} = -\frac{d}{dr}\Big(\frac{\rho k_B T}{\mu}\Big) - \rho\frac{GM_\star}{r^2}. \tag{2.7}$$

Lembrando que a Equação (2.3) fornece $\rho = cte/r^2 v_r$ e substituindo este resultado na Equação (2.6) tem-se,

$$\begin{aligned}
\Big(\frac{cte}{r^2 v_r}\Big) v_r \frac{dv_r}{dr} &= -\frac{RT}{\mu}\frac{d}{dr}\Big(\frac{cte}{r^2 v_r}\Big) - \Big(\frac{cte}{r^2 v_r}\Big)\frac{GM_\odot}{r^2}, \\
\frac{1}{r^2}\frac{dv_r}{dr} &= -\frac{RT}{\mu}\frac{d}{dr}\Big(\frac{1}{r^2 v_r}\Big) - \frac{1}{v_r}\frac{GM_\odot}{r^4}.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Além disso, sabe-se que a definição da velocidade do som isotérmica é dada por

$$c_s^2 = \frac{P}{\rho} = \frac{RT}{\mu}. \tag{2.9}$$

Substituindo (2.9) na Equação (2.8), isolando os termos relacionados à derivada de v_r e multiplicando o resultado por v_r tem-se,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r^2}\frac{dv_r}{dr} &= -c_s^2\frac{d}{dr}\Big(\frac{1}{r^2 v_r}\Big) - \frac{1}{v_r}\frac{GM_\odot}{r^4}, \\
\frac{1}{r^2}\frac{dv_r}{dr} &= -c_s^2\Big(-\frac{2}{v_r r^3} - \frac{1}{v_r^2 r^2}\frac{dv_r}{dr}\Big) - \frac{1}{v_r}\frac{GM_\odot}{r^4}, \\
\frac{dv_r}{dr} &= \frac{2c_s^2}{v_r r} + \frac{c_s^2}{v_r^2}\frac{dv_r}{dr} - \frac{1}{v_r}\frac{GM_\odot}{r^2}, \\
\Big(1 - \frac{c_s^2}{v_r^2}\Big)\frac{dv_r}{dr} &= \Big(2c_s^2 - \frac{GM_\odot}{r}\Big)\frac{1}{v_r r}, \\
\Big(v_r - \frac{c_s^2}{v_r}\Big)\frac{dv_r}{dr} &= \Big(r - \frac{GM_\odot}{2c_s^2}\Big)\frac{2c_s^2}{r^2}.
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Nota-se que a Equação (2.10) está em função da velocidade e da distância radial, e que a partir dela pode ser definido um raio crítico r_c (Equação 2.11), onde neste ponto tem-se a solução $v_r = c_s$ e $r = r_c$,

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2c_s^2}. \tag{2.11}$$

Assim, obtém-se a equação diferencial para a velocidade do vento:

$$\Big(v_r - \frac{c_s^2}{v_r}\Big)\frac{dv_r}{dr} = \Big(r - r_c\Big)\frac{2c_s^2}{r^2}. \tag{2.12}$$

Integrando-a, chegamos a:

$$\begin{aligned} \int \Big(v_r - \frac{c_s^2}{v_r}\Big)dv_r &= \int \Big(r - r_c\Big)\frac{2c_s^2}{r^2}dr, \\ \frac{v_r^2}{2} - c_s^2\, ln(v_r) &= 2c_s^2\, ln(r) + 2c_s^2\frac{r_c}{r} + C, \end{aligned} \tag{2.13}$$

sendo C uma constante de integração. Agora, multiplicando a Equação (2.13) por $2/c_s^2$ e fazendo uma substituição de variáveis $u = v_r/c_s$ e $s = r/r_c$ tem-se,

$$\begin{aligned} \frac{v_r^2}{c_s^2} - 2\, ln(v_r) &= 4\, ln(r) + 4\frac{r_c}{r} + C_1, \\ u^2 - 2\, ln(u\, c_s) &= 4\, ln(s\, r_c) + \frac{4}{s} + C_1, \\ u^2 - 2\, ln(u) - 2\, ln(c_s) &= 4\, ln(s) + 4\, ln(r_c) + \frac{4}{s} + C_1, \\ u^2 - 2\, ln(u) - 4\, ln(s) - \frac{4}{s} &= 2\, ln(c_s) + 4\, ln(r_c) + C_1, \end{aligned} \tag{2.14}$$

onde $C_1 = 2C/c_s^2$. Finalmente, retomando as variáveis originais, tem-se

$$\Big(\frac{v_r}{c_s}\Big)^2 - ln\Big(\frac{v_r}{c_s}\Big)^2 - 4\, ln\Big(\frac{r}{r_c}\Big) - 4\frac{r_c}{r} = C_2, \tag{2.15}$$

sendo $C_2 = 2\, ln(c_s) + 4\, ln(r_c) + C_1$. Quando $v_r = c_s$ temos que a constante C_2 vale -3. Logo, chegamos a:

$$\Big(\frac{v_r}{c_s}\Big)^2 - ln\Big(\frac{v_r}{c_s}\Big)^2 - 4\, ln\Big(\frac{r}{r_c}\Big) - 4\frac{r_c}{r} + 3 = 0, \tag{2.16}$$

sendo que essa solução supõe um vento inicialmente subsônico para $r < r_c$ que torna-se supersônico após a passagem pelo ponto crítico, ou seja, para $r > r_c$. Assim, a Equação (2.16) será resolvida para obter o perfil de velocidade do vento.

2.2 Modelo de vento magnetizado

Utilizamos o modelo de Jatenco-Pereira & Opher (1989c) em que se considera um fluxo parcialmente ionizado, supondo um jato colimado. A estrutura do vento utilizado neste trabalho, encontra-se na Figura (2.1).

Na superfície do Sol são observados buracos coronais, cujo ângulo sólido (Ω_0) varia em $\sim 7\Omega_0$ na região entre $r = R_\odot$ e $r = 3R_\odot$, sendo que para $r > 3R_\odot$ o buraco coronal se torna essencialmente radial e obedece a relação $F = \Omega/\Omega_0 = 7,26$ (Munro & Jackson 1977). Portanto, há um raio de transição r_T onde a geometria deixa de ser divergente e se torna radial.

Desta forma, a Equação (2.17) usa uma expressão analítica para descrever a geometria divergente (Kuin & Hearn 1982),

$$A(r) = \begin{cases} A(r_0)\left(\frac{r}{r_0}\right)^S, & \text{para } r \leq r_T \\ A(r_0)\left(\frac{r_T}{r_0}\right)^S\left(\frac{r}{r_T}\right)^2, & \text{para } r > r_T \end{cases} \tag{2.17}$$

onde $A(r)$ é a seção transversal da geometria utilizada, a uma distância r e r_0 e S é um parâmetro que determina a divergência desta geometria.

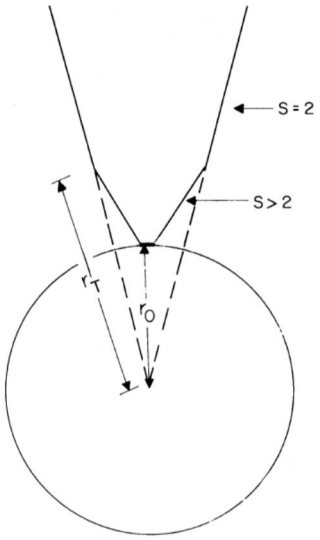

Figura 2.1: Geometria estudada. Inicialmente a geometria do campo magnético é rapidamente divergente caracterizada por $S > 2$, sendo o raio de transição definido por $r_T/r_0 = 10^{1/(S-2)}$ (Jatenco-Pereira & Opher 1989b, c).

A divergência parte de $S > 2$ para $S = 2$, como mostrada na Equação (2.17), assim, a partir dela é possível obter o raio de transição, dada pela Equação (2.18),

$$F = \frac{\Omega}{\Omega_0} = \frac{A(r_T)/r_T^2}{A(r_0)/r_0^2} = \left(\frac{r_T}{r_0}\right)^{S-2} \rightarrow F^{1/(S-2)} = \frac{r_T}{r_0}, \tag{2.18}$$

onde foi adotado $F = 10$, então $r_T = 10^{1/(S-2)}r_0$.

As equações fundamentais que descrevem o modelo de vento guiado por ondas Alfvén se baseiam nas Equações de conservação de massa, de movimento e de conservação de energia. A equação de movimento é escrita como:

$$\rho\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \rho\mathbf{g} + \frac{1}{c}(\mathbf{J}\times\mathbf{B}), \tag{2.19}$$

onde $\mathbf{J}$ é uma densidade de corrente. Ademais, como o vento é estacionário ($\partial/\partial t = 0$), assume-se a forma:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla\right]\mathbf{v} \rightarrow \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v},$$

sendo que $\frac{d\mathbf{v}}{dt}$ não se refere à razão da mudança de $\mathbf{v}$ em um ponto fixo do espaço, ou seja, a derivada local, mas sim à taxa de variação de $\mathbf{v}$ em uma parcela do fluido ao se mover no espaço. Como o sistema é estacionário, $\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}$ é uma variação de $\mathbf{v}$ entre dois pontos distintos do fluido a uma distância dr, medidos no mesmo t (Dal Pino 2022).

Além disso, ∇P é um gradiente de pressão, $\rho\mathbf{g}$ é uma densidade de força gravitacional e $\frac{1}{c}(\mathbf{J}\times\mathbf{B})$ é uma densidade de força magnética. Usando a Lei de Ampère para determinar $\mathbf{J}$ tem-se:

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi}(\nabla\times\mathbf{B}),$$

logo,

$$\frac{1}{c}(\mathbf{J}\times\mathbf{B}) = \frac{1}{4\pi}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\nabla)\mathbf{B} - \nabla\left(\frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}\right).$$

Introduzindo um vetor unitário $\mathbf{n}$ direcionado para o centro local de curvatura da linha de força e λ, que equivale a um raio local da curvatura, então a relação acima toma a forma:

$$\frac{1}{c}(\mathbf{J}\times\mathbf{B}) = \frac{\mathrm{B}^2}{4\pi}\frac{\mathbf{n}}{\lambda} - \nabla_\perp\left(\frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}\right),$$

onde $\nabla_\perp$ é a componente perpendicular do gradiente a $\mathbf{B}$. Logo, o primeiro termo do lado direito se trata de uma tensão magnética, e o segundo termo é um gradiente de pressão magnética. Considerando que as linhas de campo são paralelas e têm apenas a direção radial $\mathbf{B} = \mathrm{B}\,\vec{r}$, então $\lambda \rightarrow \infty$, consequentemente a tensão magnética é nula. Assim, tem-se:

$$\frac{1}{c}(\mathbf{J}\times\mathbf{B}) = -\nabla_{\perp}\left(\frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}\right).$$

Finalmente, a Equação de movimento na direção radial é dada por (Dal Pino 2022):

$$\rho(\mathbf{v}_r\cdot\nabla)\mathbf{v}_r = -\frac{\partial P}{\partial r} + \rho\mathbf{g}_r - \nabla_{\perp}\left(\frac{\mathrm{B}^2}{8\pi}\right). \tag{2.20}$$

Agora, considerando forças por unidade de massa: aceleração gravitacional (g_G), térmica (g_T), radiativa (g_R) e mecânica (g_M), tem-se:

$$\mathbf{v}_r\frac{d\mathbf{v}_r}{dr} = g_G + g_T + g_R + g_M,$$

sendo que se $g_T > g_M, g_R$ o vento é impulsionado termicamente; se $g_R > g_M, g_T$ ele é impulsionado radiativamente, e se $g_M > g_T, g_R$ ele é impulsionado mecanicamente, como no caso de ondas Alfvén, ondas acústicas ou choques. Portando, considerando uma estrela com massa $M_\star$ e que g_R é desprezível, tem-se as relações:

$$g_G = -\frac{GM_\star}{r^2},$$

$$g_T = -\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr},$$

$$g_M = -\frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr},$$

onde P é a pressão da Equação (2.5), e ϵ a densidade de energia da onda Alfvén, dada por:

$$\epsilon = \rho\left\langle\delta v^2\right\rangle = \frac{\left\langle(\delta\mathrm{B}^2)\right\rangle}{4\pi}, \tag{2.21}$$

sendo B o campo magnético, e $\langle\delta v^2\rangle$ a amplitude quadrática média das flutuações na velocidade. Assim, a Equação (2.21), fornece:

$$\frac{1}{2}\frac{d\epsilon}{dr} = \frac{d}{dr}\left(\frac{\left\langle(\delta\mathrm{B}^2)\right\rangle}{8\pi}\right). \tag{2.22}$$

Nota-se que a Equação (2.22) representa um gradiente da pressão magnética nas ondas, que irá acelerá-la da mesma forma que a pressão do gás, sendo esta uma força na direção contrária da gravitacional, para fora da da estrela. Assim, a Equação de movimento é dada por:

$$v\frac{dv}{dr} = -\left(\frac{GM_\star}{r^2} + \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} + \frac{1}{2\rho}\frac{d\epsilon}{dr}\right). \tag{2.23}$$

Para o caso da Equação de conservação de massa, que é escrita como:

$$\rho v A(r) = cte \rightarrow \rho v A(r) = \rho_0 v_0 A(r_0), \tag{2.24}$$

se derivarmos a equação acima, obtemos:

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} v A(r) + \rho \frac{\partial v}{\partial r} A(r) + \rho v \frac{\partial A(r)}{\partial r} = 0,$$

assim,

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial r} = -\left(\frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{A(r)}\frac{\partial A(r)}{\partial r}\right),$$

sendo $A(r)$ dado pela Equação (2.17), e também tem-se que:

$$\frac{1}{A(r)}\frac{\partial A(r)}{\partial r} = \frac{Z}{r}.$$

A expressão da densidade de energia das ondas Alfvén da Equação (2.21) tem a forma (Hartmann & MacGregor 1980):

$$\epsilon = \rho \left\langle \delta v^2 \right\rangle = \epsilon_0 \frac{M_0}{M}\left(\frac{1+M_0}{1+M}\right)^2 \exp\left\{-\int_{r_0}^{r}\frac{1}{L}dr'\right\}, \tag{2.25}$$

sendo M o número de Mach Alfvênico definido como $M = u/v_A$, sendo v_A a velocidade da onda Alfvén e L é o comprimento de amortecimento, que por simplicidade foi considerado constante neste trabalho. Nota-se que o amortecimento da onda faz com que haja uma diminuição na densidade de sua energia, pois o termo da integral aumenta conforme a distância da estrela aumenta, fazendo com que ϵ seja cada vez menor, e se $\epsilon = 0$ a onda é totalmente dissipada. Ademais, tem-se finalmente:

$$\frac{d\epsilon}{dr} = -\frac{\epsilon}{L} - \frac{\epsilon}{2}\frac{(1+3M)}{1+M}\left(\frac{1}{v}\frac{dv}{dr} + \frac{Z}{r}\right). \tag{2.26}$$

Para calcular ϵ_0, usamos o fluxo inicial de energia das ondas $\phi_0 = \epsilon_0 v_{A0}(1 + 3M_0/2)$. Logo, a Equação de movimento assume forma:

$$\frac{dv}{dr}\left[v - \frac{c_s^2}{v} - \frac{\epsilon}{4\rho}\frac{(1+3M)}{(1+M)}\frac{1}{v}\right] = c_s^2\frac{Z}{r} - \frac{GM_\star}{r^2} + \frac{\epsilon}{2\rho L} + \frac{\epsilon}{4\rho}\frac{(1+3M)}{(1+M)}\frac{Z}{r}.$$

Portanto, sabendo ϵ pela Equação (2.21), a equação que descreve o modelo de vento guiado por ondas Alfvén é dada por:

$$\frac{1}{v}\frac{dv}{dr}\left[v^2 - c_s^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{1+3M}{1+4M}\right)\left\langle \delta v^2 \right\rangle\right] = \frac{Z}{r}\left[c_s^2 - \frac{GM_\star}{rZ} + \frac{1}{4}\left(\frac{1+3M}{1+M}\right)\left\langle \delta v^2 \right\rangle + \frac{r}{2LZ}\left\langle \delta v^2 \right\rangle\right], \quad (2.27)$$

sendo Z definido através de:

$$Z = \begin{cases} S, & \text{para } r \leq r_T \\ 2, & \text{para } r > r_T. \end{cases} \quad (2.28)$$

Portanto, tem-se que na região $r \leq r_T$, $Z = S$:

$$\rho u \left(\frac{r}{r_0}\right)^S = \rho_0 u_0,$$

e

$$B = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^S.$$

Já na região $r > r_T$, $Z = 2$:

$$\rho u \left(\frac{r_T}{r_0}\right)^S \left(\frac{r}{r_T}\right)^2 = \rho_0 u_0,$$

e

$$B = B_0 \left(\frac{r_0}{r_T}\right)^S \left(\frac{r_T}{r}\right)^2.$$

2.3 Zona habitável

Kopparapu et al. (2013) faz uma análise do trabalho de Kasting et al. (1993), onde este estima os limites de zonas habitáveis (ZH) de estrelas de sequência principal baseadas em cálculos de modelos climáticos unidimensionais (1D). De maneira geral, a habitabilidade é a capacidade de planetas tipo Terra, com atmosferas de $CO_2/H_2O/N$, de possuírem água líquida em suas superfícies.

Desta forna, Kasting et al. (1993) determina o limite interno da ZH através da perda de água via fotólise e escape de hidrogênio. Já o limite externo (denominada *maximum greenhouse* por Kopparapu et al. 2013) é determinado pela formação de nuvens de CO_2, que diminuem a temperatura da superfície ao aumentarem o albedo. Kopparapu et al. (2013) também fala de outros limites para as fronteiras internas da ZH que são a *runaway greenhouse* e o *recent Venus*, que é baseado na hipótese de que há pelo menos 1 bilhão de anos Vênus não possui água líquida em sua superfície (Solomon & Head 1991). Além disso, para os limites de fronteira externa há uma estimativa chamada *early Mars*, de modo que este é um pressuposto de que em Marte havia água líquida em sua superfície há aproximadamente 3,8 bilhões de anos.

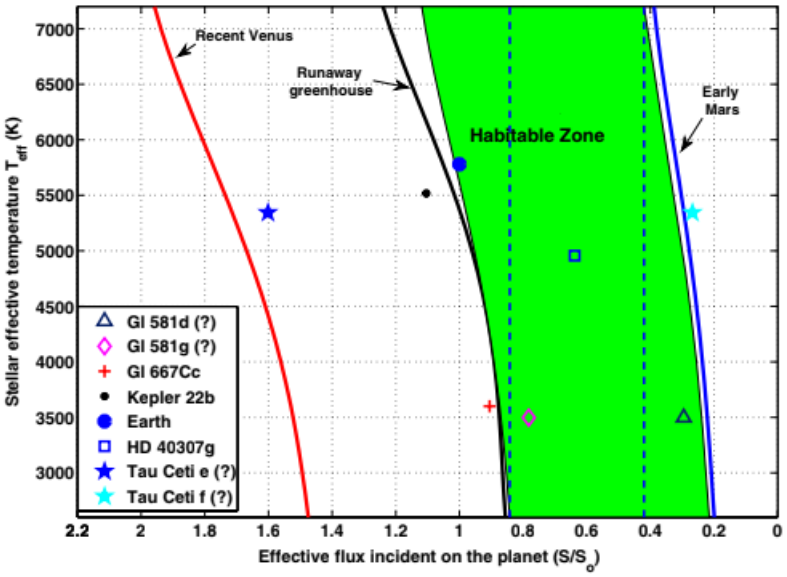

Figura 2.2: Alguns limites de zona habitável (em termos do S_{eff}, Equação 2.29) para estrelas com diferentes T_{eff}. Os limites da região em verde são determinados pela *moist greenhouse* (borda interna, fluxos mais altos) e a *maximum greenhouse* (borda externa, fluxos mais baixos). No quadro à esquerda são mostrados alguns dos exoplanetas atualmente conhecidos que se acredita estarem na ZH por estudos anteriores, os pontos de interrogação para os exoplanetas Gl 581 e Tau Ceti implicam que há discussões em andamento sobre suas existências. Para estrelas com $T_{eff} < 5000$ K, não há distinção muito clara entre os limites da *runaway* e da *moist greenhouse* (Kopparapu et al. 2013).

Ademais, Kopparapu et al. (2013) utilizou estrelas com temperatura efetiva em um intervalo de 2600 K $\leq T_{eff} \leq$ 7200 K, abrangendo os tipos espectrais F, G, K e M da sequência principal. E também usou o modelo *"BT_Settl"* para o cálculo dos limites para a ZH (Allard et al. 2003, 2007), pois este cobre o intervalo de comprimento de onda necessário para os modelos climáticos $(0,23 - 4,54\,\mu\text{m})$, assim como os de temperatura

efetiva (2600 K $\leq T_{eff} \leq$ 70000 K) e metalicidade ($[Fe/H]$ $-4,0$ até $+0,5$).

Kopparapu et al. (2013) também utiliza no cálculo para a distância da ZH o fluxo estelar efetivo (S_{eff}), que é uma constante usada para manter uma determinada temperatura superficial. Assim, o parâmetro S_{eff} da Equação (2.29) é calculado a partir do modelo climático e está relacionado ao tipo de estrela considerada, e é obtido por uma relação entre os fluxos estelares que atingem o topo da atmosfera de um planeta semelhante à Terra, e as temperaturas efetivas aplicadas. Logo, é calculado pela razão entre o fluxo de infravermelho ($F_{\rm IF}$) que sai do planeta e o fluxo solar incidente no planeta ($F_{\rm SOL}$), ou seja, $S_{eff} = F_{\rm IF}/F_{\rm SOL}$. Portanto, tem-se (Kasting et al. 1993; Kopparapu et al. 2013):

$$S_{eff} = S_{eff\odot} + aT_\star + bT_\star^2 + cT_\star^3 + dT_\star^4, \tag{2.29}$$

onde $T_\star = T_{eff} - 5780$K, e os coeficientes a, b, c e d são listados na Tabela (2.1) e correspondem a valores da literatura. Além disso, a distância correspondente da ZH pode ser calculada através da Equação (2.30), dada pela relação

$$d = \left(\frac{L/L_\odot}{Seff}\right)^{0,5} \text{ UA}, \tag{2.30}$$

onde $L/L_\odot$ é a luminosidade da estrela em comparação à do Sol, e $L_\odot = 3,85 \times 10^{33}$ erg/s.

Apresentamos na Figura (2.2), retirada de Kopparapu et al. (2013), alguns limites para a ZH, expressadas em termos do fluxo estelar efetivo, e em função da temperatura efetiva. Assim, a região em verde é delimitada pela *moist greenhouse* no limite interno, e pela *maximum greenhouse* no limite externo. Além disso, Kopparapu et al. (2013) mostram alguns exoplanetas conhecidos que possuem massa igual à da Terra, e estão na ZH. E é importante pontuar que planetas de massa semelhante à da Terra que encontram-se dentro das duas linhas verticais tracejadas na região verde, estão na ZH independente do tipo de sua estrela hospedeira. Sendo assim, os limites de fluxo para o qual um planeta rochoso está definitivamente na ZH é entre 0,842-0,42, de acordo com o modelo.

Tabela 2.1 - Coeficientes retirados da literatura e usados na Equação (2.29) para calcular os fluxos estelares para estrelas com temperaturas entre $2600\,\mathrm{K} \leq T_{eff} \leq 7200\,\mathrm{K}$ (Kopparapu et al. 2013).

Cte	Recent Venus	Runaway Greenhouse	Moist Greenhouse	Maximum Greenhouse	Early Mars
$S_{eff\odot}$	1,7753	1,0512	1,0140	0,3438	0,3179
a	$1{,}4316 \times 10^{-4}$	$1{,}3242 \times 10^{-4}$	$8{,}1774 \times 10^{-5}$	$5{,}8942 \times 10^{-5}$	$5{,}4513 \times 10^{-5}$
b	$2{,}9875 \times 10^{-9}$	$1{,}5418 \times 10^{-8}$	$1{,}7063 \times 10^{-9}$	$1{,}6558 \times 10^{-9}$	$1{,}5313 \times 10^{-9}$
-c	$7{,}5702 \times 10^{-12}$	$7{,}9895 \times 10^{-12}$	$4{,}3241 \times 10^{-12}$	$3{,}0045 \times 10^{-12}$	$2{,}7786 \times 10^{-12}$
-d	$1{,}1635 \times 10^{-15}$	1.8328×10^{-15}	$6{,}6462 \times 10^{-16}$	$5{,}2983 \times 10^{-16}$	$4{,}8997 \times 10^{-16}$

2.4 Pressão de arrasto e dimensão magnetosférica

O perfil de densidade do vento estelar obtido pela conservação de massa é (See et al. 2014):

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho_0 v_0}{v} \frac{A(r_0)}{A(r)}, \tag{2.31}$$

onde $\tilde{\rho}$ é a densidade normalizada para ρ_0, sendo esta a densidade na posição r_0, v_0 é a velocidade em r_0, de modo que $r_0 = R_\star$ é o raio estelar. Como o vento de Parker é radial, não há divergência, então o termo $A(r)$ sempre terá seu valor dado por $S = 2$. No caso dos ventos magnetizados é necessário considerar a divergência, e $A(r)$ é definido pela Equação (2.17).

Agora, para calcular a pressão de arrasto na Equação (2.33) é necessário definir a densidade coronal, obtida conforme proposto por See et al. (2014), onde a pressão magnética das estrelas foi desprezada. Sendo assim, obtém-se a luminosidade em raio-X normalizada para parâmetros solares e rearranjada para estimar a densidade coronal da estrela, conforme mostrado na Equação (2.32),

$$\rho_{c\star} = \rho_{c\odot} \Big(\frac{r_\odot^3}{r_\star^3} \frac{L_{bol\star}}{L_{X\odot}} 10^{-4{,}90+3{,}46(log(R_{HK}))+4{,}53} \Big)^{1/2}, \tag{2.32}$$

sendo que $R_\star$ e $r_\odot$ são os raios da estrela e do Sol, respectivamente, $L_{bol\star}$ é a luminosidade bolométrica da estrela, $L_{X\odot}$ é a luminosidade em raio-X do Sol, e $R_{HK} = L_{HK}/L_{bol}$ é a atividade cromosférica medida nas linhas de Ca II H & K, de modo que a atividade cromosférica é gerada através do dínamo magnético estelar (Mamajek & Hillenbrand 2008). Além disso, a densidade na base do vento é calculada a partir da Equação (2.32), porém

normalizada por um fator $f = 0,1$ (Guhathakurta et al. 1996), haja vista que as densidades dos buracos coronais e a da coroa fechada são diferentes.

Portanto, a pressão de arrasto (*ram pressure*) do vento estelar a uma certa distância da estrela hospedeira dada pela Equação (2.33), é determinada a partir das Equações (2.16), (2.31) e (2.32) para o vento de Parker, e através das Equações (2.27), (2.31) e (2.32) para o vento magnetizado. Assim, tem-se

$$P_{ram} = \rho(r)v^2(r) = \rho_{c\star} f\tilde{\rho}(r)v^2(r). \tag{2.33}$$

Assim, o tamanho da magnetosfera planetária pode ser calculado através do balanço da pressão de arrasto do vento, e da pressão magnetosférica (Grießmeier et al. 2004), dado pela Equação (2.34),

$$r_{MP} = \left(\frac{\mu_0 f_0^2 M_E^2}{8\pi^2 P_{ram}}\right)^{1/6}, \tag{2.34}$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética, $f_0 = 1,16$ é um fator que considera o formato não esférico da magnetosfera da Terra e $M_E = 8\times10^{26}$ A cm^2 é o momento magnético terrestre.

Tarduno et al. (2010) concluíram que em torno de 3,4 Gyr atrás, a Terra possuía um geodínamo durante o período Paleoarqueano, que gerava um campo magnético que era aproximadamente 50% mais fraco que o atual, e conseguiu estimar uma magnetosfera com dimensão em torno de $5R_E$, sendo $R_E = 6,371 \times 10^8$ cm o raio da Terra, quando o Sol tinha 1,2 Gyr. Neste período, o Sol tinha atividade cromosférica de -4,6 de acordo com a relação idade-atividade de Mamajek & Hillenbrand (2008), como definido anteriormente. Então, considerando que a Terra foi capaz de sustentar sua atmosfera, é razoável supor que uma magnetosfera com dimensões iguais ou superiores às do período Paleoarqueano contribuiria com a defesa de um planeta análogo à Terra.

See et al. (2014), por outro lado, concluíram que esse nível de atividade cromosférica e momento magnético terrestre contribuíram para uma magnetosfera terrestre de aproximadamente $7R_E$, segundo o modelo de Parker, durante o período Paleoarqueano. E por isso, um intervalo de tamanho magnetosférico no período Paleoarqueano seria possivelmente dado por 5-7R_E. Portanto, o nível de atividade cromosférica foi importante para determinar se uma magnetosfera maior que a da Terra neste período pode ser sustentada.

Capítulo 3

Resultados

No intuito de representar os perfis de velocidade descritos nas Seções 2.1 e 2.2, calcular a distância da ZH mostrada na Seção 2.3, e estudar a interação entre o vento estelar e a magnetosfera planetária conforme apresentado na Seção 2.4, foram utilizados em um primeiro momento dados de um *survey* com estrelas *solar type* observadas pelo *Bcool Collaboration* (Marsden et al. 2014) como um modelo teste. Entretanto, das 170 estrelas fornecidas, somente 109 foram utilizadas, pois haviam alguns valores faltantes nos parâmetros que foram necessários nos cálculos descritos no Capítulo 2.

E em seguida, o processo foi refeito para estrelas na fase WTTS da base de dados XEST (Güdel et al. 2007) que possuía 58 dados de estrelas, onde muitas eram repetidas devida a medição de luminosidade em raio-X (L_X) para a mesma estrela ter sido discrepante. Por isso, ambas foram consideras nos cálculos.

Além disso, construímos um código em *python* para os cálculos de: perfis de velocidade do vento de acordo com o modelo de Parker (1958) e o modelo de vento MHD (Jatenco-Pereira & Opher 1989c); pressão de arrasto do vento nas ZH das T Tauris conforme See et al. (2014); tamanho da magnetosferas de planetas hipotéticos tipo Terra determinado por Grießmeier et al. (2004); e simulação entre o balanço das pressões de arrasto com a da magnetosfera planetária. Todos os valores utilizados nos modelos, ou da literatura ou calculados, encontram-se nas Tabelas (A.1) e (A.2) no Apêndice A.

Na primeira etapa do projeto, apresentada no Trabalho de Graduação I, foram usadas as estrelas *solar type* para o modelo de Parker, onde a simulação entre o balanço de pressões de arrasto e da magnetosfera planetária encontra-se na Figura (3.1), ou seja, calculamos o tamanho das magnetosferas em função da massa, sendo que o índice de cor é dado pela atividade cromosférica. Um mesmo valor da temperatura da coroa estelar foi utilizado para

todas as estrelas nesta análise, sendo esta igual à do Sol $T = 2,1$ MK (See et al. 2014). Nesta etapa, obtivemos que todos os planetas hipotéticos inseridos nas respectivas zonas habitáveis de suas estrelas hospedeiras, conseguiriam sustentar suas atmosferas de acordo com o modelo de Tarduno et al. (2010) e See et al. (2014), sendo estes baseados no modelo de vento de Parker (1958), aspecto importante para a possível existência e manutenção de vida nesses planetas.

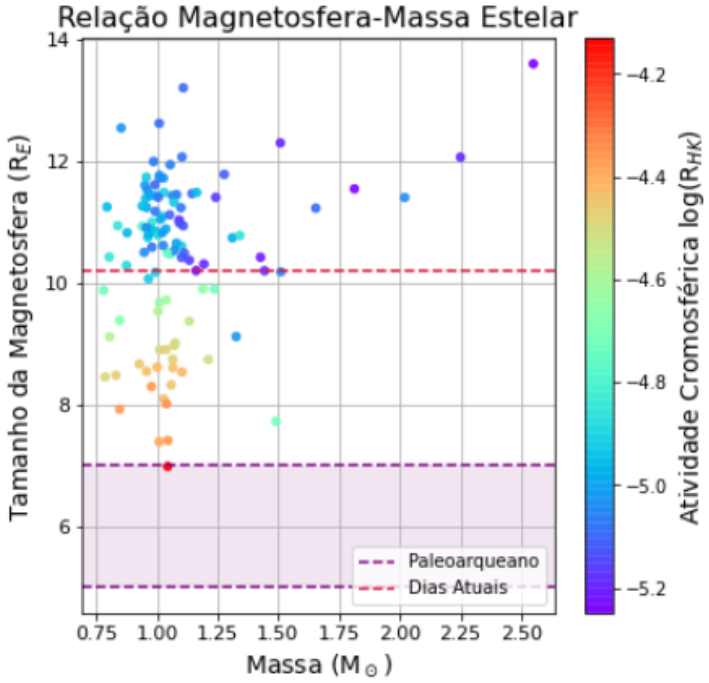

Figura 3.1: Relação entre o tamanho da magnetosfera de planetas tipo Terra em zonas habitáveis de estrelas *solar type* em função de suas massas. Também mostra a densidade de atividade cromosférica, assim como o intervalo de tamanho da magnetosfera terrestre no período Paleoarqueano e a dos dias atuais.

3.1 Perfis de velocidade

3.1.1 Modelo de Parker

A solução de Parker passa pelo ponto crítico dado pela Equação (2.11), onde o vento apresenta comportamento subsônico em $r < r_c$ e supersônico em $r > r_c$. Na primeira etapa do projeto, o perfil de velocidades do modelo de Parker foi obtido através de sua expressão analítica (Equação 2.16). Já na segunda etapa, o perfil de velocidades para esse mesmo modelo foi obtido através da integração da Equação (2.7), que corresponde à forma diferencial da equação de movimento do modelo de Parker, pelo método de Runge-

Kutta de 4° ordem (RK-4); (Asano & Colli 2009). Este procedimento foi realizado para garantir que o algoritmo desenvolvido para o RK-4 estava funcionando corretamente. A correspondência entre os dois métodos foi excelente. Na Figura (3.2), apresentamos o perfil de velocidades para o modelo de Parker de uma T Tauri com massa $M_\star = 1,05\,M_\odot$ e raio $R_\star = 0,79\,R_\odot$.

Portanto, nota-se pela Figura (3.2) que o resultado obtido para o perfil de velocidade está de acordo com Parker (1958), neste caso a figura tem os eixos dados pela velocidade em função da velocidade do som ($u = v/c_s$), e a distância radial em função do ponto crítico ($x = r/r_c$).

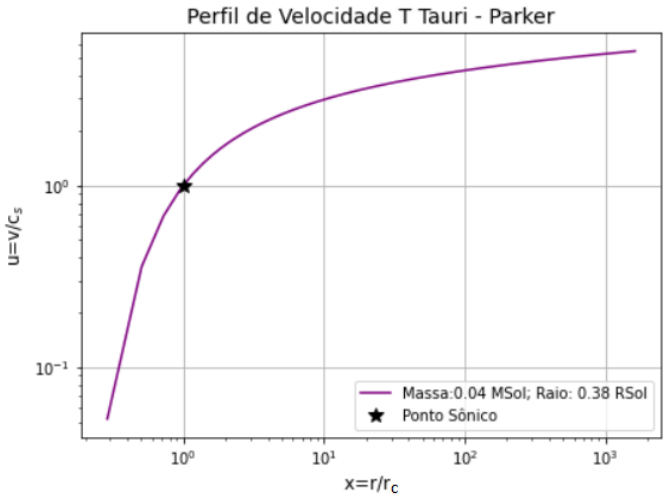

Figura 3.2: Perfil de velocidade obtido pelo modelo de Parker para uma T Tauri com massa $M_\star = 0,04\,M_\odot$ e raio $R_\star = 0,38\,R_\odot$. Também possui a localização do ponto sônico.

3.1.2 Vento magnetizado

Para o caso magnetizado, foi utilizado o método RK-4 para resolver a Equação (2.27), para cada uma das estrelas da amostra, numericamente. Como exemplo, na Figura (3.3) apresentamos o perfil de velocidades do vento magnetizado para a mesma estrela exibida para o modelo de Parker (vide Figura 3.2). A Figura (3.3) representa o perfil em questão, onde os eixos agora são dados em função da velocidade em km/s, e a distância radial em função do raio da estrela ($x = r/r_0$).

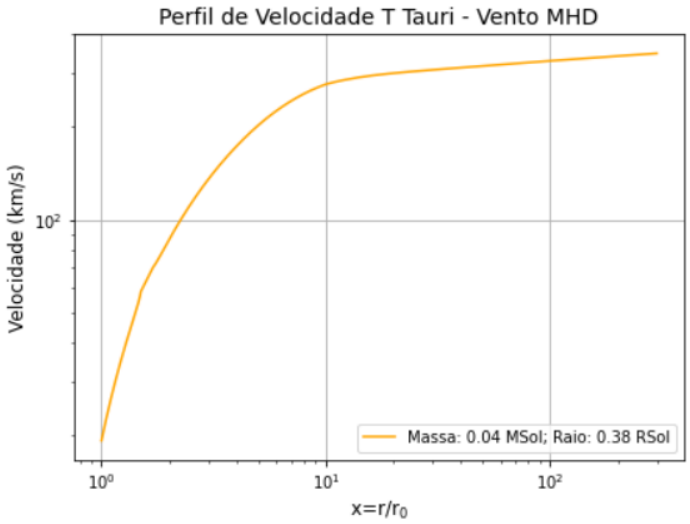

Figura 3.3: Perfil de velocidade usando o modelo de vento MHD para uma T Tauri com massa $M_\star = 0,04\,M_\odot$ e raio $R_\star = 0,38\,R_\odot$.

3.1.3 Comparação dos perfis

Neste caso, comparamos os dois modelos para perfil de velocidades para a estrela CFHT-BD Tau 3, sendo mostrado na Figura (3.4). Pode-se observar que os eixos estão dados pela velocidade em km/s, e a distância radial em função do raio estelar. Além disso, o perfil do vento MHD possui menos dados porque foi considerado que o vento atinge sua velocidade terminal em $300r_0$. Além disso, uma das restrições impostas sobre o vento magnetizado é que a sua velocidade terminal deveria estar no *range* definido por 300-600 km/s, intervalo definido de acordo com valores encontrados na literatura para a velocidade terminal de ventos associados a estrelas T Tauri (Vidotto et al. 2010; Petrov et al. 2014), em que a velocidade do vento se estabiliza a partir deste ponto.

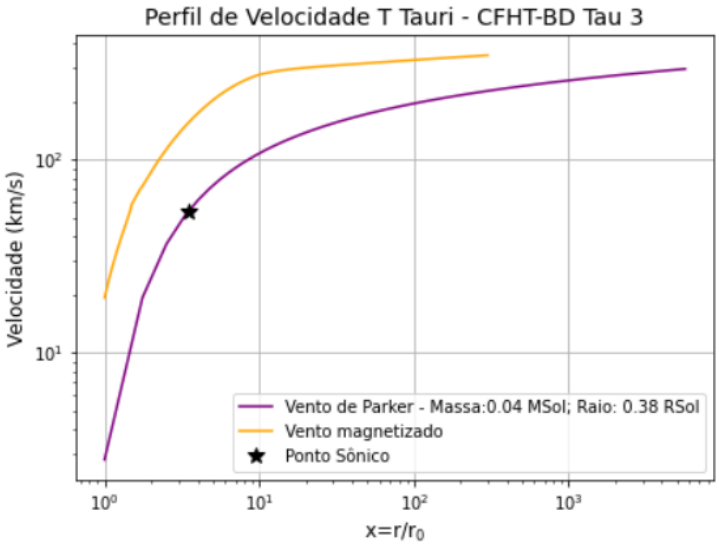

Figura 3.4: Comparação dos perfis de velocidade usando ambos os modelos de Parker e MHD para a T Tauri CFHT-BD Tau 3.

3.2 Simulação Vento-Magnetosfera

Neste trabalho, o cálculo para a distância radial da ZH foi considerado como sendo a média entre o valor da *moist greenhouse* e o da *maximum greenhouse*, ou seja, os limites da região verde da Figura (2.2). Desta forma, este valor é usado para calcular a velocidade do vento neste ponto, e assim, obter o balanço de pressões entre vento-magnetosfera.

Logo, nas Figuras (3.5) e (3.6) são mostrados os tamanhos das magnetosferas de planetas hipotéticos tipo Terra para cada uma das estrelas T Tauri da amostra, sendo que eles estão localizados nas suas respectivas ZH. As fronteiras de cada magnetosfera foram calculadas de acordo com o modelo de Kopparapu et al. (2013) descrito na Seção 2.3. Em todas as figuras também é mostrado o tamanho da magnetosfera terrestre nos dias atuais (linha vermelha tracejada), assim como o intervalo para possíveis tamanhos da magnetosfera no período Paleoarqueano (em roxo). Além disso, o mapa de cores foi feito de acordo com a atividade cromosférica de cada estrela.

3.2.1 Modelo de Parker

Nesta etapa, consideramos duas situações, onde uma utiliza a variação da velocidade do som c_s e a outra não, de modo que c_s é calculada pela Equação (2.9), que é diretamente proporcional à temperatura da coroa estelar. Para o caso onde houve variação de c_s,

usamos os valores de acordo com a Tabela (A.1), haja vista que estes consideram que a temperatura da coroa estelar varia. Por outro lado, para o caso onde não houve variação de c_s, a temperatura considerada para a coroa estelar foi a mesma do Sol $T = 2,1$ MK. Entretanto, no caso de c_s sem variação, a hipótese do vento subsônico não era atendida. Por isto, consideramos somente o caso com variação de c_s, como visto na Figura (3.5).

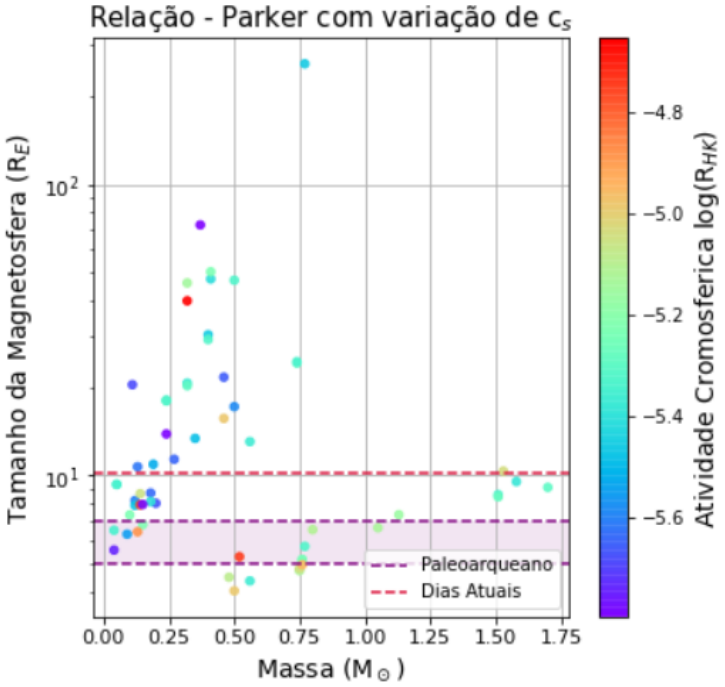

Figura 3.5: Simulação para a relação entre o tamanho da magnetosfera de planetas tipo Terra em zonas habitáveis de estrelas T Tauri em função de suas massas, considerando a variação de c_s. Também mostra a densidade de atividade cromosférica, assim como o intervalo de tamanho da magnetosfera terrestre no período Paleoarqueano e a dos dias atuais.

Assim, vemos que ao considerar a variabilidade de c_s, grande parte dos planetas hipotéticos seriam capazes sustentar suas atmosferas de acordo com Tarduno et al. (2010) e See et al. (2014). Além disso, não parece haver relação entre a dimensão magnetosférica e a atividade cromosférica, como havia na Figura (3.1).

3.2.2 Vento magnetizado

Finalmente, para o vento MHD notamos que a maioria dos planetas hipotéticos também conseguiriam sustentar suas atmosferas, onde também não parece haver relação entre a dimensão magnetosférica e a atividade cromosférica. Neste caso, é importante pontuar que há a variação de c_s para cada estrela. Além disso, parece haver uma relação linear

entre o tamanho da magnetosfera e a massa da estrela, para massas de até $M_\star \sim 0,50\,M_\odot$.

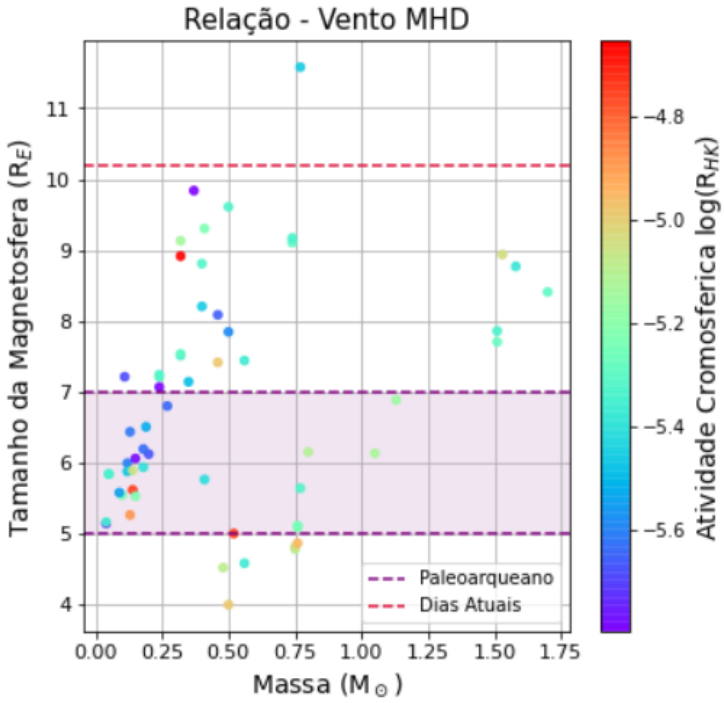

Figura 3.6: Simulação para a relação entre o tamanho da magnetosfera de planetas tipo Terra em zonas habitáveis de estrelas T Tauri em função de suas massas, para o vento MHD. Também mostra a densidade de atividade cromosférica, assim como o intervalo de tamanho da magnetosfera terrestre no período Paleoarqueano e a dos dias atuais.

Notamos que os valores de magnetosfera foram bem discrepantes entre ambos modelos, nas Figuras (3.5) e (3.6). Isto se deve à inclusão do campo magnético, pois ele faz com que o vento saia da estrela mais intensamente, consequentemente havendo uma diminuição no tamanho das magnetosferas. Além disso, no caso de Parker, o vento apresenta densidade muito baixa, consequentemente, age como se nem atingisse o planeta, por isso as magnetosferas deste caso foram tão elevadas.

Por fim, considerando a mesma estrela usada no perfil de velocidade das Figuras (3.2) e (3.3), com massa $M_\star = 0,04\,M_\odot$ e raio $R_\star = 0,38\,R_\odot$ calculamos que o centro de sua zona habitável está em $d = 0,13$ UA. Assim, para o modelo de Parker obtivemos que a pressão de arrasto na sua ZH é de $P_{ram} = 5,03\,P_{ramE}$, já o tamanho da magnetosfera tamanho da magnetosfera de um planeta hipotético tipo terrestre orbitando esta estrela é de $r_{MP} = 6,50\,R_E$. Para o vento MHD: a pressão de arrasto é $P_{ram} = 6,00\,P_{ramE}$ e o tamanho da magnetosfera é $r_{MP} = 2,90\,R_E$.

Capítulo 4

Conclusões e Perpectivas

Conclui-se que para ambos os modelos de vento: Parker (1958), levando em conta a variabilidade de c_s; e MHD (Jatenco-Pereira & Opher 1989c), que considera a inclusão de um fluxo de ondas Alfvén como mecanismo de aceleração do vento; a maioria dos planetas hipotéticos localizados nas respectivas zonas habitáveis das estrelas conseguem sustentar suas atmosferas, de acordo com os modelos de Tarduno et al. (2010) e See et al. (2014).

Alguns pontos importantes em relação à metodologia do trabalho que precisa ser melhorada são:

(i) Nossos cálculos para o tamanho da magnetosfera estão superestimados para todos os casos, já que utilizamos um valor para o campo magnético do planeta superior ao que ele deveria ter na fase de WTTS;

(ii) Não consideramos a pressão magnética nos nossos cálculos, o que pode diminuir significativamente o tamanho da magnesfera planetária, já que o campo magnético passa a ser um valor importante;

(iii) Como a pressão magnética foi desconsiderada na dedução da Equação (2.32), então nossa densidade coronal está subestimada.

Portanto, o projeto será expandido em uma pesquisa de pós graduação, onde visa considerar todos os pontos tratados acima da forma a tornar mais verossímil os resultados obtidos. E além disso, podendo haver a inclusão de estrelas mais quentes ou ainda planetas de dimensões não equiparáveis às da Terra, além de aplicações ao próprio Sistema Solar. E também, verificar diferentes tipos de amortecimento para o vento (não-linear, turbulento e o ressonante de ondas Alfvén de superfície), assim como uma verificação mais detalhada nos cálculos de zona habitável.

Referências

Allard, F., Allard, N. F., Homeier, D., et al. 2007, A&A, 474, L21.

Allard, F., Guillot, T., Ludwig, H. G., et al. 2003, in IAU Symp. 211, *Brown Dwarfs*, ed. E. Martin (San Francisco, CA: ASP), 325.

Asano, C. H., & Colli, E. 2009, *Cálculo Numérico — Fundamentos e Aplicações*. Disponível em: `https://www.ime.usp.br/~asano/LivroNumerico/LivroNumerico.pdf`.

Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214.

Chapman, S. e H. Zirin 1957, ScoA, 2, 1.

Comins, N.F., & Kaufmann III, W.J. 2014, *Discovering the Universe* 10th Ed., ISBN-13: 2901464140869, cap. 12, *The Lives of Stars from Birth Through Middle Age*.

Dal Pino., E. G. 2022, *AGA5719 - Plasmas em Astrofísica: Apostila*. Disponível em: `https://plasmaastrophysics.wordpress.com`. Acesso em: 1 dez. 2022.

Grießmeier, J.-M., Stadelmann, A., Penz, T., et al. 2004, A&A, 425, 753.

Güdel, M., Padgett, D., Audard, M., Briggs, K., Brooke, T., Carey, S., Evans, N., Fukagawa, M., Glauser, A., Grosso, N., Guieu, S., Hillenbrand, L., Hines, D., Huard, T., Knapp, J., McCabe, C., Monin, J., Noriega-Crespo, A., Palla, F., Rebull, L., Scelsi, L., Skinner, S. L., Stapelfeldt, K., Telleschi, A. & Terebey, S. 2007, AAS, 39, 753.

Guhathakurta, M., Holzer, T. E., & MacQueen, R. M. 1996, ApJ, 458, 817.

Hartmann, L. 2009, *Accretion process in star formation* 2nd Ed., ISBN-13: 9780511465123.

Hartmann, L., & MacGregor, K. B. 1980, ApJ, 242, 260.

Jatenco-Pereira, V., & Opher, R. 1989a, ApJ, 344, 513.

Jatenco-Pereira, V., & Opher, R. 1989b, A&A, 209, 327.

Jatenco-Pereira, V., & Opher, R. 1989c, MNRAS, 236, 1.

Jatenco-Pereira, V., Opher, R., & Yamamoto, L.C. 1994, ApJ, 432, 409.

Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, Icar, 101, 108.

Kuin, N. P. & Hearn, A. G., 1982. A&A, 114, 303.

Kivelson, M., & Bagenal, F. 2014, *Encyclopedia of the Solar System* 1st Ed., eBook ISBN: 9780080573137, cap. 28, *Planetary Magnetospheres*.

Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al. 2013, ApJ, 765, 131.

Mamajek, E. E., & Hillenbrand, L. A. 2008, ApJ, 687, 1264.

Marsden, S. C., Petit, P., Jeffers, S. V., et al. 2014, MNRAS, 444, 3517.

Munro, R. M. & Jackson, B. V., 1977. ApJ, 213, 874.

Parker, E.N. 1958, ApJ, 128, 664.

Petrov, P. P., Kurosawa, R., Romanova, M. M., Gameiro,J. F., Fernandez, M., Babina, E. V., & Artemenko S. A. 2014, MNRAS, 442, 3643.

Priest, E. 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press.

See, V., Jardine, M., Vidotto, A.A., Petit, P., Marsden, S.C., Jeffers, S.V., & do Nascimento, Jr. J.D. 2014, A&A, 570, A99.

Solomon, S. C., & Head, J. W. 1991, Sci, 252, 252.

Tarduno, J. A., Cottrell, R. D., Watkeys, M. K., et al. 2010, Science, 327, 1238.

Vidotto, A.A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T.I. 2009, ApJ, 703, 1734.

Vidotto, A.A., Opher, M., Jatenco-Pereira, V., & Gombosi, T.I. 2010, ApJ, 720, 1262.

Apêndice

As Tabelas (A.1) e (A.2) contém os dados, tanto calculados quanto da literatura, utilizados nos modelos do Capítulo 2.

Tabela A.1 - Dados de 58 T Tauris (Güdel et al. 2007) contendo massa, raio, luminosidade em raio-X, temperatura efetiva, luminosidade bolométrica, velocidade de escape, velocidade Alfvén inicial e velocidade do som.

Estrela	Massa ($M_\odot$)	Raio ($R_\odot$)	$L_x \times 10^{30}$ (erg/s)	T_{eff} (K)	L_{bol} ($L_\odot$)	$v_{e0} \times 10^2$ (km/s)	v_{A0} (v_{e0})	c_s (v_{e0})
HBC352	1,05	0,79	2,66	6.030	0,74	7,12	1,79	0,24
HBC 358 AB	0,41	1,38	0,38	3.580	0,28	3,37	0,93	0,16
HBC 359	0,41	1,33	0,66	3.580	0,26	7,12	7,75	0,16
LkCa 1	0,27	1,93	0,23	3.270	0,38	3,37	19,79	0,23
Anon 1	0,56	3,63	4,14	3.850	2,60	7,12	14,72	0,22
V773 Tau ABC	1,53	1,91	9,49	4.898	1,89	3,37	3,24	0,21
CIDA 2	0,20	2,02	0,18	3.058	0,32	7,12	26,00	0,28
LkCa 5	0,40	1,60	0,43	3.560	0,37	3,37	11,01	0,17
LkCa 5	0,40	1,60	0,68	3.560	0,37	7,12	9,82	0,17
CIDA 3	0,24	1,17	0,28	3.270	0,14	3,37	10,74	0,19
CIDA 3	0,24	1,17	0,25	3.270	0,14	7,12	10,97	0,19
V410 X3	0,12	1,08	0,06	2.990	0,08	3,37	20,23	0,26
V410 X3	0,12	1,08	0,09	2.990	0,08	7,12	18,10	0,26
V410 Tau ABC	1,51	2,31	3,76	4.602	2,15	3,37	5,22	0,23
V410 Tau ABC	1,51	2,31	4,66	4.602	2,15	7,12	4,95	0,23
CZ Tau AB	0,32	1,49	0,42	3.415	0,27	3,37	11,32	0,19
CZ Tau AB	0,32	1,49	0,55	3.415	0,27	7,12	10,61	0,19
V410 X7	0,50	1,69	0,91	3.741	0,50	3,37	8,74	0,16
V410 X7	0,50	1,69	2,98	3.741	0,50	7,12	6,51	0,35
Hubble 4	0,74	3,33	5,34	4.060	2,70	3,37	10,79	0,18
Hubble 4	0,74	3,33	4,67	4.060	2,70	7,12	11,16	0,18
KPNO-Tau 2	0,05	0,34	0,01	2.889	0,01	3,37	11,00	0,23
V410 X6	0,18	1,60	0,12	3.058	0,20	7,12	22,42	0,26
V410 X6	0,18	1,60	0,28	3.058	0,20	3,37	18,32	0,26
V410 X5	0,14	1,03	0,39	3.058	0,08	7,12	11,03	0,24
V410 X5	0,14	1,03	1,12	3.058	0,08	3,37	8,46	0,24

Estrela	Massa ($M_\odot$)	Raio ($R_\odot$)	$L_x \times 10^{30}$ (erg/s)	T_{eff} (K)	L_{bol} ($L_\odot$)	$v_{e0} \times 10^2$ (km/s)	v_{A0} (v_{e0})	c_s (v_{e0})
V819 Tau AB	0,76	1,93	2,45	4.060	0,91	7,12	6,55	0,30
V819 Tau AB	0,76	1,93	2,21	4.060	0,91	3,37	6,72	0,30
2M J04213459	0,13	0,91	0,04	3.058	0,07	7,12	16,98	0,23
HD 283572	1,70	2,56	13,00	5.770	6,50	3,37	4,10	0,23
LkCa 21	0,35	2,18	0,65	3.470	0,62	7,12	15,67	0,22
KPNO-Tau 13	0,19	1,32	0,14	3.125	0,15	3,37	16,70	0,23
DI Tau AB	0,56	2,24	1,57	3.850	0,99	7,12	10,26	0,38
KPNO-Tau 5	0,04	0,65	0,01	2.783	0,02	3,37	28,94	0,35
MHO 9	0,24	1,50	0,08	3.234	0,22	7,12	19,98	0,22
MHO 4	0,10	0,88	0,12	2.880	0,05	3,37	14,28	0,26
L1551 51	0,80	1,39	1,84	4.060	0,47	7,12	4,54	0,25
V827 Tau	0,75	2,13	4,01	4.060	1,10	3,37	6,59	0,32
V826 Tau	0,75	1,96	4,52	4.060	0,94	7,12	5,76	0,31
V928 Tau AB	0,50	2,77	1,05	3.778	1,40	3,37	15,67	0,20
MHO 8	0,15	1,54	0,07	2.990	0,17	7,12	27,52	0,28
MHO 8	0,15	1,54	0,44	2.990	0,17	3,37	17,02	0,28
KPNO-Tau 14	0,13	1,24	0,92	2.990	0,11	7,12	11,61	0,27
V830 Tau	0,76	1,79	5,18	4.060	0,78	3,37	4,94	0,29
JH 108	0,48	1,32	1,23	3.720	0,30	7,12	6,08	0,31
FF Tau AB	0,77	1,68	0,80	4.060	0,69	3,37	7,24	0,13
CoKu Tau 3 AB	0,46	2,41	5,85	3.705	0,98	7,12	8,93	0,20
KPNO-Tau 15	0,32	1,05	2,62	3.451	0,14	3,37	4,63	0,16
KPNO-Tau 15	0,32	1,05	0,48	3.451	0,14	7,12	7,07	0,16
HP Tau/G3 AB	0,77	1,71	1,29	4.060	0,71	3,37	6,55	0,28
HP Tau/G2	1,58	2,34	9,65	6.030	6,50	7,12	4,10	0,23
CFHT-BD Tau 3	0,04	0,38	0,01	2.747	0,01	3,37	14,14	0,27
JH 223	0,37	1,12	0,06	3.560	0,18	7,12	11,81	0,15
Haro 6-32	0,09	1,18	0,10	3.125	0,12	3,37	22,81	0,32
CoKuLk332/G2 AB	0,52	0,99	3,26	3.778	0,24	7,12	3,20	0,26
CoKuLk332/G1 AB	0,46	2,24	0,49	3.707	0,85	3,37	15,12	0,19
2M J04554046+30	0,11	0,51	0,01	3.091	0,02	7,12	12,59	0,19
HBC 427	1,13	1,85	3,56	4.350	1,10	3,37	4,64	0,24

Tabela A.2 - Dados de 58 T Tauris (Güdel et al. 2007) contendo o *filling factor* no campo magnético, ou seja, considera que não há preenchimento completo do tubo de fluxo magnético dos buracos coronais. Também a densidade em r_0, divergência, fluxo de energia, temperatura da coroa estelar, comprimento de amortecimento, velocidade em r_0 e a velocidade terminal.

Estrela	fB_0 (G)	$\rho_0 \times 10^{-16}$ (g/cm^3)	S	$\phi_0 \times 10^5$ (erg/cm^2/s)	T(K) $\times 10^5$	L_0 (r_0)	v_0 (v_{e0})	v_{term} (v_{e0})
HBC352	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	0,10	0,01	1,04
HBC 358 AB	1,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,09	1,18
HBC 359	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,00	1,23
LkCa 1	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,06	1,97
Anon 1	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,04	1,81
V773 Tau ABC	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	0,01	0,00	0,89
CIDA 2	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,15	2,13
LkCa 5	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,01	1,97
LkCa 5	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,01	1,24
CIDA 3	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,01	1,78
CIDA 3	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,01	1,80
V410 X3	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,10	1,95
V410 X3	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,10	1,87
V410 Tau ABC	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	0,10	0,01	1,02
V410 Tau ABC	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	0,10	0,01	1,03
CZ Tau AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,01	1,80
CZ Tau AB	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,01	1,82
V410 X7	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,00	1,27
V410 X7	10,0	4,92	3,5	3,36	21,0	0,10	0,32	1,69
Hubble 4	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,01	1,24
Hubble 4	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,01	1,27
KPNO-Tau 2	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,04	1,62
V410 X6	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,11	2,01
V410 X6	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,10	1,85
V410 X5	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,04	1,60
V410 X5	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,04	1,48
V819 Tau AB	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,12	1,45
V819 Tau AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,12	1,45
2M J04213459	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,05	1,87
HD 283572	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	0,01	0,01	1,01
LkCa 21	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,04	1,85
KPNO-Tau 13	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,05	1,85
DI Tau AB	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,34	1,94

Estrela	fB_0 (G)	$\rho_0 \times 10^{-16}$ (g/cm^3)	S	$\phi_0 \times 10^5$ (erg/cm^2/s)	T(K) $\times 10^5$	L_0 (r_0)	v_0 (v_{e0})	v_{term} (v_{e0})
KPNO-Tau 5	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,33	2,38
MHO 9	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,05	2,02
MHO 4	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,08	1,73
L1551 51	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	0,10	0,02	1,11
V827 Tau	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,16	1,56
V826 Tau	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,13	1,47
V928 Tau AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,03	1,92
MHO 8	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,15	2,19
MHO 8	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,12	1,84
KPNO-Tau 14	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,09	1,64
V830 Tau	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,09	1,38
JH 108	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,15	1,52
FF Tau AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,00	1,42
CoKu Tau 3 AB	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,01	1,64
KPNO-Tau 15	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	2,00	0,00	1,14
KPNO-Tau 15	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,00	1,24
HP Tau/G3 AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	0,10	0,07	1,30
HP Tau/G2	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	0,10	0,01	1,00
CFHT-BD Tau 3	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,10	1,73
JH 223	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	2,00	0,00	1,38
Haro 6-32	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,22	2,10
CoKuLk332/G2 AB	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	0,10	0,04	1,18
CoKuLk332/G1 AB	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	4,00	0,02	1,99
2M J04554046+30	10,0	4,92	3,0	3,36	21,0	4,00	0,01	1,92
HBC 427	10,0	0,81	3,0	3,36	2,1	0,10	0,02	1,06