



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

INTERAÇÃO ESTRELA - PLANETA:
SOBRE O MAGNETISMO DE PLANETAS GIGANTES GASOSOS

SÂNZIA ALVES DO NASCIMENTO

NATAL-RN
FEVEREIRO / 2012

SÂNZIA ALVES DO NASCIMENTO

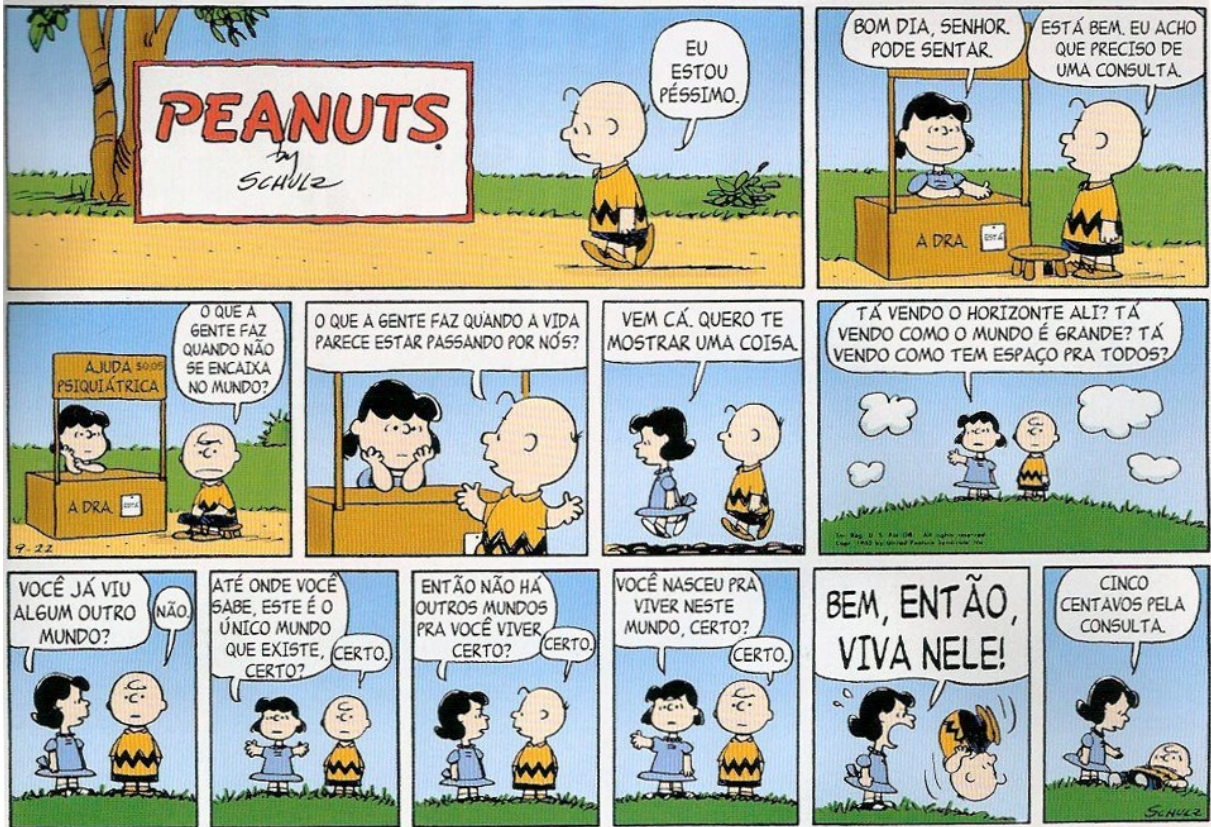
INTERAÇÃO ESTRELA - PLANETA:
SOBRE O MAGNETISMO DE PLANETAS GIGANTES GASOSOS

*Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como requisito parcial para a obtenção do grau de **Doutor em Ciências**.*

Orientador: José Renan De Medeiros, Professor Titular

NATAL-RN
FEVEREIRO / 2012

Folha de aprovação



★ ★ ★

Dedico este trabalho a Sandra, que tem sido um exemplo de perseverança.

AGRADECIMENTOS

[...] there are extraordinary men and women... and extraordinary moments... when history leaps forward on the backs of these individuals. That what can be imagined can be achieved. That you must dare to dream. But [...] **there's no substitute for perseverance and hard work and teamwork. Because no one gets there alone.** And [...] while we commemorate the greatness of these events and the individuals who achieve them, we cannot forget the sacrifice of those who make these achievements and leaps possible.¹

Gillian Anderson como Dana Scully (The X-Files)

Esta pesquisa só foi possível graças ao apoio financeiro da CAPES (processo BEX 1994-093 e Bolsa de Doutorado DS).

Durante o desenvolvimento desta tese recorri inúmeras vezes a diversas bases de dados públicas. Em particular, as bases de dados do Centre de Données astronomiques de Strasbourg — VizieR² e SIMBAD³ —, a base de dados sobre planetas extrassolares mantida por Jean Schneider — The Extrasolar Planets Encyclopaedia⁴ — e a base de dados astrofísicos da NASA — The SAO/NASA Astrophysics Data System⁵ foram fundamentais para a concepção e desenvolvimento deste trabalho.

Devo reconhecer que sem trabalho em equipe e apoio (moral, intelectual, financeiro) eu não teria realizado esta pesquisa. Por isto, fica aqui expressa minha gratidão, especialmente:

Ao Professor **José Renan de Medeiros**, professor nesta instituição, pelo apoio e supervisão durante a realização de meu doutorado;

Ao meu supervisor de estágio de doutorado no Observatório de Genebra, o professor **Stéphane Udry** que tão gentilmente me recebeu durante o ano de 2010

¹[...] há homens e mulheres extraordinários... e momentos extraordinários... em que a história avança, graças a estes indivíduos. O que pode ser imaginado, pode ser realizado. Que você se atreve a sonhar. Mas [...] que não há substituto para a perseverança e o trabalho árduo e o trabalho em equipe. Porque ninguém chega lá sozinho. E [...] enquanto comemoramos a grandeza destes acontecimentos e os indivíduos que os realizam, não podemos esquecer o sacrifício daqueles que tornaram esses acontecimentos e avanços possíveis.

²vizier.u-strasbg.fr/

³simbad.u-strasbg.fr/

⁴exoplanet.eu/

⁵<http://adswww.harvard.edu/>

naquela instituição;

Ao *Observatoire Astronomique de l'Université de Genève*, sobretudo, ao **The Geneva Extrasolar Planet Search Programmes**. Especialmente àqueles que contribuíram diretamente para meu aprendizado e crescimento como “aprendiz de pesquisadora” quando naquela instituição: Dominique Naef, Christophe Lovis, Damien Ségransan e aos colegas Amaury Triaud, Monika Lendl, Anahí Granada e Claudia Greco;

Ao **Grupo de astronomia estelar observacional** do DFTE, do qual fiz parte durante toda minha formação. Especialmente, agradeço ao professor Bruno L. Canto Martins e aos colegas Cristian Cortés e Izan Leão;

Às famílias Veraguth e Warynski e Claudiomiro Vieira por terem tornado minha estadia em Genebra uma ocasião para relembrar e sentir saudade;

Aos técnicos administrativos e equipe de serviços gerais do DFTE;

Aos amigos Aldo Valcarce, Jefferson Soares e Sumaia Barros pelos bons momentos e pelas boas ideias e discussões;

Aos meus pais e irmãos e às queridas amigas Rosiana Clara e Liduína das Chagas, que são como família e juntas fizeram esta jornada de quatro anos de doutorado uma atividade incrivelmente prazerosa.

Enfim, a todos aqueles que, direta ou indiretamente, contribuíram para a composição desta Tese⁶, o meu sincero

Muito obrigada,

Sânzia Alves

✉ sanzia@dfte.ufrn.br

⁶Esta Tese foi escrita em $\text{\LaTeX} 2_{\epsilon}$.

“It’s fun being me. Isn’t it fun being you?”

*William Shatner as Denny Crane
(Boston Legal)*

* * *

*—¿Qué te parece desto, Sancho? —Dijo Don Quijote —
Bien podrán los encantadores quitarme la ventura,
pero el esfuerzo y el ánimo, será imposible.
El Ingenioso Caballero Don Quijote de la Mancha
— Miguel de Cervantes*

RESUMO

Nesta tese são analisados os efeitos que a presença de um planeta gigante gasoso próximo causa em sua estrela hospedeira. Tem se discutido que a interação estrela - planeta possa provocar mudanças na atividade cromosférica e coronal estelar. Tendo isto em mente, analisamos uma amostra composta por 53 planetas extrassolares orbitando estrelas F, G e K da sequência principal, dentre os quais três superterras. Nesta análise, buscamos indícios de mudanças na atividade cromosférica estelar devido à proximidade do planeta gigante. Mostramos que não existem evidências suficientes que corroborem tal hipótese. Fazendo uso desta mesma amostra e de dados disponíveis na literatura para o Sistema Solar, revisitamos a chamada lei magnética de Bode. Esta lei propõe a existência de uma relação direta entre magnetismo e rotação. Através de estimativas para o momento magnético \mathcal{M} e para o *momentum* angular \mathcal{L} destes objetos, construímos e analisamos detalhadamente o diagrama de Blackett ($\log \mathcal{L} - \log \mathcal{M}$). Neste diagrama ficou evidente que a lei magnética de Bode é válida tanto para o Sistema Solar quanto para os novos sistemas planetários.

Palavras - Chave: Atividade Cromosférica – planetas extrassolares – Lei Magnética de Bode

ABSTRACT

In this thesis we analyze the effects that the presence of a near gas giant planet can cause in its host star. It has been argued that the star–planet interaction can cause changes in the coronal and chromospheric stellar activity. With this in mind, we analyze a sample of 53 extrasolar planets orbiting F, G and K main sequence stars, among them three super-Earths. In this analysis, we look for evidence of changes in the chromospheric activity due to the proximity of the giant planet. We show that, so far, there is not enough evidence to support such a hypothesis. Making use of the same sample and also taking in account available data for the Solar System, we revisit the so-called magnetic Bode’s law. This law proposes the existence of a direct relationship between magnetism and rotation. By using estimations for the stellar and planetary magnetic moment \mathcal{M} and the angular momentum \mathcal{L} , we construct a Blakett’s diagram ($\log \mathcal{L} - \log \mathcal{M}$). In this diagram is evident that the magnetic Bode’s law is valid for both the Solar System and the new planetary systems.

Key-words: Chromospheric Activity – Exoplanets – Magnetic Bode’s Law

Lista de figuras

1.1	Interações entre uma estrela e um planeta gigante.	25
1.2	Definição da amostra utilizada.	27
2.1	Concepção artística de alguns objetos extrassolares.	30
2.2	Evolução das descobertas de planetas no período (1989 – 2011).	33
2.3	Distribuição das massas M_* das estrelas hospedeiras em função das massas M_{pl} dos respectivos planetas.	34
2.4	Distribuição da excentricidade da órbita do planeta em função da massa M_* da respectiva estrela hospedeira.	35
2.5	Distribuição das metalicidades por tipos espectrais.	36
2.6	Esquema demonstrando como funciona o método de Doppler.	38
2.7	Ilustração do efeito Doppler.	41
2.8	Características de uma órbita elíptica em três dimensões.	44
2.9	Ilustração de dois corpos em órbita em torno do baricentro.	46
2.10	Observação de um sistema estrela – planeta, em diferentes ângulos.	49
2.11	Representação de uma curva de luz para um trânsito planetário em frente a uma estrela com manchas.	52
2.12	Comparação entre os métodos de busca por planetas utilizados atual- mente.	56

2.13 Diagrama $a - M_{pl}$ para todos os planetas extrassolares descobertos até o momento.	63
2.14 Diagrama $a - M_{pl}$ para todos os planetas extrassolares descobertos até o momento em torno de estrelas com classe de luminosidade V.	64
2.15 Diagrama $a - e$. para todos os planetas atualmente conhecidos e somente para aqueles que orbitam estrelas da sequência principal.	65
2.16 Diagrama ilustrando a zona habitável ZAMS como função da massa estelar.	66
3.1 Marés gravitacionais e seus efeitos no planeta.	69
3.2 Ilustração da magnetosfera de um planeta.	73
3.3 Modelo esquemático para a estrutura do campo magnético planetário.	74
3.4 Atividade e inatividade cromosférica solar.	76
4.1 Representação do interior dos planetas gasosos do Sistema Solar.	84
4.2 Estrutura interna de Júpiter comparada a da Terra.	85
5.1 Diagrama de Hertzsprung-Russell para as estrelas de nossa amostra.	104
5.2 Diagrama $a - M_{pl}$ para os planetas extrassolares.	105
5.3 Quantidade de planetas por classe de luminosidade da estrela hospedeira.	106
5.4 Quantidade de planetas por tipo espectral da estrela hospedeira.	107
5.5 Atividade cromosférica como função da temperatura efetiva.	110
5.6 Indicador da atividade cromosférica $\log \mathcal{R}'_{HK}$ como função do índice de cor $(B - V)$	111
5.7 Teste K-S para $\log \mathcal{R}'_{HK}$	113
5.8 $\log \mathcal{R}'_{HK}$ como função de $\log(a^{-1})$	115
5.9 Reprodução da Fig. 5, Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010).	116

5.10 $\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$ <i>versus</i> $\log(a^{-1} \times M_{\text{pl}})$	118
5.11 Comparação entre as leis de escala para o momento magnético planetário.	122
5.12 Comparação entre as leis de escala de Mizutani, com convecção lenta e moderada.	123
5.13 Tamanho da região do dínamo para jupíteres quentes.	125
5.14 Tempo de sincronização τ_{sync} como função do semieixo a	126
5.15 Tempo de sincronização τ_{sync} <i>versus</i> a idade t	129
5.16 Momento magnético estelar \mathcal{M}_{\star} <i>versus</i> temperatura efetiva T_{ef}	130
5.17 Momento magnético estelar \mathcal{M}_{\star} <i>versus</i> a massa da estrela M_{\star}	132
5.18 <i>Momentum</i> angular estelar \mathcal{L}_{\star} <i>versus</i> massa estelar M_{\star}	134
5.19 <i>Momentum</i> angular do planeta \mathcal{L}_{pl} como função de sua massa M_{pl}	135
5.20 Diagrama de Blackett para as estrelas.	137
5.21 Diagrama de Blackett para os planetas extrassolares.	138
5.22 Diagrama de Blackett para o Sistema Solar.	140
5.23 Regressão linear para diferentes grupos de objetos.	142
5.24 Diagrama de Blackett para amostra completa.	143

Lista de tabelas

2.1	Resumo dos métodos de busca por planetas extrassolares.	55
2.2	Número de planetas descobertos de acordo com o método de busca utilizado.	56
4.1	Valores adotados no melhor ajuste para determinar os valores de a e b na Eq. 4.19.	93
5.1	Objetos de nossa amostra que se encontram fora do intervalo ideal de $(B - V)$	109
5.2	Momento dipolar magnético para os planetas do Sistema Solar.	120
5.3	Variação do expoente γ da equação 5.7.	121
5.4	Parâmetros para o ajuste linear $\log \mathcal{M} = a \log \mathcal{L} + b$	141
C.1	Amostra de planetas extrassolares.	161
D.1	Amostra de estrelas hospedeiras de planetas.	165
E.1	Resultados dos cálculos dos momentos estelares e planetários	168
F.1	Amostra de estrelas sem planetas detectados.	171

Lista de símbolos

σ	Condutividade elétrica
F	Fluxo estelar
\mathcal{I}	Momento de inércia
\mathcal{G}	Constante da Gravitação Universal, $\mathcal{G} = 6,67 \times 10^{-11} \text{N m}^2 \text{kg}^{-2}$
ΔF	Variação do fluxo estelar
$\Delta \lambda$	Deslocamento no comprimento de onda
η e ζ	Constantes da viscosidade
λ	Difusividade magnética, $\lambda = 1/\mu_0\sigma$. Para os planetas tipo Terra, $\lambda \sim 2 \text{ m}^2/\text{s}$
λ_0	Comprimento de onda emitido
λ_1	Comprimento de onda recebido
$\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$	Indicador do nível de atividade cromosférica estelar, fluxo de cálcio
\mathcal{T}	Torque
\mathcal{L}	<i>Momentum</i> angular
\mathcal{M}	Momento magnético
μ	Permeabilidade magnética
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo, $\mu_0 = 1,256 \times 10^{-6} \text{Tm/A}$

$\nu(t)$	Anomalia verdadeira
Ω	Origem em longitude
ω	Velocidade angular de rotação, ou frequência angular rotacional
ω_p	Argumento do periastro
ω_t	Velocidade angular da Terra, $\omega_t = 7,27 \times 10^{-5} s^{-1}$
ω_{orb}	Velocidade angular orbital
Φ	Potencial gravitacional
ρ	Densidade de massa de um dado elemento de fluido
ρ_0	Densidade dentro da região do dínamo
σ	Condutividade elétrica
τ	Tempo característico de convecção
τ_{sinc}	Tempo de sincronização
M_\star	Massa da estrela
M_{pl}	Massa do planeta
R_\star	Raio da estrela
R_{pl}	Raio do planeta
$\vec{\omega}$	Vetor velocidade angular
\vec{B}	Campo magnético
\vec{r}	Vetor posição
\vec{v}	Vetor velocidade
a	Semieixo maior da órbita planetária

- a_* Semieixo maior da órbita da estrela em torno do baricentro do sistema
- c Velocidade da luz, $c = 2,99792 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
- e Excentricidade da órbita planetária
- $E(t)$ Anomalia excêntrica
- i Ângulo de inclinação da órbita com respeito ao plano de referência
- k Constante de inércia, $k = \mathcal{I}/(M_{pl}R_{pl}^2)$. Para o Sol, $k_{\odot} = 0.059$
- M Massa combinada do sistema estrela - planeta, $M = M_* + M_{pl}$
- M_{\odot} Massa do Sol = $1,989 \times 10^{30} \text{ kg}$
- M_J Massa de Júpiter, igual a $1898.3 \times 10^{24} \text{ kg}$
- $M_{pl} \text{ sen } i$ Massa mínima do planeta
- p Pressão
- r_0 Tamanho da região do dínamo
- R_{\odot} Raio do Sol, igual a 695990 km
- R_J Raio de Júpiter, igual a 71492 km
- R_m Número magnético de Reynolds
- t Idade da estrela
- t_p Instante de passagem pelo periastro
- $t_{rot}(min)$ Limite inferior para o período de rotação do planeta
- $v \text{ sen } i$ Velocidade de rotação equatorial projetada
- v_r Velocidade radial
- v_{conv} Velocidade de convecção

$\mathcal{P}_{\star,rot}$ Período de rotação da estrela

\mathcal{P}_{orb} Período orbital

$\mathcal{P}_{pl,rot}$ Período de rotação do planeta

\mathcal{Q} Fator de dissipação de maré. Para Júpiter: $\mathcal{Q} \sim 5 \times 10^5$. Para as superterras,
 $\mathcal{Q} \sim 5 \times 10^2$

\mathcal{S}_{HK} Índice de fluxo de Cálcio, as vezes referido apenas como \mathcal{S}

\mathbb{K} Semi-amplitude da velocidade radial

$\mathbb{M}(t)$ Anomalia média

T_{ef} Temperatura efetiva

(B-V) Índice de cor

UA Unidade astronômica, $1 \text{ UA} = 1,4960 \times 10^8 \text{ km}$

Sumário

Folha de Aprovação

Agradecimentos

Resumo

Abstract

Lista de figuras

Lista de tabelas

Lista de símbolos

Sumário

1	Introdução	21
1.1	Objetivos	26
1.2	Nomenclatura adotada	26
1.3	Metodologia	28
1.4	Apresentação da tese	28
2	Principais características físicas dos planetas extrassolares	30

2.1	Técnicas de detecção: visão geral	37
2.1.1	Método Doppler	37
2.1.2	Trânsito planetário	50
2.1.3	Outros métodos de detecção de planetas	53
2.2	Algumas definições	57
2.2.1	O que é um planeta?	57
2.2.2	Superterra	58
2.2.3	Júpiter quente	58
2.3	Parâmetros planetários	60
2.4	A zona habitável	62
3	Interação estrela – planeta	67
3.1	Forças de maré	69
3.1.1	Acoplamento de maré	70
3.1.2	Sincronização rotacional	70
3.2	Interação magnética	73
3.3	Atividade cromosférica	75
3.3.1	Definição do termo atividade	75
3.3.2	Atividade estelar: breve visão histórica	77
3.3.3	Medindo atividade cromosférica	78
3.3.4	Atividade cromosférica em EHP	80
4	A lei magnética de Bode	82
4.1	Momento magnético planetário	83
4.1.1	Campo magnético planetário	83

4.1.2	Leis de escala para determinar o campo magnético	86
4.1.2.1	Lei de escala baseada no número de Elsasser	89
4.1.2.2	Mizutani et al. 1992	90
4.1.2.3	Lei de Blackett	91
4.1.2.4	Leis de escala para o momento magnético planetário: resumo	92
4.1.2.5	Tamanho da região do dínamo	93
4.1.3	Densidade da região do dínamo	94
4.1.4	Período de rotação	94
4.1.5	Condutividade da região do dínamo	95
4.1.6	Leis de escala para momento magnético: limitações	95
4.2	Momento magnético estelar	98
4.3	<i>Momentum</i> angular	99
4.3.1	<i>Momentum</i> angular estelar	100
4.3.2	<i>Momentum</i> angular planetário	101
5	Resultados e discussão	102
5.1	Amostra de trabalho	102
5.2	Atividade cromosférica	109
5.3	Cálculo do momento magnético planetário	117
5.3.1	Escolha da melhor lei de escala para o momento magnético pla- netário	117
5.3.2	Tamanho da região do dínamo	121
5.3.3	Densidade da região do dínamo	124
5.3.4	Período de rotação do planeta	124

5.3.5	Condutividade elétrica dentro da região do dínamo	131
5.4	Cálculo do momento magnético estelar	131
5.5	<i>Momentum Angular</i>	133
5.6	Aspecto observacional: lei magnética de Bode	136
6	Conclusões e Perspectivas	144
6.1	Novos problemas e perspectivas	146
A	Teste Kolmogorov-Smirnov	157
B	Coeficientes de Correlação	159
B.1	Coeficiente de Correlação de Pearson	159
B.2	Coeficiente de Correlação de Spearman	160
C	Parâmetros Planetários	161
D	Parâmetros Estelares	165
E	Resultados dos Cálculos do Momentos	168
F	Amostra de Controle	171

Capítulo 1

Introdução

Over the course of centuries of astronomical research, few subjects have captured the public as well as scientists as much as the search for and study of extrasolar planets.

Monika Lendl

A tirinha do *Peanuts* que reproduzi na página de dedicatória desta tese data de 22 de setembro de 1963¹. Nela, Lucy está certa que não há outros mundos — além da Terra — onde se possa viver. Se esta tirinha tivesse sido idealizada nas últimas duas décadas, provavelmente mostraria um Charlie Brown esperançoso, pois Lucy poderia prescrever-lhe uma rápida mudança para um outro mundo, existente na zona habitável de alguma estrela distante. Mas esta revolução no campo da planetologia é recente e, portanto, o Charlie Brown da década de 60 não tinha muita escolha no que dizia respeito a escolher sistemas planetários.

Em 1995, o astrônomo suíço Michel Mayor e o seu então estudante Didier Queloz anunciaram a descoberta do primeiro planeta fora do Sistema Solar orbitando uma estrela. Tal planeta, gigante e gasoso, ficou conhecido como 51 Pegasi b, pois orbitava

¹<http://www.gocomics.com/peanuts/1963/09/22>

a estrela 51 Pegasi (Mayor & Queloz (1995)). Esta descoberta marca o início de uma nova era na Ciência, durante a qual nossa compreensão sobre sistemas planetários, sua formação, composição e evolução, bem como sobre as condições de habitabilidade em um planeta, vem sofrendo consideráveis e eminentes mudanças. Assim, nestes últimos dezesseis anos vimos uma revolução no nosso conhecimento teórico e observacional dos objetos tipo planeta. Graças às centenas de planetas descobertos até o momento² temos nos deparado com uma extraordinária diversidade de sistemas planetários e propriedades físicas que sequer havíamos imaginado, levantando novas questões e esclarecendo antigas perguntas.

A nossa concepção de sistemas planetários e planeta habitável é toda baseada no nosso planeta Terra e no Sistema Solar. A Terra é o único planeta habitável que conhecemos, do mesmo modo que o Sistema Solar era, até pouco mais de uma década, o único sistema planetário conhecido. Esses fatos influenciaram e continuam influenciando nossa ideia do que pode ser encontrado alhures. Se de um lado os sistemas planetários encontrados foram de grande impacto para nosso conhecimento, por outro os planetas encontrados pouco possuem em comum com o Sistema Solar. Alguns são muito maiores que Júpiter, tão grandes que os livros de duas décadas passadas diziam que não poderiam existir e explicavam o porquê. E ainda, alguns destes novos planetas estão em órbitas muito próximas das estrelas que orbitam e algumas destas órbitas apresentam excentricidades enormes. Mas nem por isso deixou-se de achar que os planetas habitáveis são planetas como a Terra dentro de sistemas planetários como o Sistema Solar. Mesmo aceitando-se que as condições para a existência de vida exijam que os planetas se encontrem a distâncias críticas, nem tão longe e frios, nem tão perto e quentes, ainda precisamos que uma Terra colocada dentro de um sistema planetário mais amplo possa existir. Será que num sistema com um planeta gigante perto da estrela hospedeira³ há espaço para que exista um pequeno planeta

²Em 16 de janeiro de 2012, existiam 725 planetas extrassolares descobertos em torno de estrelas em diferentes estágios evolutivos. A atualização destes dados se encontra disponível na Internet: <http://exoplanet.eu/>

³Nesta tese, usamos os termos “estrela central” e “estrela hospedeira” como sinônimos, significando a estrela em torno da qual se encontra determinado planeta.

em uma órbita regular e pouco excêntrica? A crença difundida entre os astrônomos é que, tal como a Terra, talvez haja um planeta habitável em um sistema no qual existam planetas gigantes como Júpiter e os demais, desde que situados a distâncias *confortáveis* da estrela hospedeira. Entretanto, resultados de estudos dinâmicos mais recentes mostram que pequenas modificações nas condições do Sistema Solar seriam suficientes para que Vênus não pudesse existir, pelo menos lá onde atualmente se encontra.

Uma informação que poderá trazer luz a este debate, diz respeito ao comportamento do *momentum* angular e orbital de estrelas com planetas. Neste contexto, um estudo preliminar feito por Alves, Do Nascimento Jr. & De Medeiros (2010) mostrou que estrelas com planetas detectados, até o presente, tem um *momentum* angular em excesso em relação ao Sol e também em relação às estrelas sem planetas detectados. Tais resultados, no entanto, são baseados em dados da literatura obtidos com diferentes técnicas e precisões, o que mostra a necessidade de se refazer esta análise, porém com base numa amostra onde os parâmetros físicos, estelares e planetários, sejam obtidos através de um mesmo tratamento, de onde se espera também uma mesma precisão.

Outra questão que tem sido amplamente discutida na literatura é a influência de um planeta muito próximo à estrela hospedeira sobre a atividade magnética estelar. Para analisar tal influência diferentes estudos sobre os indicadores de atividade cromosférica e coronal estelar tem sido realizados. Shkolnik et al. (2008), Shkolnik, Walker & Bohlender (2003) sugerem a presença de atividade cromosférica, induzida pela presença de um planeta, nas estrelas HD 179949 e ν And, a partir da detecção de modulações na emissão cromosférica de Ca II H & K em fase com o período orbital de um júpiter quente (ver seção 2.2.3). Já Kashyap, Drake & Saar (2008) afirmam que estrelas que possuem planetas em órbitas próximas apresentam, em média, emissão em raios-X mais intensa do que aquelas que possuem planetas em órbitas mais distantes, de modo que planetas em órbitas próximas podem influenciar a atividade magnética estelar. Entretanto, Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010) não

encontraram uma relação significativa entre luminosidade de raios-X e parâmetros planetários. Canto Martins et al. (2011) também não encontra nenhuma relação que distinga uma amostra de estrelas que possuem planetas detectados de uma outra que não possuam planetas detectados ao estudar a atividade cromosférica. Esta questão será brevemente discutida na Seção 3.3 desta tese.

A partir de estudos estatísticos observamos que existe uma grande diversidade nos parâmetros físicos dos planetas extrassolares, sobretudo na excentricidade e no período orbital, e uma particularidade acentuada: a maioria das estrelas anãs hospedando tais planetas são ricas em metais e seus planetas estão em órbitas bastante elípticas em relação ao Sistema Solar (Udry & Santos (2007)). Tal aspecto não se aplica às estrelas evoluídas com planetas, as quais exibem um amplo espectro de valores de metalicidade (Pasquini et al. (2007)). Claramente, os dados observacionais obtidos nessa última década estão trazendo rápidos avanços na área da planetologia, como jamais ocorreu em vários séculos, levando a uma profunda revisão do nosso conhecimento quanto à física que controla a formação e evolução dos sistemas planetários, incluindo questões de estabilidade e interação estrela – planeta. Apesar desse extraordinário avanço, inúmeras são as questões em aberto.

Observacionalmente, é um fato bem conhecido que a presença de uma (ou mais) estrela próxima a outra, interagindo entre si, pode aumentar consideravelmente a atividade cromosférica e coronal das mesmas. Um exemplo disto são os sistemas binários RSCVn (ver Ayres & Linsky (1980)). Grande parte deste efeito é causado pela sincronização rotacional, o que provoca uma rotação mais rápida e reforça a atividade do dínamo. Embora isto seja um efeito puramente de maré gravitacional, com o aumento de atividade como subproduto, podemos esperar que, por analogia, efeitos de maré e de interação magnética também sejam encontrados no caso em que temos um planeta gigante próximo a uma estrela, podendo ou não a mesma ser causada por sincronização rotacional. Na Figura 1.1 temos as possíveis interações entre planeta e estrela, ou entre estrela e anã marrom.

Dentre os diversos problemas em planetologia investigados ao longo dos anos,

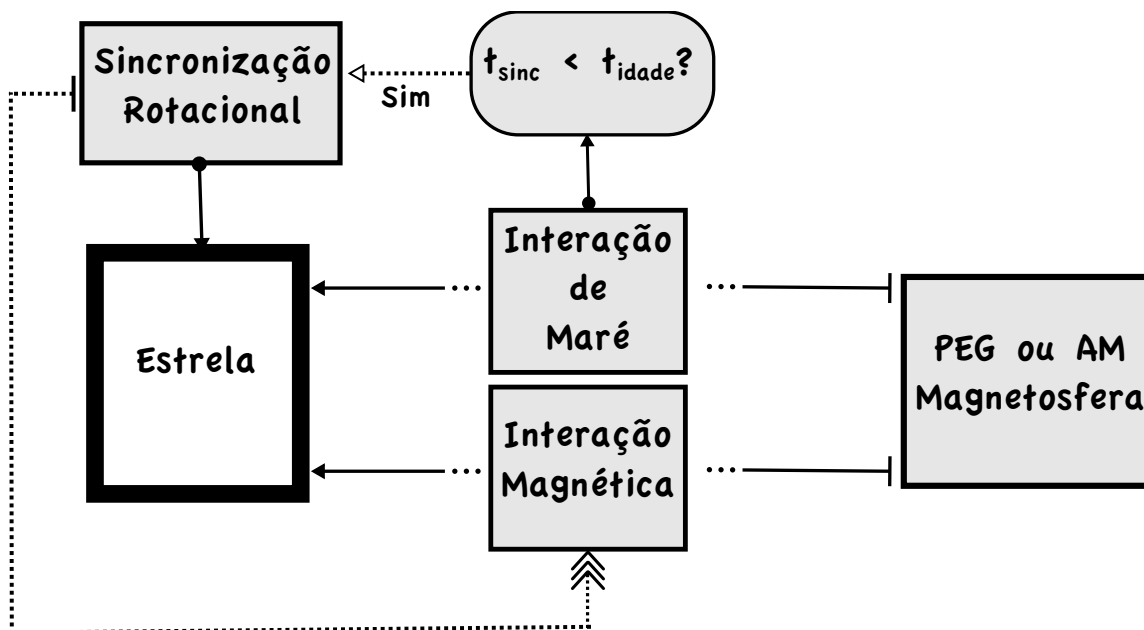


Figura 1.1: Fluxograma representando as interações entre uma estrela e um planeta gigante PEG (ou anã marrom AM) orbitando em torno dela.

Fonte: Reprodução da Fig.1 de Cuntz, Saar & Musielak (2000).

um que sempre intrigou a comunidade científica é a chamada *lei magnética de Bode* (Russell (1978)). Blackett (1947) foi o primeiro a sugerir a existência de uma correlação entre o momento magnético, \mathcal{M} , e o *momentum* angular, \mathcal{L} , ao mostrar que o *momentum* angular do Sol, da Terra e da estrela HD 118022 é proporcional aos respectivos momentos magnéticos, com uma constante de proporcionalidade da ordem de $\frac{\mathcal{G}^{1/2}}{2c}$, onde \mathcal{G} é a constante de gravitação universal e c a velocidade da luz. Nesta tese revisitamos tal estudo por entendermos que no atual contexto da ciência planetária isto se faz não somente pertinente como também fundamental. Para tal, necessitamos estimar alguns dos parâmetros envolvidos, em particular, os momentos magnéticos e rotacionais, o que será feito aqui através de leis de escala simples que de fato nos dão um valor proporcional àquelas grandezas em questão, apresentando um bom indicativo do comportamento das mesmas.

Muitos dos planetas descobertos possuem massas comparáveis ou maiores do que a de Júpiter, mas se encontram em órbitas muito próximas da estrela, o que nos faz levantar a hipótese de que esta proximidade possa influenciar a coroa e a cromosfera estelar. Tendo em vista isto, em adição a proposta inicial desta tese, investigamos

a interação estrela - planeta do ponto de vista de suas propriedades magnéticas e do efeito que a presença de um planeta provoca na atividade estelar.

1.1 Objetivos

Considerando a discussão anterior, neste trabalho temos como objetivo geral investigar o comportamento das propriedades magnéticas de sistemas planetários através do estudo da:

- Atividade cromosférica em estrelas hospedeiras de planetas;
- Conexão entre o momento magnético e o *momentum* angular de estrelas e planetas em sistemas planetários conhecidos,

com o objetivo específico de investigar a lei magnética de Bode (ou lei de Blackett) para sistemas compostos por estrelas da sequência principal com um planeta gigante próximo, em especial, um júpiter quente.

1.2 Nomenclatura adotada

Nesta tese, usamos os termos “estrela central” e “estrela hospedeira” como sinônimos, significando a estrela em torno da qual se encontra determinado planeta. Um planeta descoberto em torno de uma estrela **X** é denominado de planeta **X b**. Se outros planetas forem descobertos orbitando esta mesma estrela, serão, respectivamente, chamados de planeta **X c**, **X d**, **X e** e assim por diante. Nesta nomenclatura, os índices b, c, d, etc, obedecem a ordem cronológica das descobertas. Não existe uma regra que determine qual nome da estrela usar, por exemplo, pode ser aquele referente às constelações, aos catálogos, às técnicas que levou a sua descoberta ou ainda às coordenadas celestes. Os planetas do Sistema Solar são denominados por seus nomes usuais. Quando nos referimos aos parâmetros estelares utilizamos os

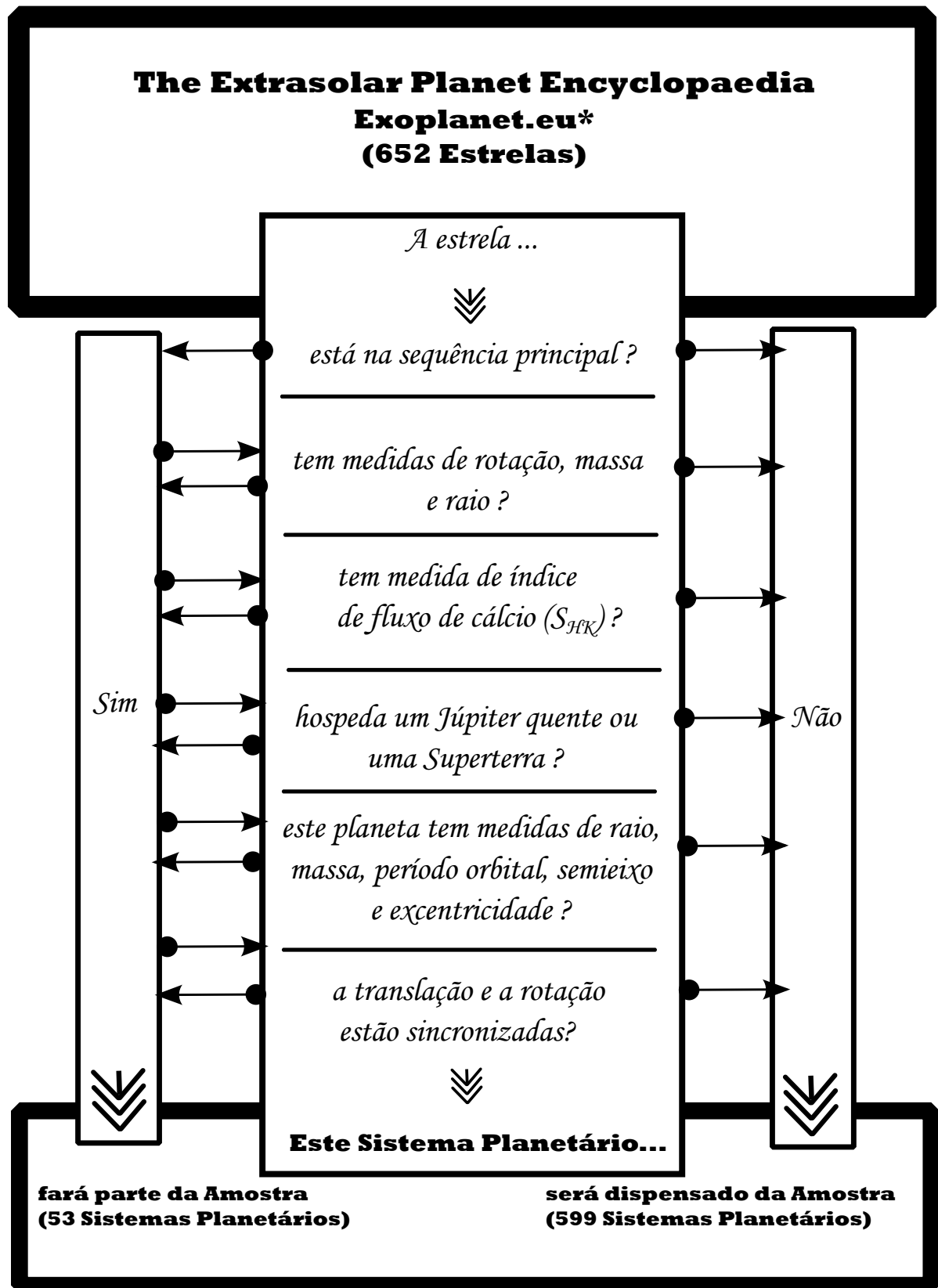


Figura 1.2: Fluxograma ilustrando como foi feita a seleção da nossa amostra de trabalho, que será descrita na Seção 5.1.

índices \odot e \star , respectivamente, para o Sol e para as demais estrelas. Quando nos referimos aos parâmetros planetários utilizamos os índices J para Júpiter e pl para os demais planetas.

1.3 Metodologia

Nosso trabalho começa com a definição de uma amostra de planetas com suas respectivas estrelas hospedeiras. Neste sentido duas questões são determinantes para o tamanho da mesma:

- A estrela possui valores do índice de fluxo de cálcio, S_{HK} , disponível na literatura?
- O planeta foi detectado através de um método que possibilitasse o cálculo do seu raio, R_{pl} ?

Após definir nossa amostra (seguindo os passos descritos na Fig. 1.2), estimamos os momentos magnéticos e rotacionais para as estrelas e planetas, através de relações simples entre os parâmetros disponíveis dos mesmos. Por fim, analisamos nossos resultados, e apresentamos as nossas conclusões, buscando correlacioná-las com a literatura.

1.4 Apresentação da tese

Esta tese é essencialmente dividida em duas etapas. Na primeira, analisamos a atividade cromosférica para uma amostra de estrelas com planetas. Na segunda parte, fazemos um estudo, usando leis de escala, do momento magnético de estrelas e planetas buscando uma conexão com o seu *momentum* angular, verificando a chamada lei magnética de Bode, para estes novos sistemas planetários. Ao longo desta

tese oferecemos algumas referências para aprofundamento das matérias que não são tema deste trabalho. Nos Capítulos que seguem temos que:

- No Capítulo 2 fazemos uma breve descrição dos sistemas planetários descobertos até a presente data, discutindo os principais métodos de busca de planetas e apresentando as definições usadas;
- No Capítulo 3 discutimos a interação estrela – planeta, abordando os conceitos de acoplamento de maré gravitacional, sincronização rotacional e descrevendo a atividade cromosférica como um indicador de atividade magnética;
- No Capítulo 4 apresentamos os principais conceitos teóricos para campo magnético, momento magnético e *momentum* angular, conceitos estes que nos permitem discutir posteriormente a lei magnética de Bode;
- No Capítulo 5 descrevemos nossa amostra e discutimos os nossos resultados;
- No Capítulo 6 concluimos esta tese, introduzindo perspectivas para futuros trabalhos.

Capítulo 2

Principais características físicas dos planetas extrassolares

There are infinite worlds both
like and unlike this world of
ours.

Epicurus

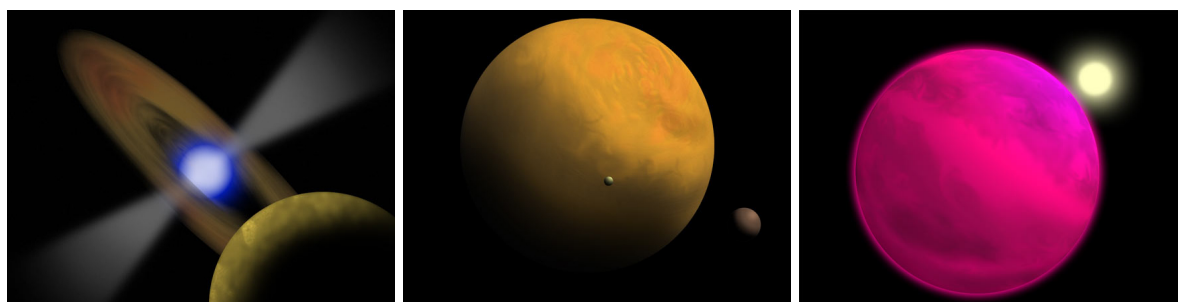


Figura 2.1: Da esquerda para a direita: concepção artística de um planeta orbitando um pulsar, um Júpiter quente e uma anã marrom.

Fonte: Observatoire de Paris / UFE.

A Fig. 2.1 ilustra, artisticamente, três objetos que tem marcado presença na literatura astronômica das últimas duas décadas. A descoberta de objetos desse tipo deu início a um novo ramo da astrofísica, a chamada *exoplanetologia*. O primeiro objeto extrassolar do tipo planeta foi descoberto em 1992 por Wolszczan e Frail, que reportam a descoberta de dois objetos de tamanhos próximos ao da Terra orbitando

um pulsar (Wolszczan & Frail (1992)). Entretanto, planetas orbitando pulsares formam uma classe inteiramente diferente daquela composta por planetas em torno de estrelas “regulares”. O primeiro planeta orbitando uma estrela da sequência principal foi descoberto em torno de 51 Pegasi (Mayor & Queloz (1995)) e este é o marco inicial da história da exoplanetologia. O planeta 51 Peg b foi detectado através do estudo de variações na velocidade radial estelar, método este que é responsável pela descoberta de centenas de planetas extrassolares. A Fig. 2.2 mostra a evolução dessas descobertas no período de 1989 até 2011: observa-se que houve um aumento substancial depois do ano 2000, o que se deve principalmente ao uso de vários novos métodos de busca, inclusive dos programas espaciais, como por exemplo, as missões CoRoT¹ e Kepler².

As estrelas hospedeiras de planetas (EHP) têm sido objeto de vários estudos ao longo dos últimos anos. Dentre os vários aspectos investigados podemos ressaltar as seguintes conclusões:

- Estrelas mais massivas tendem a ter planetas mais massivos (Fig. 2.3);
- Planetas em torno de estrelas de massa intermediária, ou seja, entre $0,5 M_{\odot}$ e $1,5 M_{\odot}$, podem ter órbitas bastante excêntricas (Fig. 2.4);
- Estrelas da sequência principal que hospedam planetas são mais ricas em metal. O que não se sabe é a causa dessa metalicidade: se é devido ao enriquecimento ou se representa uma distribuição primordial da estrela. A Fig. 2.5 mostra a distribuição em metalicidades para estrelas gigantes, subgigantes e da sequência principal que hospedam planetas. Observamos que a maior parte das estrelas da sequência principal (e subgigantes) são mais ricas em metais quando comparadas com as estrelas gigantes, que apresentam metalicidades bem distribuídas

¹Missão espacial cujo nome é acrônimo para **C**onvection, **R**otation and exoplanet **T**ransit **S**atellite. O projeto foi desenvolvido pelo CNES (Centre National d'Études Spatiales), em parceria com vários outros laboratórios tanto franceses quanto internacionais, incluindo o Brasil. Seu lançamento ocorreu em 2006.

²Missão espacial projetada pela NASA (National Aeronautics and Space Administration) iniciada em 2009.

no intervalo considerado. No modelo de acreção do núcleo uma maior metalicidade torna a estrela mais propícia para formar sistemas planetários. Por outro lado, o modelo de instabilidade gravitacional apresenta baixa dependência com a metalicidade, embora alguns estudos mostrem que a metalicidade pode desempenhar um papel no colapso gravitacional (Mayer et al. (2007)). Não sabemos ainda se o aumento da metalicidade favorece a formação do planeta, ou se as altas metalicidades observadas são devido a presença de um sistema planetário. No primeiro caso, o valor da metalicidade observado representa o valor primordial, e se o mecanismo de acreção do núcleo está atuando, aumenta a probabilidade de que a estrela possua um sistema planetário. No segundo, a atmosfera estelar foi poluída pelos detritos do sistema planetário no início da vida estelar e a metalicidade observada reflete somente a abundância nas camadas mais externas. Se isto for verdade, então nós devemos observar uma tendência decrescente da metalicidade da estrela com planeta no sentido de menor massa, devido ao aumento da profundidade da zona de convecção. Santos et al. (2005) mostram isto para estrelas da sequência principal.

Uma vasta literatura trata dos aspectos acima descritos, por exemplo: Santos (2002); Baraffe, Chabrier & Barman (2010); Perryman (2000) e Israelian (2005).

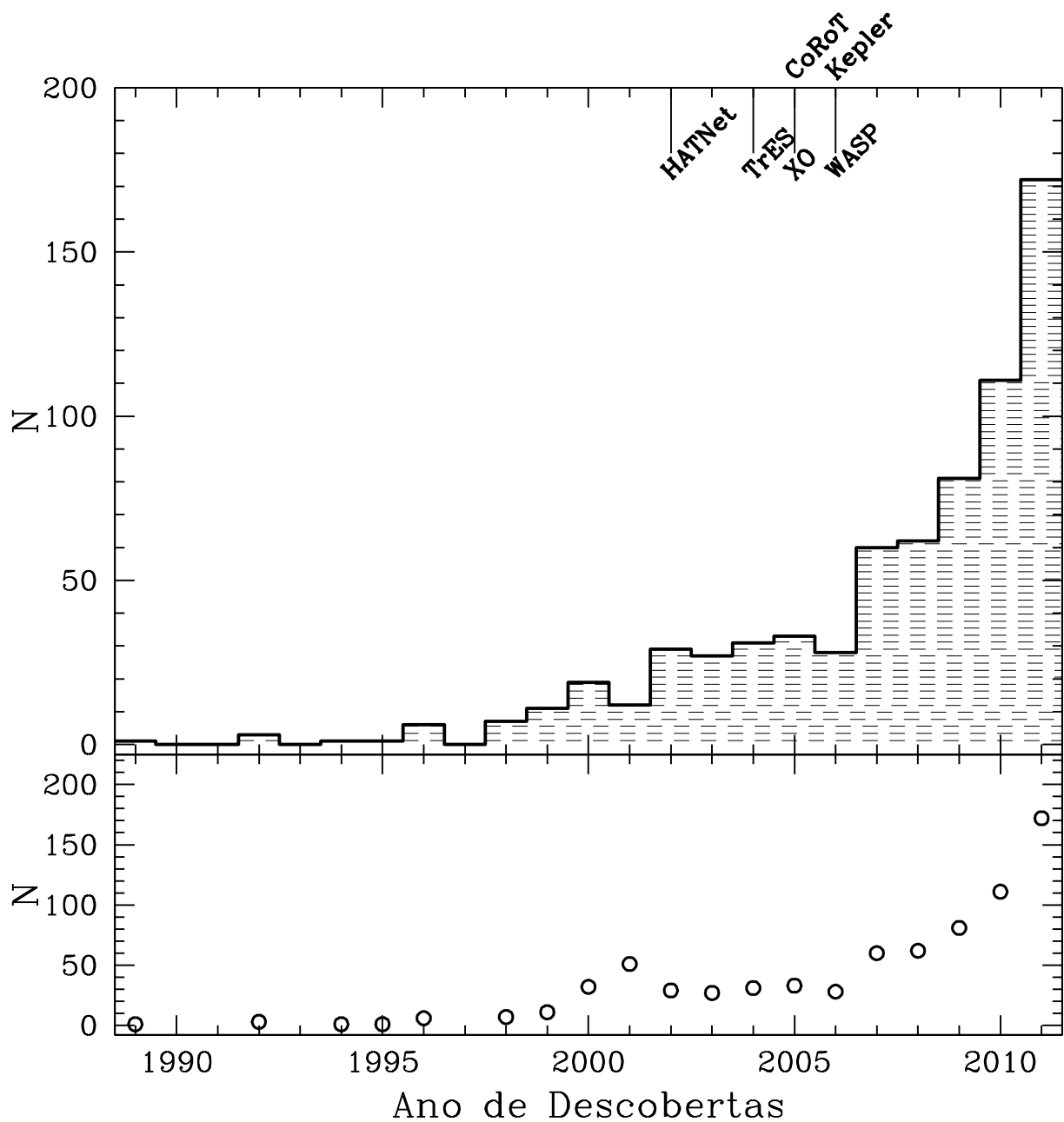


Figura 2.2: Histograma da quantidade N de planetas descobertos por ano, desde a detecção, em 1989, de um companheiro subestelar com 11 massas de Júpiter e com período de 84 dias, em torno de HD 114762. Esta descoberta foi publicada por David Latham do Centro de Astrofísica de Massachusetts, Michel Mayor do Observatório de Genebra e seus colaboradores, que no entanto, foram prudentes ao descrever o objeto como possivelmente uma anã marrom e não como planeta gigante (Latham et al. (1989)). As missões espaciais CoRoT e Kepler são assinaladas no gráfico assim como os programas de detecção de trânsito planetário: HATNet, TrES, XO e WASP (veja Sec. 2.1.2).

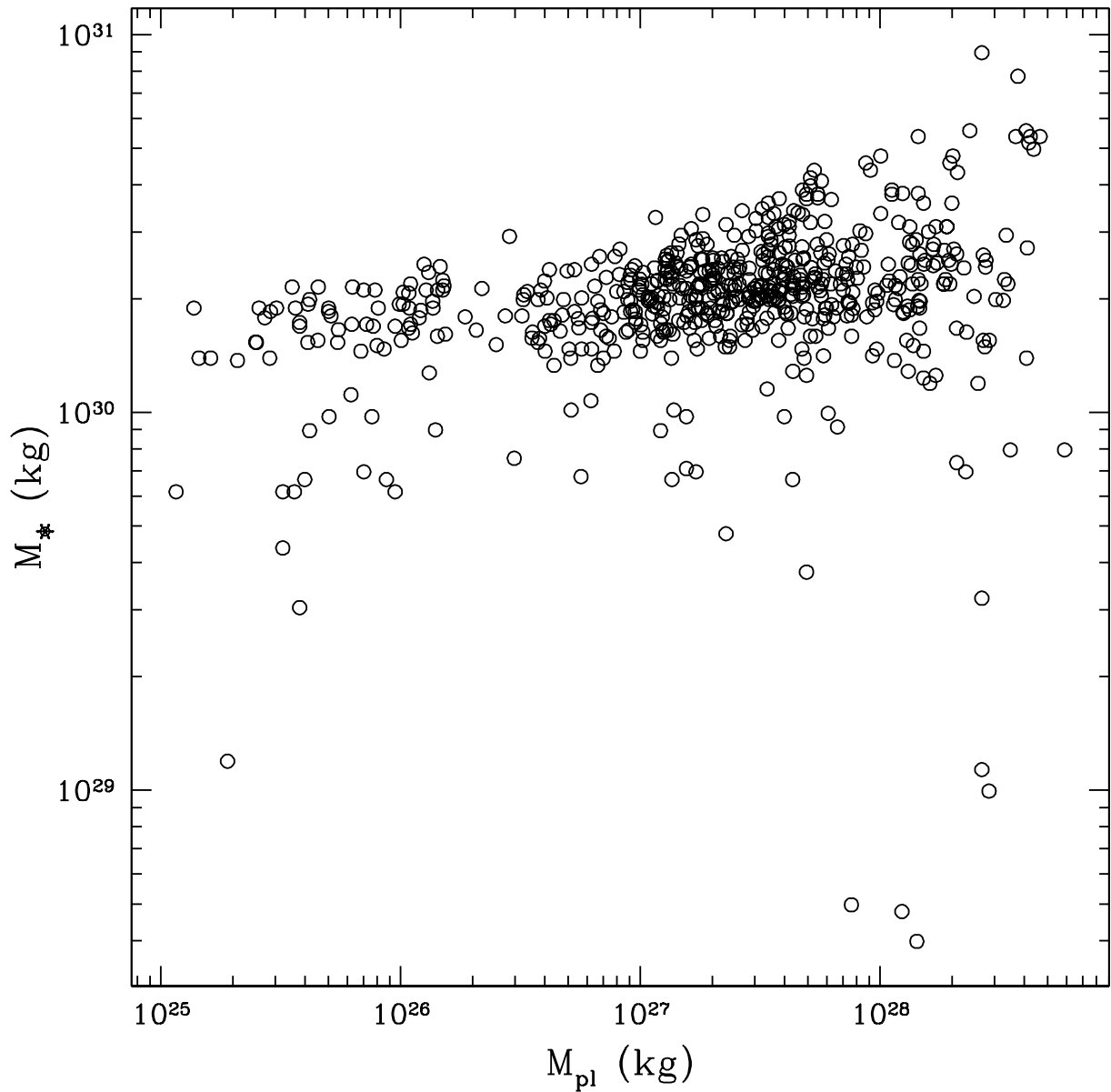


Figura 2.3: Distribuição das massas M_* das estrelas hospedeiras em função das massas M_{pl} dos respectivos planetas. Observamos que estrelas mais massivas tendem a ter planetas mais massivos, e que a maioria dos planetas descobertos até agora estão orbitando estrelas com massa em torno da solar.

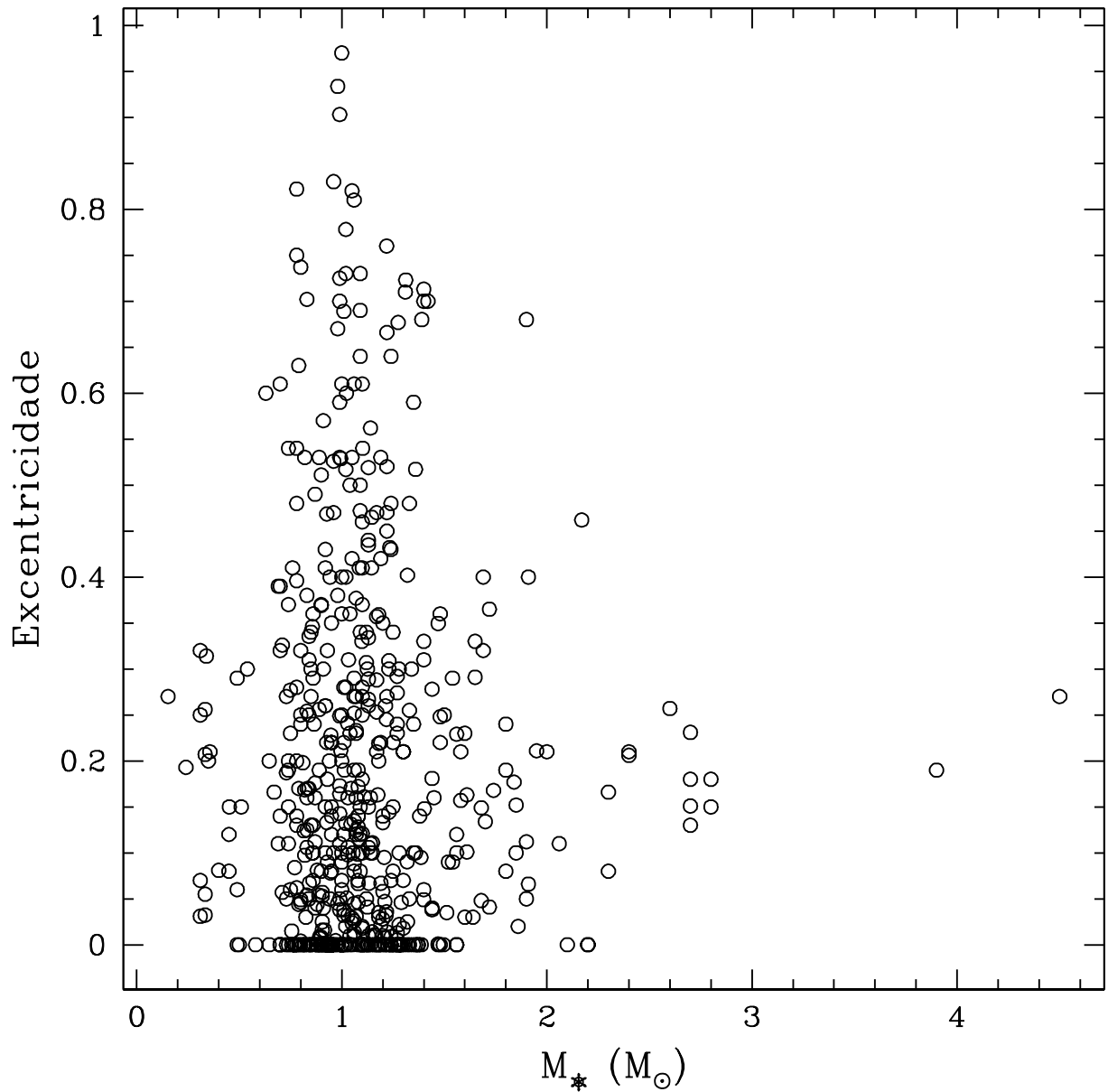


Figura 2.4: Distribuição da excentricidade da órbita do planeta em função da massa M_* da respectiva estrela hospedeira. Observamos que estrelas com massas em torno da massa solar possuem planetas detectados com órbitas quase circulares até extremamente excêntricas.

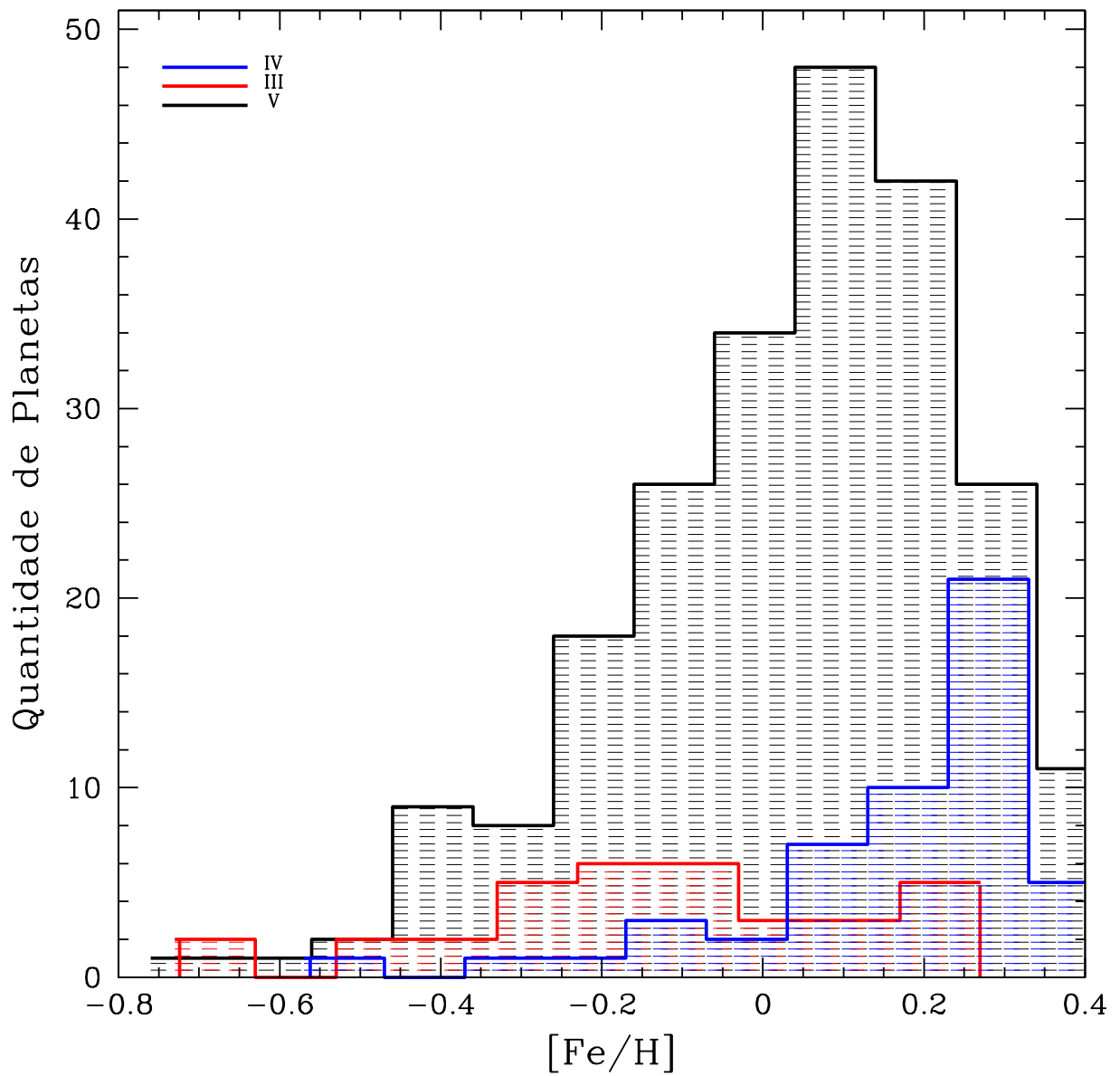


Figura 2.5: Distribuição das metalicidades para 34 estrelas gigantes (curva vermelha), 53 subgigantes (curva azul) e 228 estrelas da sequência principal (curva preta).

2.1 Técnicas de detecção: visão geral

A quantidade de parâmetros obtidos para um dado planeta depende do método empregado para detectá-lo. Estes métodos também são os responsáveis por certas limitações nas características encontradas para os planetas observados. Por exemplo, o método de velocidade radial favorece a detecção de planetas com órbitas pequenas, o que pode nos levar a acreditar que existe uma maior quantidade de estrelas com planetas próximos, entretanto, este é apenas um viés do referido método.

Nesta seção vamos descrever em linhas gerais alguns dos principais métodos usados até agora, com especial atenção para os métodos de velocidade radial e de trânsito planetário, já que ambos são os responsáveis pelas descobertas dos planetas que compõem nossa amostra de dados, que será descrita mais adiante. Como o método de velocidade radial é aquele que tem obtido o maior número de sucessos de detecção, sendo também um dos responsáveis pela descoberta dos planetas de nossa amostra, vamos descrevê-lo a seguir com algum detalhamento.

2.1.1 Método Doppler

Um planeta exerce uma atração gravitacional sobre a estrela em torno da qual orbita, fazendo com que a estrela oscile ao redor do baricentro. A amplitude do movimento depende da distância orbital e da massa do planeta. Isto é, a presença de um planeta em torno de uma estrela faz com que ela se mova em uma pequena órbita em torno do centro de massa do sistema (Figura 2.6). A velocidade com a qual a estrela se move ao longo da linha de visada para um observador na Terra é chamada de *velocidade radial*³. Quando se usa o método de velocidade radial para detectar a presença de um planeta, a estratégia é medir as variações na velocidade relativa da estrela em relação à Terra. Em outras palavras, as variações na velocidade radial da estrela em relação ao nosso planeta. A velocidade radial pode ser medida através do

³Júpiter provoca no Sol uma variação da velocidade radial de 12,5 m/s; Saturno uma de 2,7 m/s; enquanto a Terra, devido a sua menor massa, provoca uma variação de apenas 0,1 m/s.

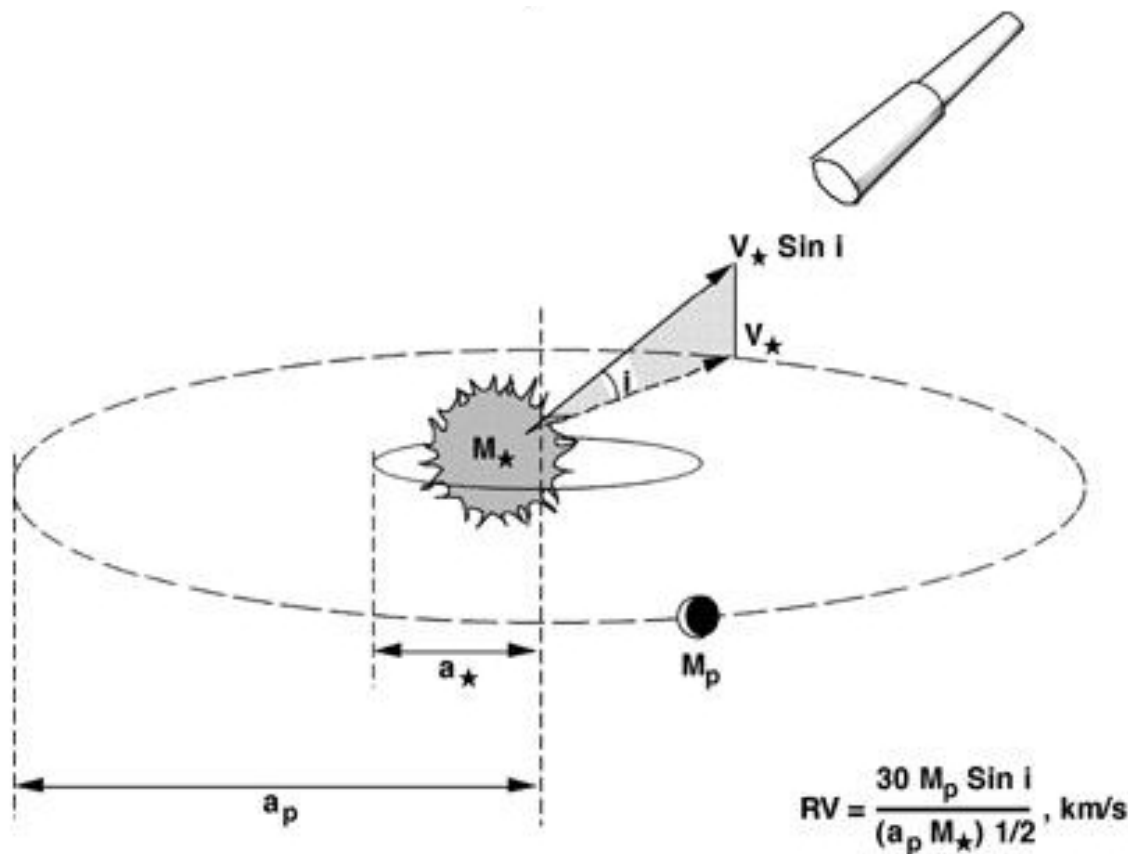


Figura 2.6: A presença de um planeta ao redor de uma estrela provoca nela uma pequena atração gravitacional, que faz com que a estrela “balance”. A amplitude deste movimento depende da distância orbital e da massa do planeta. Usando-se o efeito Doppler, pode-se ter informação sobre este “vai-e-vem” da estrela. Este efeito é pequeno, por exemplo, Júpiter induz uma mudança de velocidade de $12,5 \text{ ms}^{-1}$ no Sol, para um observador externo, enquanto Saturno provoca somente $2,7 \text{ ms}^{-1}$. Portanto, detectar um Júpiter é mais fácil que detectar um Saturno. Obviamente, quanto melhor a precisão instrumental, mais planetas pequenos serão detectados. Os espectrômetros modernos podem detectar variações da ordem de ms^{-1} na velocidade radial. Por exemplo, o ELODIE tem precisão de 8 ms^{-1} e o CORALIE tem precisão de $< 5 \text{ ms}^{-1}$. Nesta imagem um planeta de massa M_p orbitando uma estrela de massa M_* , a uma distância a_p da mesma, provoca um “balanço” de raio a_* na estrela, em torno de seu baricentro. O observador irá detectar uma mudança em velocidade radial VR , função da massa do planeta vezes o seno do ângulo de visada i , do semi-eixo da órbita e da massa da estrela.

Fonte: <http://obswww.unige.ch/~udry/planet/method.html>

deslocamento das linhas espectrais da estrela devido ao efeito Doppler.

Este método é independente da distância entre as estrelas e os planetas, mas é limitado tecnicamente, porque requer a obtenção de espectros de alta precisão. Por conseguinte, tal método geralmente é utilizado para estrelas próximas, no máximo 50 parsecs da Terra. Este método também encontra facilmente planetas sólidos próximos de suas estrelas, mas para detectá-los a distâncias orbitais maiores são necessários muitos anos de observação.

É importante notar que os movimentos orbitais das estrelas e dos planetas têm três dimensões. Os planetas com órbitas quase perpendiculares à linha de visada produzem deslocamentos muito pequenos e, portanto, são mais difíceis de detectar do que aqueles que tem as órbitas oblíquas ou paralelas em torno de sua estrela, no referencial da Terra.

Uma das principais desvantagens deste método é somente estimar a massa mínima de um planeta, já que não podemos encontrar o plano de inclinação da órbita com a linha de visada. Normalmente, a massa real do planeta está localizado a cerca de 20% acima do valor mínimo, mas se a órbita do planeta é quase perpendicular à linha de visada então a massa real será muito maior que isto.

Efeito Doppler e medida de velocidade radial

Consideremos um sistema constituído por uma estrela e um planeta. Cada um destes objetos descreve uma órbita elíptica cujo centro corresponde ao centro de massa do sistema. Em consequência, as linhas espectrais que detectamos (através de um espectrômetro) são deslocadas quer para o azul (menor comprimento de onda), quer para o vermelho (maior comprimento de onda), devido ao efeito Doppler.

Na Figura 2.7 vemos que devido ao seu movimento (curva verde, e sequência), a estrela em rotação em torno do baricentro, indicado na figura pela cruz vermelha, fixa, tanto se aproxima, quanto se afasta do observador (direção indicada pela seta violeta), com uma velocidade dada pela curva cuja cor é modificada segundo uma

convenção do efeito Doppler. A linha espectral é alternativamente defasada ora para o azul ora para o vermelho, segundo a velocidade relativa entre a estrela e o observador (direção indicada pela seta violeta).

Assim, o efeito Doppler modula as posições das linhas espectrais a constituir uma curva de velocidade. Se dispomos de um espectro observado adequadamente, podemos estudar a curva de velocidade, na qual o efeito Doppler entre o comprimento de onda recebido λ_1 e o comprimento de onda emitido λ_0 é dado por

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{1 + \beta_1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}} = \sqrt{\frac{1 + \beta_1}{1 - \beta_1}} \quad (2.1)$$

onde adotamos o termo relativístico para $\beta_1 = \frac{v}{c}$, a componente radial da velocidade relativa entre a fonte e o observador é indicada por v , considerada positiva quando há um distanciamento fonte – receptor. O termo β_1 no denominador corresponde a uma translação relativa; o denominador introduz a correlação relativística. Para velocidades não-relativísticas (tipicamente inferiores a $c/10$), os termos de ordem superior a β_1 são negligenciados e podemos escrever simplesmente:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_0} \simeq 1 + \beta_1 \quad (2.2)$$

com o deslocamento:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_0 \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

É importante notar que esta variação observada na velocidade radial da estrela também pode ter outra origem, afinal sabemos que várias são as causas físicas da variabilidade estelar. Podemos separar tal variabilidade em duas categorias: intrínseca (devido à própria estrela) e extrínseca (devido a influências externas). Alguns exemplos, por categoria, podem ser citados (para detalhes, leia Debosscher (2009)):

Variabilidade intrínseca:

- Pulsações estelares;

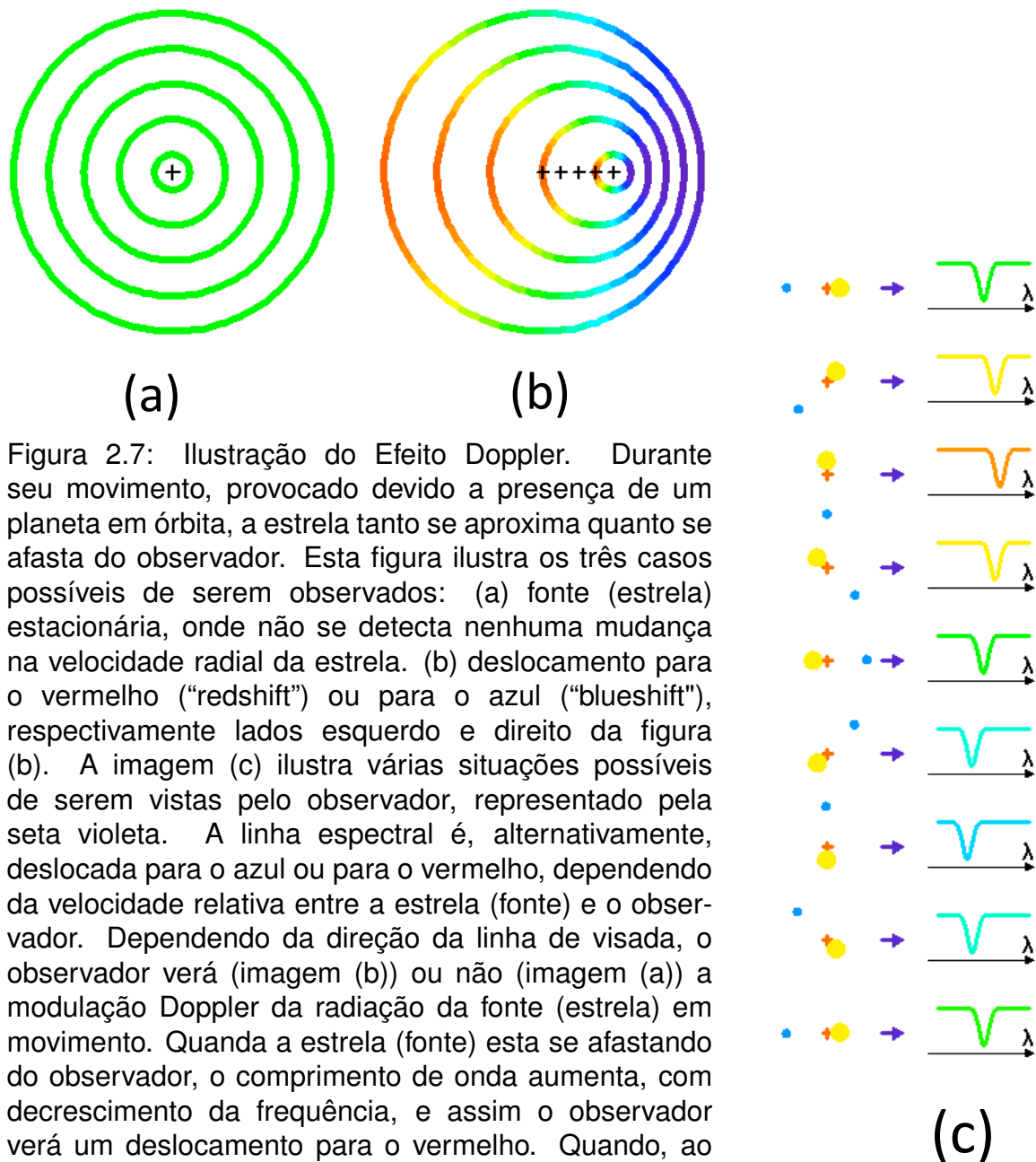


Figura 2.7: Ilustração do Efeito Doppler. Durante seu movimento, provocado devido a presença de um planeta em órbita, a estrela tanto se aproxima quanto se afasta do observador. Esta figura ilustra os três casos possíveis de serem observados: (a) fonte (estrela) estacionária, onde não se detecta nenhuma mudança na velocidade radial da estrela. (b) deslocamento para o vermelho (“redshift”) ou para o azul (“blueshift”), respectivamente lados esquerdo e direito da figura (b). A imagem (c) ilustra várias situações possíveis de serem vistas pelo observador, representado pela seta violeta. A linha espectral é, alternativamente, deslocada para o azul ou para o vermelho, dependendo da velocidade relativa entre a estrela (fonte) e o observador. Dependendo da direção da linha de visada, o observador verá (imagem (b)) ou não (imagem (a)) a modulação Doppler da radiação da fonte (estrela) em movimento. Quando a estrela (fonte) esta se afastando do observador, o comprimento de onda aumenta, com decrescimento da frequência, e assim o observador verá um deslocamento para o vermelho. Quando, ao contrário, a estrela (fonte) se aproxima do observador, tem-se um decrescimento do comprimento de onda, com aumento da frequência, fazendo com que o observador veja um deslocamento para o azul.

Fonte: *Astrophysique sur Mesure* (http://media4.obspm.fr/public/FSU/pages_exoplanete/html_images/envimage10.html)

- Explosões devido a perda de massa;
- Explosões de supernova;
- Modulação rotacional.

Variabilidade extrínseca:

- Obscurecimento periódico por outra estrela (binária eclipsante) ou um planeta (trânsito planetário);
- Microlentes, devido à presença de objetos maciços perto da linha de visada;
- Obscurecimento devido à presença de material circunstelar;
- Emissão variável devido a aquecimento em processos de acreção;
- Variabilidade elipsoidal devido à natureza de deformação causada pela rotação de duas estrelas próximas.

Assim, é importante diferenciar a causa da variação observada na velocidade radial de uma estrela. Aqui estamos interessados na assinatura de presença de companheiros planetários, mas atividade e manchas também provocam modificações na velocidade radial. Em síntese, as variações observadas na velocidade radial podem ser assinaturas de *oscilações*, *manchas* e *componentes subestelares*. Cada um destes fenômenos se relaciona a um aspecto do objeto, a saber:

{	Oscilações	\iff	Estrutura interna da estrela
	Manchas	\iff	Campo magnético da estrela
	Companheiro subestelar	\iff	Formação e evolução de sistemas planetários

Portanto, é importante entender o efeito de cada um deles na curva de velocidade radial, para podermos diferenciá-los de modo apropriado. Por exemplo, sabemos que o espectro de uma estrela é a soma do espectro emitido por cada elemento de

superfície do disco estelar de forma que uma mancha pode distorcer o perfil de linha. Para uma descrição mais ampla das causas da variabilidade da velocidade radial recomendamos uma leitura de Hekker (2007).

A análise do espectro de uma estrela modulada por efeito Doppler fornece o gráfico da velocidade radial da estrela em função do tempo, $v_r(t)$. Este tipo de observação espectrométrica fornece dois tipos de observáveis:

- A componente da velocidade orbital da estrela ao longo da linha de visada $v_{\parallel} \equiv \mathbb{K}$;
- O período \mathcal{P}_{orb} da órbita do planeta.

Estes observáveis caracterizam a órbita do sistema e não o planeta propriamente dito. Entretanto, usando as leis de Kepler e o que já sabemos sobre a órbita de um sistema binário espectroscópico, podemos encontrar uma expressão que determine uma quantidade proporcional à massa do planeta.

A órbita kepleriana em três dimensões, conforme ilustrado na Fig. 2.8, de um dado sistema binário é definida por sete parâmetros, que descrevem a orientação do sistema. Estes elementos, chamados de *elementos orbitais*, são:

- a , o semieixo maior da órbita;
- e , a excentricidade da órbita;
- \mathcal{P}_{orb} , período orbital;
- i , ângulo de inclinação da órbita com respeito ao plano de referência, no intervalo $0^\circ \leq i \leq 180^\circ$;
- ω_p , argumento do periastro, isto é, o ângulo que desenrola-se desde o nó ascendente até o periastro, sendo medido no plano orbital do objeto, no sentido de seu movimento de translação;
- Ω , a origem em longitude;

- t_p , o instante de passagem pelo periastro.

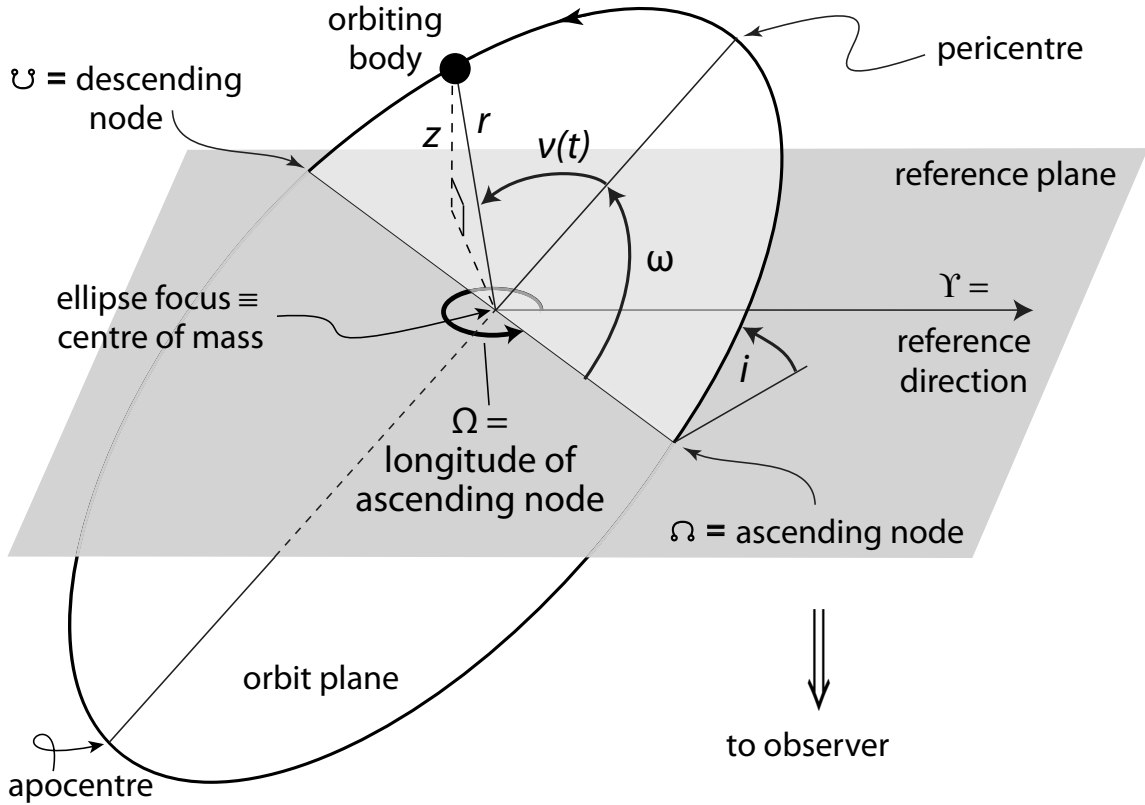


Figura 2.8: Órbita elíptica em três dimensões, mostrando o plano de referência tangente a esfera celeste. Os nós representam os pontos em que a órbita toca o plano de referência, ou seja, são pontos de interseção. Ω define a longitude do nó ascendente, medido no plano de referência. A anomalia verdadeira $\nu(t)$ é um ângulo dependente do tempo que caracteriza a posição do objeto ao longo da órbita.

Fonte: Perryman (2011).

O semieixo a e a excentricidade e nos dão informações sobre o tamanho e a forma da órbita, enquanto t_p corresponde a posição do objeto ao longo da órbita em um determinado momento de referência. Os ângulos i, ω_p, Ω representam a projeção da órbita verdadeira na órbita observada (aparente). Estes ângulos dependem unicamente da orientação do observador com respeito a órbita. O período orbital \mathcal{P}_{orb} se relaciona com o semieixo a e com a massa combinada do sistema de acordo com a terceira lei de Kepler, na forma derivada por Newton (veja a Fig. 2.10),

$$a^3 = \frac{\mathcal{G}M}{4\pi^2} \mathcal{P}_{\text{orb}}^2, \tag{2.4}$$

onde M é a massa combinada do sistema estrela - planeta, ou seja, $M = M_{\star} + M_{pl}$. Como $M_{pl} \lll M_{\star}$, temos que M é essencialmente igual à massa da estrela.

Na Fig. 2.8 vemos que o ângulo entre a direção do pericentro e a posição atual do objeto, medida desde o centro de massa do sistema, é denotado por $\nu(t)$. Este ângulo recebe o nome de anomalia verdadeira, e é normalmente usado para caracterizar uma órbita observacional. A anomalia excêntrica $E(t)$ é um ângulo auxiliar construído de forma que se relaciona geometricamente à anomalia verdadeira da seguinte forma:

$$\tan\left(\frac{\nu(t)}{2}\right) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan\left(\frac{E(t)}{2}\right) \quad (2.5)$$

ou, alternativamente, como

$$\cos \nu(t) = \frac{\cos E(t) - e}{1 - e \cos E(t)} \quad (2.6)$$

Define-se a anomalia média $\mathbb{M}(t)$ como função de t_p e \mathcal{P}_{orb} , no tempo $t - t_p$ após a passagem pelo pericentro, como

$$\mathbb{M}(t) = \frac{2\pi}{\mathcal{P}_{orb}}(t - t_p) \quad (2.7)$$

Lembrando que a relação entre a anomalia média $\mathbb{M}(t)$ e a anomalia excêntrica $E(t)$ pode ser facilmente derivada das equações de dinâmica orbital, tal que

$$\mathbb{M}(t) = E(t) - e \operatorname{sen} E(t). \quad (2.8)$$

Assim, a dependência temporal de $\nu(t)$ é dada implicitamente pela Eq.2.5, ou equivalentemente, pela Eq. 2.6, e pela combinação da Eq. 2.7 e Eq. 2.8, isto é,

$$\frac{2\pi}{\mathcal{P}_{orb}}(t - t_p) = E(t) - e \operatorname{sen} E(t). \quad (2.9)$$

Portanto, a posição do objeto ao longo de sua órbita, a qualquer tempo t , pode ser encontrada através do cálculo da anomalia média $\mathbb{M}(t)$ usando as Eq. 2.7 e Eq. 2.8, e

então aplicando a identidade geométrica dada pela Eq. 2.6 para encontrar a anomalia verdade $\nu(t)$, e a partir deste ângulo caracterizar a órbita do objeto.

Medidas de velocidade radial de uma estrela hospedeira de um planeta, objeto este invisível⁴, é capaz de fornecer informações sobre o baricentro do movimento orbital, mas, desde a linha de visada da variação da velocidade, não determina todos os sete elementos orbitais descritos acima. De fato, apenas via medidas de astrometria se tem acesso a estes sete parâmetros.

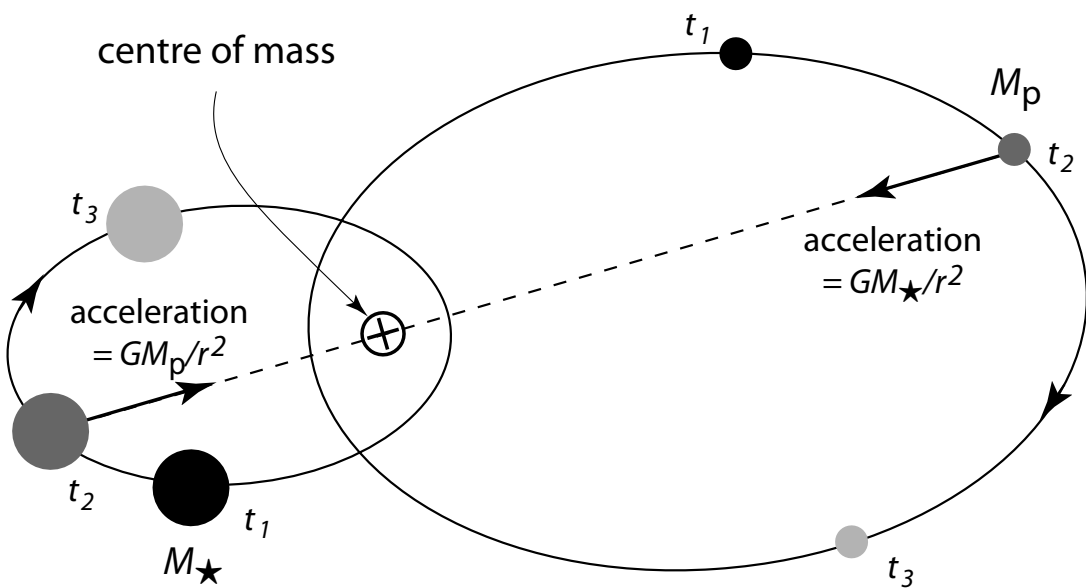


Figura 2.9: Dois corpos em órbita, se movem sobre seu baricentro comum. Os dois corpos seguem órbitas com a mesma forma e período, mas de tamanhos diferentes e com ω_p defasado em 180° .

Fonte: Perryman (2011).

Para descrever o movimento de uma estrela em órbita do baricentro do sistema, ao longo da linha de visada, usa-se medidas variação Doppler em velocidade radial. Assim, considerando a Fig. 2.9, e usando algumas noções de trigonometria, temos que a posição da estrela ao longo da linha de visada, no eixo z , é dado por

$$z = r(t) \text{ sen } i \text{ sen } (\omega_p + \nu) \tag{2.10}$$

⁴este pelo menos é o caso da maioria das observações até o momento.

em que $r(t)$ representa a distância ao baricentro. Então,

$$v_r \equiv \dot{z} = \text{sen } i [\dot{r} \text{sen}(\omega_p + \nu) + r\dot{\nu} \cos(\omega_p + \nu)] \quad (2.11)$$

Estas duas equações, após algumas operações algébricas, levam à curva de velocidade radial da estrela

$$v_r = \mathbb{K} [\cos(\nu + \omega_p) + e \cos \omega_p] \quad (2.12)$$

em que \mathbb{K} é a semi-amplitude da velocidade radial, dada por,

$$\mathbb{K} \equiv \frac{2\pi}{\mathcal{P}_{\text{orb}}} \frac{a_\star \text{sen } i}{(1 - e^2)^{1/2}} \quad (2.13)$$

em que a_\star é o semieixo maior da órbita da estrela em torno do baricentro do sistema. Assim, vemos que $\mathbb{K}(1 + e \cos \omega) \leq v_r \leq \mathbb{K}(-1 + e \cos \omega)$.

Usando a terceira lei de Kepler para a órbita da estrela em torno do baricentro do sistema estrela – planeta, pode-se reescrever a expressão para a semi-amplitude da velocidade radial como

$$\mathbb{K}^2 = \frac{\mathcal{G}}{(1 - e^2)} \frac{1}{a_\star \text{sen } i} \frac{M_{pl}^3 \text{sen }^3 i}{(M_\star + M_{pl})^2} \quad (2.14)$$

em que a terceira fração do lado direito é a função de massa, e, como $M_{pl} \lll M_\star$ podemos estimar M_\star a partir do tipo espectral e classe de luminosidade da estrela e então encontrar a quantidade $M_{pl} \text{sen } i$, ou seja, a massa do planeta é encontrada com uma incerteza devida ao fator desconhecido $\text{sen } i$.

Uma expressão alternativa para \mathbb{K} , sem usar o valor explícito de $a_\star \text{sen } i$, pode ser deduzido a partir da Eq. 2.14 e da Eq. 2.4, de forma que

$$\mathbb{K} = \left(\frac{2\pi\mathcal{G}}{\mathcal{P}_{\text{orb}}} \right)^{1/3} \frac{M_{pl} \text{sen } i}{M^{2/3}} \frac{1}{(1 - e^2)^{1/2}} \quad (2.15)$$

Desta equação podemos deduzir a massa do planeta

$$M_{pl} \sin i = \mathbb{K}(1 - e^2)^{1/2} \left(\frac{\mathcal{P}_{orb} M^2}{2\pi\mathcal{G}} \right)^{1/3}, \quad (2.16)$$

lembrando que $M_{pl} \sin i$ é a massa do planeta M_{pl} afetada pelo fator geométrico $\sin i$, desconhecido. Em média $\sin i$ vale $\pi/4$, já que a probabilidade de obter uma dada inclinação i depende da abertura do cone formado pelo ângulo i , ilustrado na Fig. 2.10.

Para o caso em que $M_{pl} \lll M_*$, considerando a órbita circular (i. e, $e = 0$) \mathbb{K} pode ser escrito sob a forma, por comodidade matemática,

$$\frac{\mathbb{K}}{1ms^{-1}} = 28.4 \left(\frac{\mathcal{P}_{orb}}{1 \text{ ano}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{pl} \sin i}{M_J} \right) \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-2/3} \quad (2.17)$$

em que M_J e M_\odot são, respectivamente, as massas de Júpiter e do Sol. Ou ainda,

$$\frac{\mathcal{P}_{orb}}{1 \text{ ano}} = \left(\frac{a}{1 \text{ UA}} \right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1/2} \quad (2.18)$$

em que a é dado em unidades astronômicas. Para Júpiter em torno do Sol, temos que $\mathbb{K} = 12,5 \text{ ms}^{-1}$ e para a Terra em torno do Sol, temos $\mathbb{K} = 0,09 \text{ ms}^{-1}$.

Sabemos agora que o método de velocidade radial permite obter somente um limite inferior da massa planetária, ou seja, temos uma massa projetada ao longo da linha de visada, de tal forma que o ângulo sobre o qual o objeto é observado continua desconhecido. Entretanto, observações pelo método de trânsito (descrito na próxima seção) nos oferecem as condições necessárias para determinar a massa verdadeira do planeta. Nesta tese, praticamente todos os planetas foram observados por ambos os métodos, de forma que conhecemos as massas verdadeiras para todos os planetas que compõem a nossa amostra.

Mencionamos anteriormente que o método de velocidade radial apresenta um viés observacional: ele favorece a detecção de planetas massivos e relativamente próximos à estrela hospedeira. De fato,

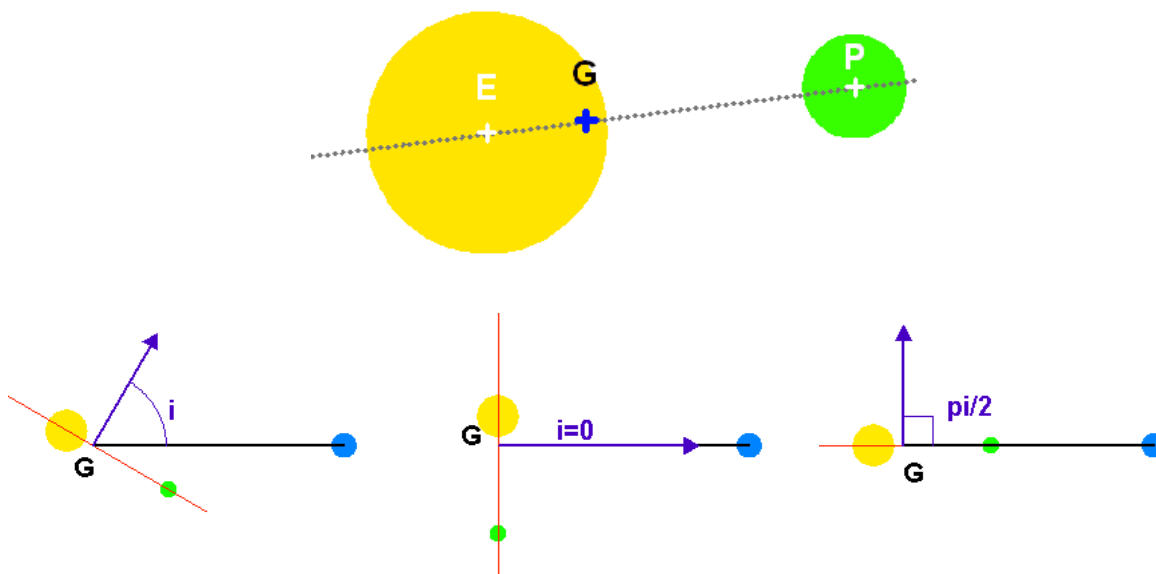


Figura 2.10: Nesta figura as letras G, P e E representam, respectivamente, as posições do baricentro do sistema, do centro de massa do planeta e do centro de massa da estrela. a) O ângulo i é aquele formado pela normal ao plano da trajetória e a linha de visada (linha vermelha) b) Caso particular em que o ângulo i é nulo. Nenhum movimento é detectável. c) Caso particular em que o ângulo i é igual a 90° .

Fonte: Observatoire de Paris / U.F.E.

- Quanto maior a massa planetária, maior a perturbação que sua presença provoca na estrela, já que $\mathbb{K} \propto M_{pl}$.
- Quanto mais próximo for o planeta da estrela, mais curto será o período e \mathbb{K} será mais importante, já que $\mathbb{K} \propto \mathcal{P}_{orb}^{-1/3}$.

Mais amplas discussões sobre o método de velocidade radial, espectroscopia e imageamento Doppler podem ser encontradas nos trabalhos de Perryman (2000), Lovis (2007), Fraga (2006) e Udry & Santos (2007).

Como já dito, o método de busca de planetas fora do nosso sistema solar que tem obtido maiores resultados é o de *velocidade radial* (VR). Através dessa técnica, até o momento, 644 planetas já foram descobertos. Entretanto, em torno de 86,7% dessas estrelas possuem massas no intervalo de $0,5 M_\odot$ a $1,5 M_\odot$, e apenas 3,6% delas possuem massas maiores que $1,5 M_\odot$. Desse modo, sabemos muito pouco sobre as estatísticas e, mais ainda, sobre o processo de formação de planetas em torno de

estrelas com massas maiores que aquela de uma massa solar. Para se compreender completamente o processo de formação planetária como função da massa estelar se faz necessário procurar por planetas em torno de estrelas mais massivas que o Sol. Este viés se deve ao fato de que buscas por VR não são apropriadas para estrelas da sequência principal com tipo espectral mais jovem que F6, isto é, para massas estelares maiores que $1,1 - 1,2 M_{\odot}$ (estrelas jovens), as quais tem poucas linhas espectrais devido as suas altas temperaturas e, muitas vezes, alargadas por altas velocidades de rotação. Isto torna difícil obter a precisão de pelo menos 10 ms^{-1} em VR necessária para se detectar um planeta. Uma possibilidade é procurar por planetas em torno de estrelas com massas intermediárias evoluindo no ramo das subgigantes e gigantes. Tais estrelas tem baixas temperaturas efetivas e giram mais lentamente, fazendo delas boas candidatas para medidas de VR. Uma desvantagem é que não existe para estas estrelas uma função injetora entre temperatura efetiva e massa (o que ocorre na sequência principal). Isto porque os traçados evolutivos para a sequência principal abrangem um amplo intervalo de massas que convergem aproximadamente para a mesma região no diagrama cor - magnitude. A massa estimada depende do modelo evolutivo utilizado que, por sua vez, depende do quão precisamente os parâmetros básicos estelares foram determinados, tais como temperatura efetiva, gravidade superficial, abundâncias e luminosidade absoluta. Esta é uma importante discussão no ramo da exoplanetologia, mas que escapa dos objetivos deste trabalho (veja, por exemplo, Hatzes (2008) e Hatzes et al. (2008)).

Finalmente, o método de velocidade radial pode ser usado para confirmar os resultados dos planetas descobertos usando o método do trânsito. Quando ambos os métodos são usados em combinação temos um excelente cenário, no qual podemos calcular a massa real do planeta.

2.1.2 Trânsito planetário

Se um planeta passa entre sua estrela hospedeira e a Terra, a luminosidade aparente da estrela, como observada da Terra, pode decrescer, dependendo da distância entre ambos. Este efeito pode ser medido usando fotometria, e é definido como *trânsito planetário*. A Figura 2.11 representa o trânsito do planeta TrES-1. Nesta figura vemos que ocorre oclusão parcial temporária do fluxo de fótons provenientes da estrela hospedeira à medida que o planeta percorre sua órbita. A quantidade ΔF de diminuição no fluxo estelar F durante um trânsito é dado por uma relação puramente geométrica, que relaciona o raio do planeta R_{pl} com o raio da estrela R_{\star} . Ou seja, a profundidade máxima da variação fotométrica é dada pela razão das áreas dos discos planetário e estelar:

$$\frac{\Delta F}{F} = \left(\frac{R_{pl}}{R_{\star}} \right)^2 \quad (2.19)$$

A profundidade do trânsito provocada por um Júpiter quente é da ordem de 1%, o que o torna facilmente detectável, deixando a detecção em si a cargo somente do tempo, já que é preciso encontrar o momento em que a inclinação do sistema seja próxima o suficiente de 90° . A principal desvantagem do método de trânsito é que ele é sensível a um forte viés observacional: por razões geométricas, a probabilidade de trânsito decresce com a separação orbital e o trânsito se torna raso para pequenos planetas, diminuindo o escurecimento para somente 0,01% no caso de planetas tipo Terra.

Uma vantagem do método de trânsito planetário é que ele pode trazer importantes informações sobre a atmosfera do planeta e também dar acesso a parâmetros que não são determinados por outros métodos. Por exemplo, a partir da medida da profundidade do trânsito pode-se obter o raio do planeta.

A maioria dos planetas em trânsito foi descoberta usando programas fotométricos em telescópios terrestres, tais como

- WASP (**W**ide **A**ngle **S**earch for **P**lanets) (detalhes em Pollacco et al. (2006));

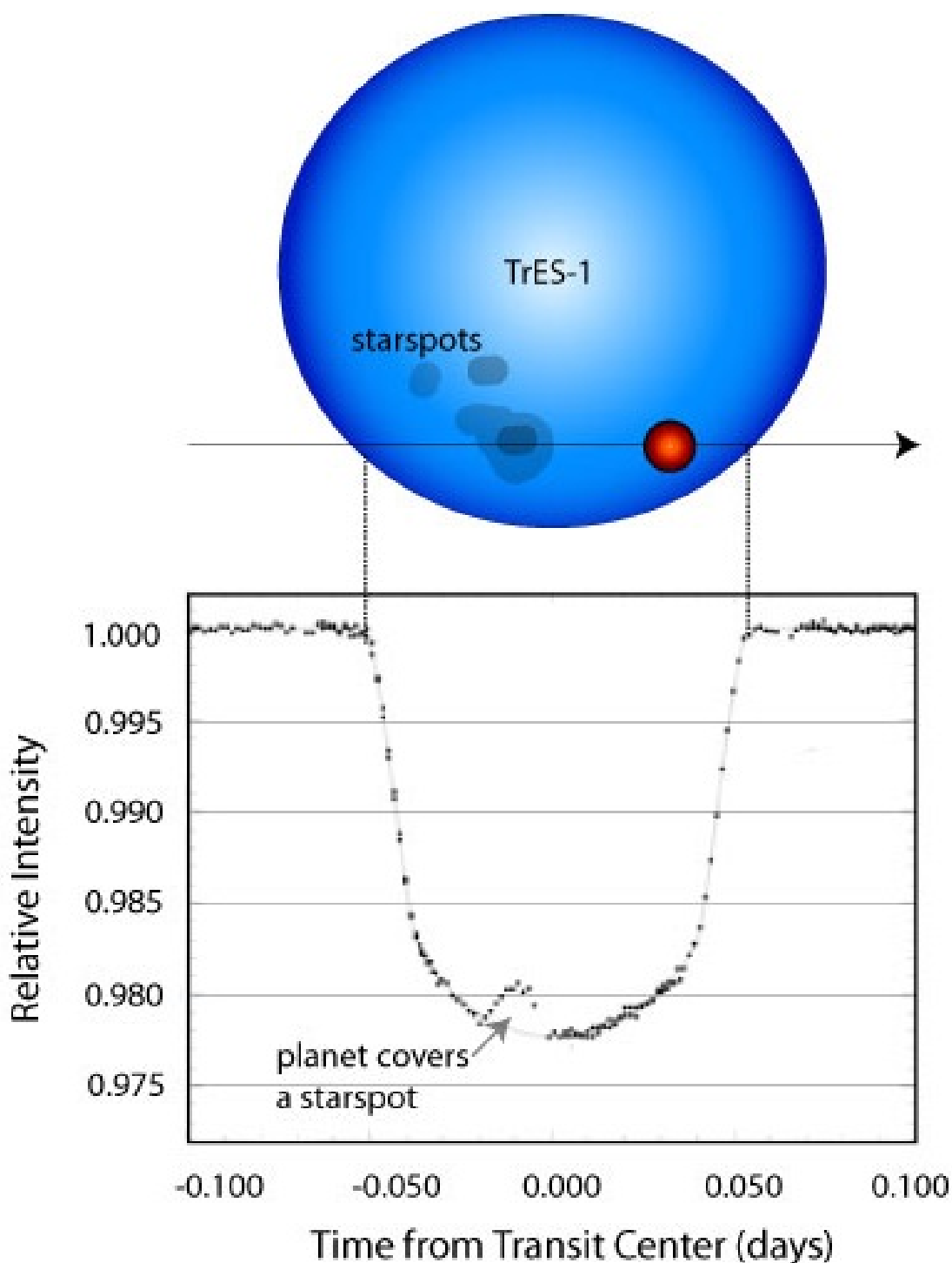


Figura 2.11: Curva de luz mostrando o trânsito do planeta TrES-1, descoberto em 2004 (Alonso et al. (2004)). O planeta é representado pelo círculo vermelho e a estrela o hospeda, TrES-1, é representada pelo círculo azul. A medida que o planeta passa em frente a estrela, observa-se uma diminuição da intensidade relativa da mesma. Observe ainda que esta estrela possui manchas, e estas manchas também são responsáveis por uma modificação (assinatura) na curva de luz.

Fonte: http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/2010/14jan_planetsafari/

- HATNet (**H**ungarian **A**utomatic **T**elescope **N**etwork) (detalhes em Bakos et al. (2002));
- TrES (**T**ransatlantic **E**xoplanet **S**urvey) (detalhes em Alonso et al. (2004)) e
- XO (Citando literalmente McCullough et al. (2005): *Not an acronym but a name, XO is pronounced as it is in “exoplanet”*).

Duas missões espaciais “caçadoras” de planetas via trânsito merecem destaque: CoRoT (**C**onvection, **R**otation and exoplanet **T**ransit Satellite), lançado em 2006 e Kepler, lançado em 2009.

Nossa amostra de trabalho é composta por planetas descobertos através dos métodos de VR e de Trânsito, e vários foram descobertos através de algum dos programas citados acima. Outros métodos de busca de planetas que podemos citar, brevemente, são rapidamente descritos na próxima seção.

2.1.3 Outros métodos de detecção de planetas

Detecção Direta: Detectar um planeta extrassolar diretamente é uma tarefa bastante difícil, entretanto, em alguns casos pode-se consegui-lo usando ótica adaptativa. Estas medidas são realizadas no infravermelho e, em alguns casos, o objeto central pode ser uma anã marrom e, em outros casos, o objeto secundário visto no CCD⁵ é tão pesado que não pode ser classificado como planeta. Este método se limita a planetas grandes e quentes, ou seja, jovens, que se encontram a grandes distâncias orbitais em torno de estrelas pequenas.

Cronometragem de Pulsar: Um pulsar emite pulsos em radiofrequências, regularmente, enquanto gira. Se um planeta está orbitando um pulsar, o tempo em que estes pulsos ocorrem será afetado. Foi por esta técnica que se detectou o primeiro planeta extrassolar, conforme já mencionamos aqui. Obviamente, este método é limitado a descobertas de objetos tipo planetas em torno de pulsares.

⁵Do inglês *charge-coupled device* – Dispositivo de carga acoplada.

Microlentes Gravitacionais: Este método é baseado em um efeito previsto pela Teoria da Relatividade Geral, entendido como uma manifestação da curvatura do espaço-tempo na presença de uma concentração de massa. A detecção é feita através do acompanhamento fotométrico de uma determinada estrela que apresenta uma curva de luz do tipo microlente. Este é um método com sensibilidade suficiente para detecção de planetas tão pequenos quanto a Terra, fazendo uso de telescópios terrestres. Uma desvantagem é a escassez de eventos de microlentes e a não repetição dos eventos, o que exige confirmação por outros métodos. Como estes sistemas observados por microlentes estão muito distantes (\sim Kpc) é difícil realizar medidas complementares usando outros métodos. Para detalhamento sobre microlentes gravitacionais, sugerimos Paczynski (1986) e Martioli (2006).

Resumindo, há vários métodos para detectar planetas em torno de uma dada estrela, alguns mais eficientes que outros, e alguns complementares aos demais. A Tabela 2.1 resume cada um deles delimitando suas vantagens e desvantagens. A Tabela 2.2 mostra a quantidade de planetas descobertos através de cada um destes métodos. Para melhor ilustrar o sucesso do método de velocidade radial, representamos os números da Tabela 2.2 no Gráfico 2.12.

Tabela 2.1: Métodos usados atualmente para detectar planetas extrassolares. Para uma completa descrição de cada um destes métodos recomendamos uma leitura de Martioli (2006).

Método	Primeira descoberta publicada	Vantagens	Desvantagens
Cronometragem de Pulsar	PSR 1257+12 (1992)	Pequenas massas	Limitação a pulsares
Velocidade Radial	51 Pegasi (1995)	Vários alvos	Linhas espectrais; Massa projetada.
Astrometria	Gl 876 b (2002)	Massa	Estrelas próximas
Trânsito planetário	HD 209458 b (2000)	Massa; Raio	Geometria especial
Trânsito Espectroscópico	HD 209458 b (2002)	Informações espectrais	Geometria especial
Trânsito Secundário	TrES-1b; HD 209458 b (2005)	Informações espectrais	Geometria especial
Microentes gravitacionais	OGLE 2003-BLG-235/ MOA 2003-BLG-53 (2003)	Massa	Ambiguidade; Não pode ser repetido.

Fonte: Baseada na Tabela 2.1 de Grißmeier (2007).

Tabela 2.2: Número de planetas descobertos de acordo com o método de busca utilizado, atualização de 28 de outubro de 2011.

Método de Detecção	Sistemas		Total de Planetas
	Simples	Múltiplos	
Velocidade Radial	528	76	644
⇒ Planetas em Trânsito	172	16	185 [†]
Micro-lentes Gravitacionais	12	1	13
Imagem direta	23	1	26
Cronometragem de Pulsar	8	3	12
Quantidade total de planetas detectados			695

[†] Os planetas que foram descobertos via trânsito estão contabilizados junto àqueles que foram descobertos pelo método de Velocidade Radial. Ou seja, dos 644 planetas descobertos usando este método, 185 foram observados também por trânsito.

Quantidade de planetas descobertos por método utilizado
Atualização de 28 de Outubro de 2011

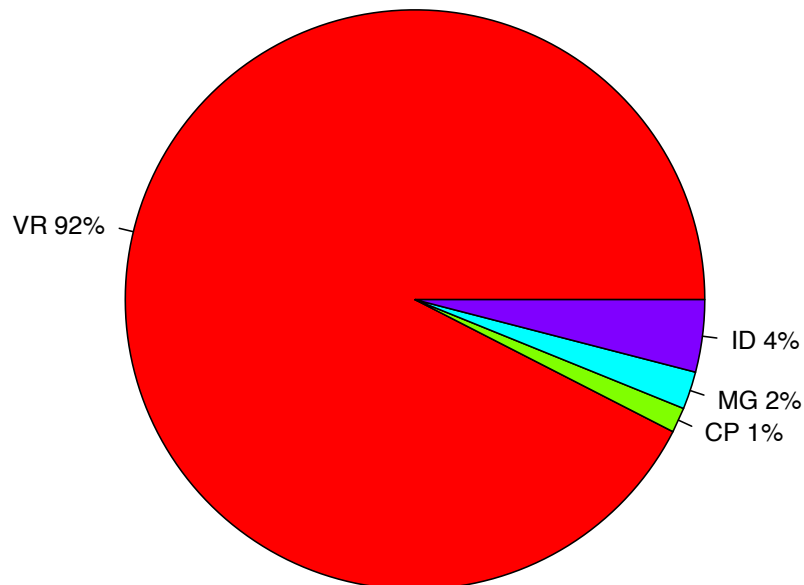


Figura 2.12: Percentual de sucessos em descobertas de novos planetas de acordo com o método observacional empregado. As siglas que aparecem no gráfico significam: VR: Método de velocidade radial; ID: Imagem direta; MG: Micro-lentes gravitacionais; CP: Cronometragem de pulsar.

2.2 Algumas definições

2.2.1 O que é um planeta?

Atualmente, existe duas definições para o termo *planeta*. A primeira delas, dada pela IAU⁶, define planeta como sendo um objeto que *está em órbita de uma estrela ou remanescentes estelares e possui massa verdadeira inferior a massa limite para fusão nuclear do deutério, atualmente calculada como sendo $13 M_J$ (não importa como tenham sido criados)*. Assim, nesta definição, são incluídos os planetas em torno de pulsares; os objetos orbitando anãs marrons não são chamados planetas, tampouco as anãs marrons orbitando estrelas. Do ponto de vista da massa do objeto, M_{obj} , temos então que:

$$\begin{aligned}
 M_{obj} < 13M_J &\Rightarrow \text{Planetas} \\
 13M_J \leq M_{obj} \leq 80M_J &\Rightarrow \text{Anã Marrom} \\
 M_{obj} > 80M_J &\Rightarrow \text{Estrelas}
 \end{aligned}
 \tag{2.20}$$

A segunda definição é aquela dada por G. Basri (Basri & Brown (2006)) segundo a qual um planeta é um objeto que

1. É esférico devido a sua própria gravidade;
2. Nunca será capaz de apresentar fusão em seu núcleo;
3. É formado em órbita de um objeto que apresenta um núcleo de fusão durante sua vida (ou seja, uma estrela).

Assim, por esta definição, um objeto orbitando um pulsar não é chamado de planeta. Já objetos orbitando anãs marrons se enquadram na definição e são portanto planetas, embora anãs marrons orbitando estrelas não o sejam. Para uma descrição completa desta definição, bem como sobre as vantagens e desvantagens em adotá-la, veja Basri & Brown (2006).

⁶International Astronomical Union

Nesta tese consideramos somente os planetas descobertos em torno de estrelas da sequência principal, e destes, apenas aqueles que possuem raios determinados na literatura, uma vez que necessitamos deste parâmetro em nossos cálculos nas próximas seções. Por coincidência, apenas temos objetos que se aplicam em ambas as definições.

2.2.2 Superterra

Os planetas extrassolares tipo Terra são aqueles similares aos planetas terrestres do Sistema Solar (Mercúrio, Vênus, Terra e Marte). Nesta definição, muito mais importante do que a massa do planeta, é sua composição: um planeta somente será considerado tipo Terra se tiver composição rochosa.

Uma Superterra é um planeta extrassolar cuja massa é maior que a massa da Terra mas menor que a massa dos gigantes gasosos do Sistema Solar. Refere-se unicamente à massa do planeta, não incluindo informação sobre as condições da superfície planetária ou habitabilidade. Na presente tese chamamos de *superterra* aqueles planetas com massas compreendidas entre 3 e 10 massas terrestres.

2.2.3 Júpiter quente

Quando olhamos para o *zoo* de planetas extrassolares descobertos até o momento, nos deparamos com uma significativa quantidade de planetas, principalmente gasosos, com massa da ordem ou superior a massa de Júpiter, em órbitas as mais variadas. Os chamados *Jupíteres Quentes* são definidos como uma subclasse dos gigantes gasosos que se encontram em órbitas muito próximas de sua estrela hospedeira (Schilling (1996)). De modo geral, um planeta é considerado um júpiter quente quando tem massa consideravelmente maior que a de Saturno, ou seja, três décimos da massa de Júpiter e se encontra a uma distância orbital menor que 0,1 UA, apresentando altas temperaturas, da ordem de 1000 K. Além da irradiação estelar forte que

recebem constantemente, uma outra peculiaridade destes objetos é a forte interação de maré com a estrela hospedeira. Em poucas palavras, para ser uma Júpiter quente, o planeta deve necessariamente:

1. Apresentar uma composição gasosa;
2. Estar a uma distância orbital menor que 0,1 UA;
3. Ser mais massivo que Saturno.

A região hachurada da Fig. 2.13, diagrama $a - M_{pl}$ (semieixo - massa) para todos os planetas atualmente descobertos, destaca os planetas que se enquadram nos itens 2 e 3 da descrição acima. A figura do painel superior mostra todos os planetas com valores de semieixo maior e massa dados na literatura, enquanto que no painel inferior temos somente os planetas que orbitam estrelas de classe de luminosidade V. Vale salientar que utilizamos aqui somente as estrelas com tipos espectrais dados no SIMBAD⁷. Em ambos os painéis, a área hachurada corresponde a região na qual encontra-se os Júpiteres quentes. Observe que, a longas distâncias das estrelas, somente observamos planetas mais massivos. Isto é um efeito de viés observacional dos métodos de velocidade radial e de trânsito.

2.3 Parâmetros planetários

A geometria de uma sistema estrela - planeta de massas M_* e M_{pl} , respectivamente, ilustrando a formação e evolução dinâmica do sistema, é baseada em três parâmetros principais: o semieixo maior a associado com o movimento orbital médio, $n = 2\pi/\mathcal{P}_{orb} \simeq (\mathcal{G}M_*/a^3)^{1/2}$ em que \mathcal{P}_{orb} é o período orbital e \mathcal{G} a constante gravitacional, a excentricidade e e a obliquidade estelar ε , definida como o ângulo entre os vetores *momentum* angular da órbita planetária e o eixo de rotação estelar. Portanto, é fundamental conhecer estes parâmetros físicos para os planetas, bem como correlacioná-los entre si.

As figuras Fig. 2.15 e Fig. 2.13 mostram o diagramas $a - e$ (semieixo - excentricidade) e $a - M_{pl}$ (semieixo - massa) para todos os planetas descobertos até o momento. Pela Fig. 2.15 facilmente se percebe que a excentricidade da órbita não depende da distância a que o planeta está da estrela. O que mostramos nesta figura são os intervalos de excentricidades e de semieixos para os planetas extrassolares. As órbitas destes planetas vão de perfeitamente circulares até muito excêntricas. No Sistema Solar, Mercúrio é o planeta com maior excentricidade orbital, $e = 0,2056$ enquanto que fora do Sistema Solar tem se encontrado planetas com órbitas de excentricidade aproximadamente igual a 1, como é o caso do planeta HD 20782 b.

Quanto às distâncias estrela - planeta, observamos, na Fig. 2.15, que a maior parte dos planetas descobertos estão a poucas unidades astronômicas da estrela hospedeira. Acreditamos, porém, que isto seja apenas um viés dos métodos observacionais de velocidade radial e trânsito planetário.

A Fig. 2.13 mostra a distribuição das massas planetárias conforme a distância do planeta à estrela. No painel superior temos todos os planetas descobertos até o momento, com semieixos e massas determinados (Schneider et al. (2011)⁸). Observamos que quanto maior, em massa, for o planeta mais provável será encontrá-lo a distâncias mais longas da estrela. Na Fig. 2.14 plotamos somente os planetas desco-

⁸<http://exoplanet.eu>

bertos em torno de estrelas da sequência principal: nele observamos mais claramente que ainda não se encontraram planetas pouco massivos a longas distâncias da estrela hospedeira. Isto pode ser um viés observacional devido a limitações dos métodos empregados atualmente.

2.4 A zona habitável

A região do espaço ao redor de uma determinada estrela onde o nível de radiação emitido por ela é tal que permite a existência de água em sua forma líquida na superfície de um planeta ou satélite que porventura exista naquela região é conhecida como zona habitável. Este é o caso da Terra, que encontra-se dentro da zona habitável do Sol. Esta região encontra-se numa estreita faixa de temperatura, que vai desde o ponto de congelamento da água até seu ponto de evaporação, ou seja, 273 K até 373 K. Atualmente, existe uma busca por planetas que estejam dentro desta zona de habitabilidade do sistema, pois nestes planetas existe condições favoráveis ao surgimento de vida. Este é um dos campos estudados pela astrobiologia. Atualmente, os planetas descobertos pela missão espacial Kepler, Gliese 581 d, Gliese 581 c e Gliese 581 g parecem está na zona habitável de sua estrela. Planetas gigantes gasosos que encontram-se na zona habitável possuem a possibilidade de desenvolvimento de vida em suas luas, uma vez que estes planetas não possuem uma superfície rígida - "crosta terrestre", e portanto são incapazes de manter vida em sua superfície.

Encontrar um planeta na zona habitável depende, obviamente, da área da mesma. A Figura 2.16 mostra a zona habitável (região amarela) como função do tipo espectral para estrelas da sequência principal. Os planetas do Sistema Solar são indicados na figura.

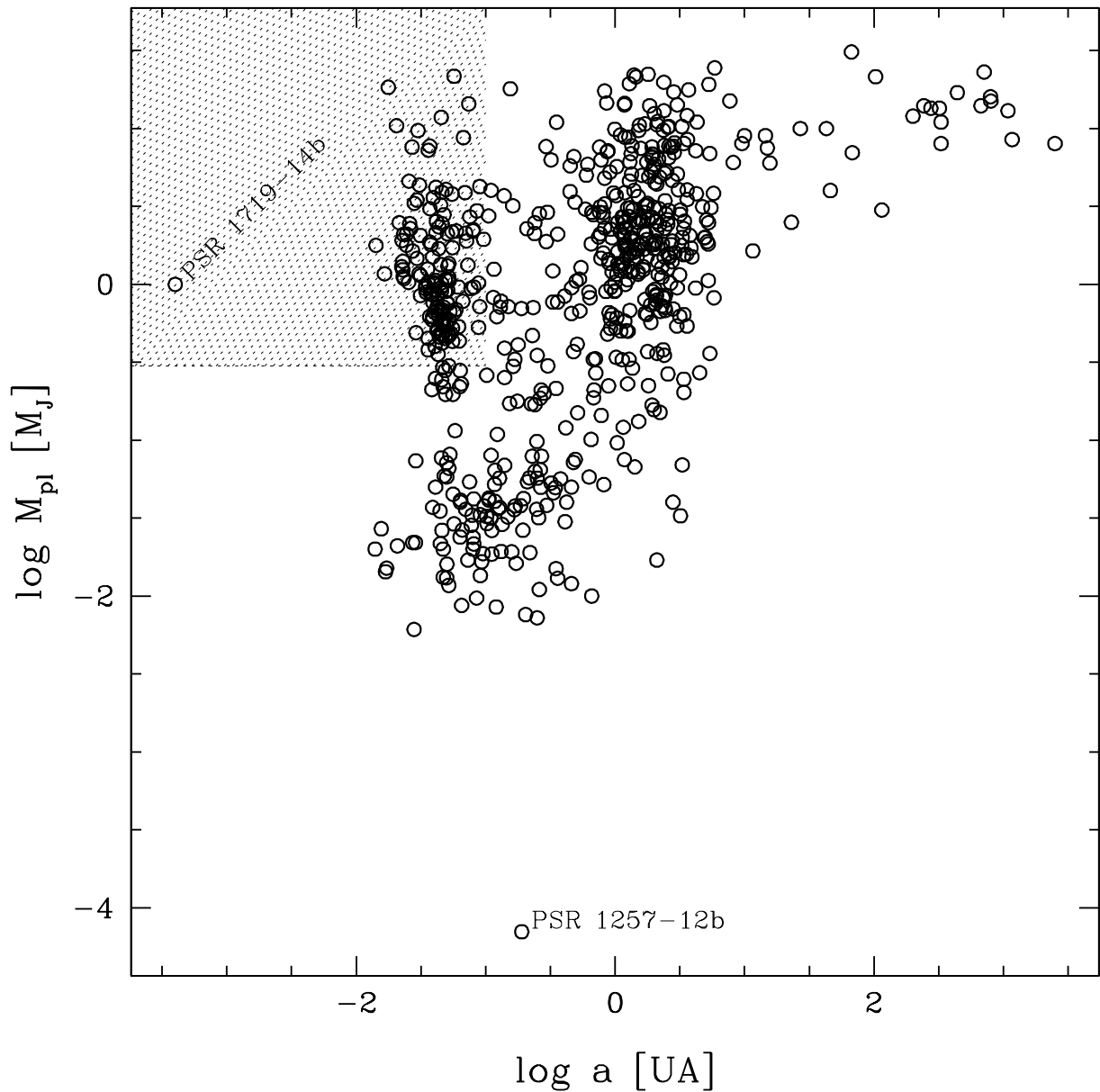


Figura 2.13: Diagrama $a - M_{pl}$ para todos os planetas extrassolares descobertos até o momento (652 planetas com valores de semieixo e massa dados na literatura). A região hachurada corresponde a região na qual encontra-se os júpiteres quentes.

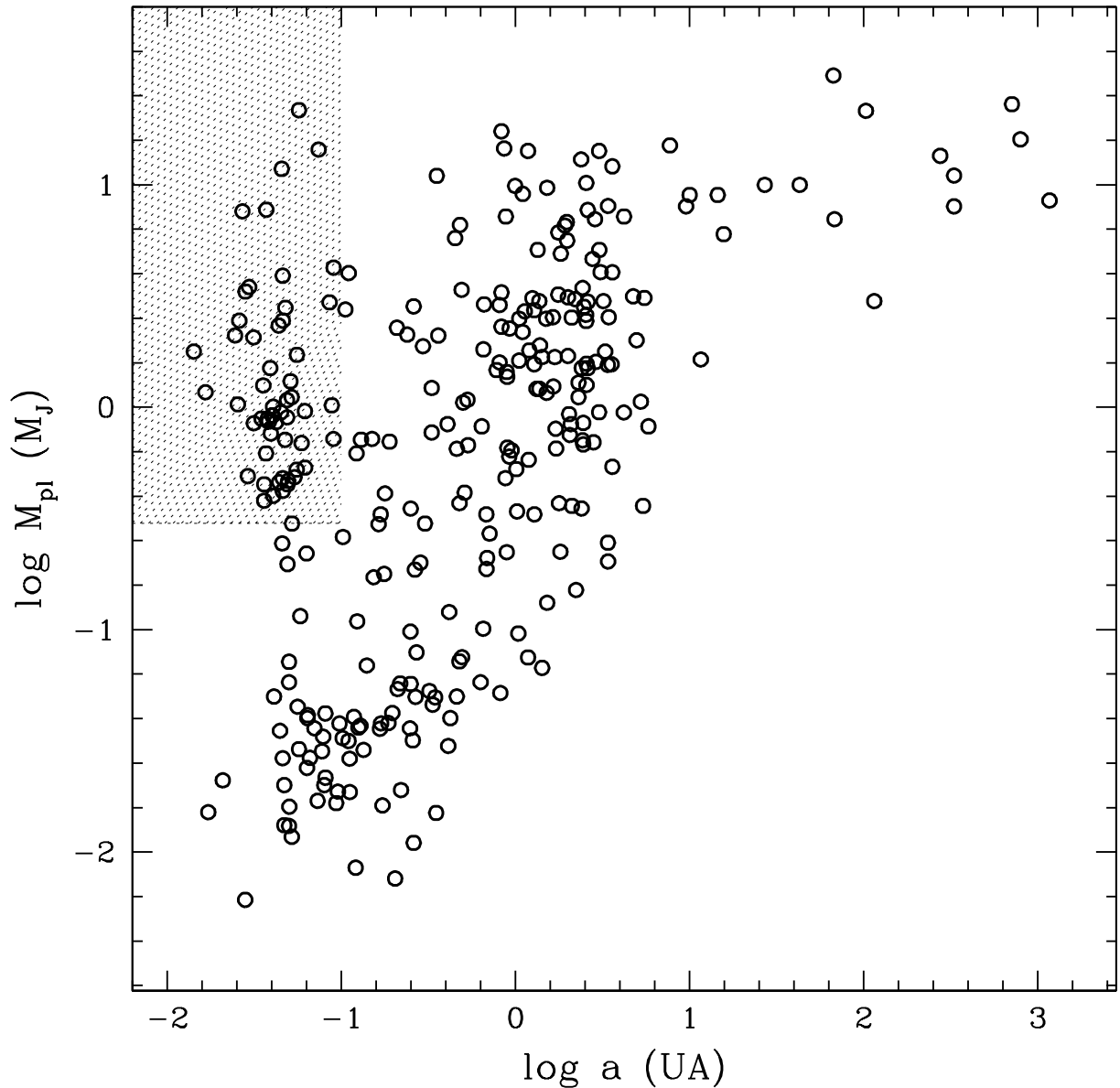


Figura 2.14: Diagrama $a - M_{pl}$ para todos os planetas extrassolares descobertos até o momento em torno de estrelas com classe de luminosidade V (304 planetas). Plotamos somente as estrelas com tipos espectrais dados no SIMBAD(CDS (2011)). Assim como na Figura 2.13, a região hachurada corresponde a região na qual encontra-se os júpiteres quentes. Observe que, a longas distâncias das estrelas, somente observamos planetas mais massivos. Isto é um efeito de viés observacional dos métodos de velocidade radial e de trânsito.

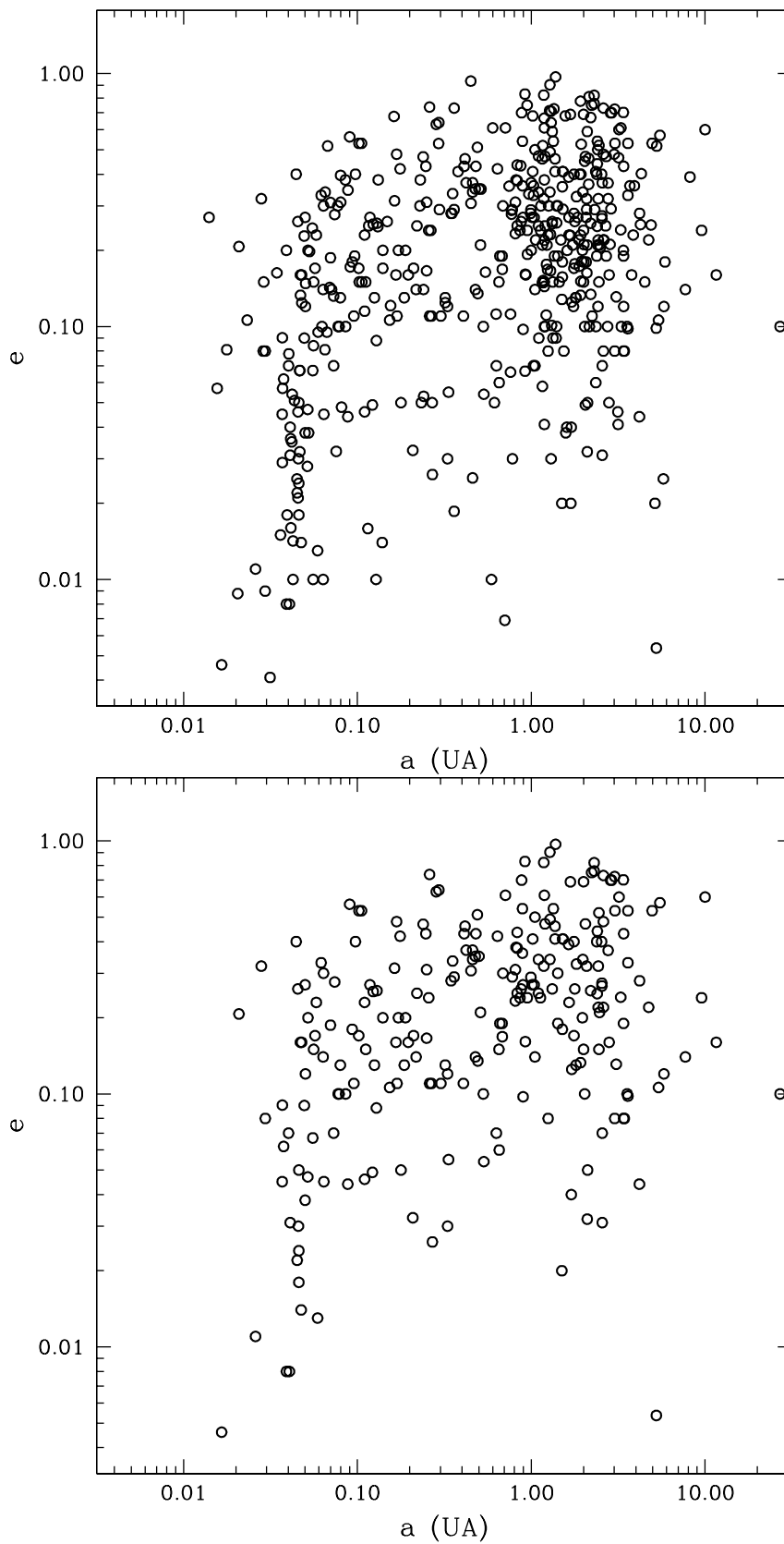


Figura 2.15: *Painel Superior:* Diagrama $a - e$ para todos os planetas extrassolares descobertos até o momento (602 planetas). *Painel Inferior:* Diagrama $a - e$ para os planetas que orbitam estrelas que estão na sequência principal (288 planetas).

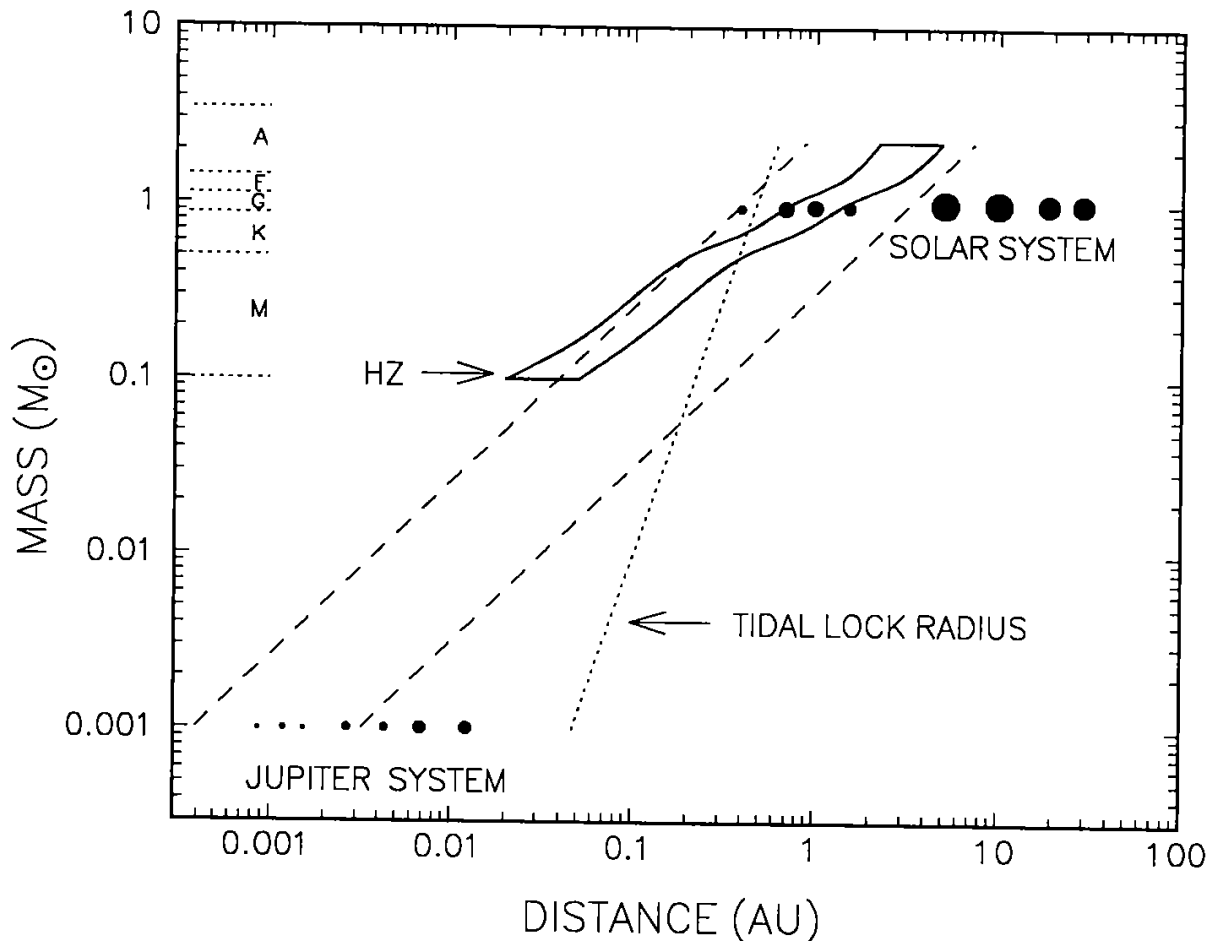


Figura 2.16: Diagrama ilustrando a zona habitável ZAMS (do inglês, *zero-age-main-sequence*) como função da massa estelar, dada em massas solares, em torno de diferentes tipos de estrelas. A distância é dada em unidades astronômicas (UA), os planetas do sistema solar são mostradas na figura, em preto. Plutão é incluído também dado que a época que esta figura foi construída este ainda era considerado um planeta. As linhas tracejadas delimitam a zona de acreção mais provável para um planeta tipo terrestre. A linha pontilhada representa a distância na qual a rotação de um planeta tipo Terra, em uma órbita circular, se tornará gravitacionalmente travada, em um período de 4,6 bilhões de anos - ou seja, rotação sincronizada como resultado de amortecimento de maré. Note que todos os planetas tipo Terra dentro da zona habitável de uma estrela M estarão também dentro desta região.

Fonte: Kasting, Whitmire & Reynolds (1993).

Capítulo 3

Interação estrela – planeta

I'll buy chromospheres for all
types of stars.

R. N. Thomas

Muitos dos planetas recém descobertos estão a distâncias muito curtas da sua estrela hospedeira, alguns localizados há apenas uns poucos milhões de quilômetros, e por isto é razoável supor que apresentem assimetrias (bojos) devido a efeitos de marés gravitacionais¹. As marés afetam as órbitas e as rotações dos planetas mas, em algumas situações, também podem afetar a superfície estelar, atuando, por exemplo, sobre a rotação superficial da estrela (e.x.: Alves, Do Nascimento Jr. & De Medeiros (2010); Pont (2009)). No contexto dos efeitos gravitacionais sobre o planeta, o problema tem sido abordado muitas vezes usando-se teorias que foram estabelecidas para os corpos do Sistema Solar e mais especificamente para o sistema Terra - Lua. Na realidade, tal abordagem mostra-se inadequada pois as estrelas tem em geral rotações lentas, diferentemente dos planetas cuja rotação é rápida. Esse fato inverte a direção de algumas componentes da onda de maré na estrela (mas não todas) e altera as expressões usadas para a variação dos parâmetros planetários. Por outro lado, a tendência de um planeta extrassolar em órbita próxima à estrela hospedeira

¹Em termos matemáticos, a força de maré exercida pela estrela sobre o planeta nada mais é que o gradiente da gravitação estelar através do diâmetro planetário.

é adquirir uma rotação estacionária quase síncrona. Quando isso ocorre, a principal onda de maré no planeta quase se anula e os efeitos das ondas secundárias passam a ser preponderantes. No presente momento, a maioria dos estudos tratando do problema específico das marés gravitacionais sobre os planetas extrassolares são bastante especulativos. A física usada no estudo das marés está sendo rediscutida; os mecanismos das marés nos planetas extrassolares não são conhecidos e todos os estudos são feitos adotando-se para o parâmetro de dissipação Q valores típicos para os planetas do Sistema Solar. A física que leva a esse valor não é conhecida e a simples extrapolação dos valores de Q para planetas extrassolares gigantes é discutível.

Por outro lado, as marés dinâmicas que planetas extrassolares provocam em estrelas são muito pequenas devido à baixa massa planetária e à estrutura interna das estrelas. As teorias usuais (MacDonald (1964)) não podem ser aplicadas neste caso, embora a teoria Darwin (Rodríguez, Ferraz-Mello & Hussmann (2008), Ferraz-Mello, Rodríguez & Hussmann (2008)) possa ser compatível para aplicações no problema. Estudos recentes (e.x.: Alves, Do Nascimento Jr. & De Medeiros (2010), Pont (2009), Kashyap, Drake & Saar (2008)) tem mostrado que, na realidade, algumas estrelas com planetas gigantes próximos, em particular aqueles com um semieixo maior $a < 0,15$ UA, podem sofrer ações provenientes de marés gravitacionais exercidas pelos planetas. Isto se manifesta através de rotações ou indicadores de atividade coronal elevados, que podem representar efeitos resultantes de uma sincronização ou pseudossincronização entre estrela e planeta. As duas etapas acima descritas podem trazer condições de contorno importantes para nossa compreensão sobre os efeitos de marés gravitacionais em sistemas planetários, em particular com a determinação de parâmetros físicos e abundâncias com alta precisão.

Existe portanto na literatura a ideia de que a existência de um planeta em torno de uma estrela pode afetar as camadas atmosféricas exteriores da estrela ou sua atividade coronal. Cuntz, Saar & Musielak (2000) sugere que há um crescimento na atividade estelar devido a presença de um planeta gigante próximo, podendo assumir

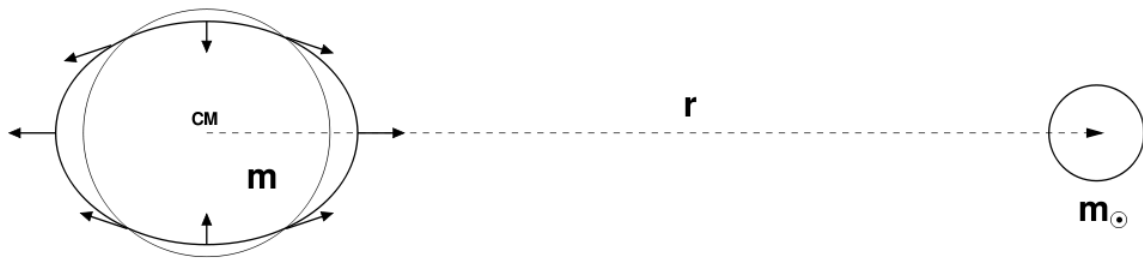


Figura 3.1: Marés gravitacionais. A figura ilustra a distorção que o planeta sofre devido a atração de um corpo de massa m_{\odot} localizado a uma distância r do centro de massa do planeta. A diferença entre a força gravitacional exercida pela massa m sobre um ponto da superfície e o centro de massa é esquematizado pelas setas. O planeta será deformado seguindo as equipotenciais de todas as forças presentes.

Fonte: Correia & Laskar (2010).

duas formas: um aumento nas marés e/ou um aquecimento magnético das camadas exteriores da estrela. Neste capítulo vamos revisar os conceitos fundamentais para a compreensão de nossa discussão posterior.

3.1 Forças de maré

A aceleração gravitacional provocada pela presença de um planeta em torno de uma estrela é a responsável pelas chamadas interações de maré, conforme ilustrado na Fig. 3.1. Esta aceleração gravitacional varia em intensidade e orientação ao longo da superfície da estrela, afetando os movimentos e fluxo do campo magnético em suas camadas atmosféricas. No caso em que o período orbital do planeta é diferente do seu período rotacional, temos uma variação na força gravitacional, com diferentes acelerações sobre o lado do planeta mais próximo da estrela e sobre o lado mais distante. Isto fará com que as camadas exteriores da estrela sofram expansões seguidas de contrações, o que provoca o surgimento dos chamados bojos de marés. Nestes, o fluxo de velocidades aumenta, aumentando a liberação de energia não radiativa, que por sua vez, é refletida no nível da atividade estelar (Cuntz, Saar & Musielak (2000)).

Cuntz, Saar & Musielak (2000) propõem um modelo para estimar a força dessa interação de maré entre os planetas gigantes extrassolares e suas respectivas estrelas

hospedeiras. Nesta tese, entretanto, vamos lidar apenas com o caso em que podemos desprezar este tipo de interação, ou seja, casos em que o período orbital é muito próximo ou igual ao período rotacional.

3.1.1 Acoplamento de maré

O acoplamento de maré ocorre quando um objeto astronômico é forçado a sempre ter a mesma face voltada para um outro objeto, maior que ele². Esta força surge porque a força gravitacional exercida pelo corpo maior sobre o menor não é uniforme, ou seja, o lado mais próximo do objeto maior sofre uma força de maior intensidade do que aquele oposto. Este acoplamento provoca uma “trava” no objeto que o faz girar em torno do outro corpo no mesmo intervalo de tempo que ele gira sobre o seu próprio eixo. Situação esta chamada de sincronização rotacional.

3.1.2 Sincronização rotacional

Consideremos um planeta girando rapidamente, com uma velocidade angular de rotação inicial de ω_i , isto é, um planeta cujo período de rotação é curto comparado com seu período orbital. Neste caso, os bojos de maré são deslocados da linha que conecta o centro do planeta ao centro da estrela. O tempo para o qual o bojo de maré estará exatamente sobre a linha que conecta os centros estelar e planetário, momento em que a interação de maré deixa de influenciar a rotação planetária, será o tempo de acoplamento, ou de sincronização τ_{sinc} .

Para estimar o tempo necessário para que haja sincronização, vamos considerar que nosso sistema possua, para fins de simplificação:

- Órbita progressiva;
- Obliquidade nula;

²Por exemplo, no sistema Terra-Lua, em que a Lua tem uma face voltada permanentemente para a Terra. Acoplamento de maré é frequentemente usado para estabilizar satélites.

- Órbita circular.

A velocidade angular de rotação final, ω_f , será igual, em primeira aproximação, a velocidade angular orbital, ω_{orb} , que é dada pela terceira lei de Kepler,

$$\omega_{orb} = \sqrt{\frac{\mathcal{G}M_\star}{a^3}} \quad (3.1)$$

em que M_\star é a massa da estrela hospedeira, \mathcal{G} a constante da gravitação universal e a o semieixo maior da órbita planetária.

Dado um planeta de massa M_{pl} e raio R_{pl} , a variação na sua velocidade angular ω é dada por

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{9}{4} \frac{1}{k\mathcal{Q}'} \left(\frac{\mathcal{G}M_{pl}}{R_{pl}^3} \right) \left(\frac{M_\star}{M_{pl}} \right)^2 \left(\frac{R_{pl}}{a} \right)^6 \quad (3.2)$$

em que $k = \mathcal{I}/(M_{pl}R_{pl}^2)$ é uma constante que depende da distribuição de massa do planeta; sendo \mathcal{I} o momento de inércia. Se considerarmos uma esfera homogênea, então $k = 0,4$, valor este que representa o limite superior para o caso dos planetas. Na Eq. 3.2, o valor de \mathcal{Q} , modificado³, é definido como,

$$\mathcal{Q}' = \mathcal{Q} \left(1 + \frac{19\mu}{2g\rho R_{pl}} \right) \quad (3.3)$$

em que μ representa a rigidez do planeta, g sua gravidade superficial e ρ a densidade dentro do bojo de maré.

O tempo para ocorrer acoplamento de maré é, portanto, obtido por comparação da velocidade angular planetária e sua variação, ou seja,

$$\tau_{sinc}^{-1} = \frac{d\omega}{dt} \frac{1}{\omega_i - \omega_f} \quad (3.4)$$

³ \mathcal{Q}' é o fator de dissipação de maré planetária, definida como

$$\mathcal{Q}^{-1} = \frac{1}{2\pi\mathcal{E}_0} \oint \frac{d\mathcal{E}}{dt} dt$$

em que \mathcal{E}_0 é a energia máxima armazenada na distorção de maré, e a integral sobre $d\mathcal{E}/dt$ é a energia perdida durante um ciclo completo. Para um planeta grande, no qual a gravidade excede em muito a rigidez, $\mathcal{Q}' \sim \mathcal{Q}$.

de modo que

$$\tau_{sinc} \approx \frac{4}{9} \alpha Q'_{pl} \left(\frac{R_{pl}^3}{GM_{pl}} \right) (\omega_i - \omega_f) \left(\frac{M_{pl}}{M_{\star}} \right)^2 \left(\frac{a}{R_{pl}} \right)^6 \quad (3.5)$$

Algumas considerações importantes sobre a equação 3.5 devem ser feitas:

- Acoplamento de maré ocorre mais rápido para planetas tipo Terra do que para gigantes gasosos, devido a um mecanismo mais eficiente de dissipação de energia;
- A perda de *momentum* angular está ligada aos valores de ω_i e ω_f . Quanto maior for o valor de ω_i , ou menor o valor de ω_f , mais tempo será requerido para a perda do correspondente *momentum* angular;
- Quanto mais massiva for a estrela, maior será o bojo de maré induzido no planeta. Já um planeta massivo vai reduzir a altura do bojo e conseqüentemente diminuir a interação de maré;
- Quanto mais próximo for o planeta, mais forte será a interação de maré, ($\tau_{sinc} \propto a^6$), o que diminuirá o tempo de sincronização.

Especial atenção deve ser dada a planetas em órbitas excêntricas, pois neste caso a interação de maré não conduz a uma sincronização da rotação planetária com o período orbital. Isto mostra que o período de rotação também depende da excentricidade da órbita.

Uma outra maneira de calcular o tempo de sincronização τ_{sinc} é, considerando o limite inferior para o período de rotação do planeta $t_{rot}(min)$, limite este que garante que o corpo não se desintegrou devido a força centrífuga,

$$t_{rot}(min) = \left(\frac{3\pi}{\mathcal{G} \langle \rho \rangle} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

assumir que o tempo de sincronização é menor que a idade da estrela, sendo que

$$\tau_{sinc} \sim Q\omega_i \left(\frac{M_{pl}}{GM_{\star}^2} \right) \left(\frac{a^6}{R_{pl}^3} \right) \quad (3.7)$$

Então, assumimos que o fator de dissipação de maré é dado por $Q \sim 5 \times 10^5$, conforme estimado para Júpiter, e o a velocidade angular de rotação inicial do planeta, ω_i , é igual a $2\pi/t_{rot}(min)$. Uma descrição detalhada desta abordagem encontra-se em Sánchez-Lavega (2004).

3.2 Interação magnética

Uma interação tão, ou mais importante do que a gravitacional, é a interação entre os campos magnéticos da estrela e do planeta (ou planetas) em órbita em torno dela. Tal interação ocorre geralmente na magnetosfera do planeta, ou seja, na região em que o campo magnético planetário é confinado pelos ventos estelares. A Fig. 3.2 ilustra a magnetosfera de um planeta interagindo com os ventos estelares.

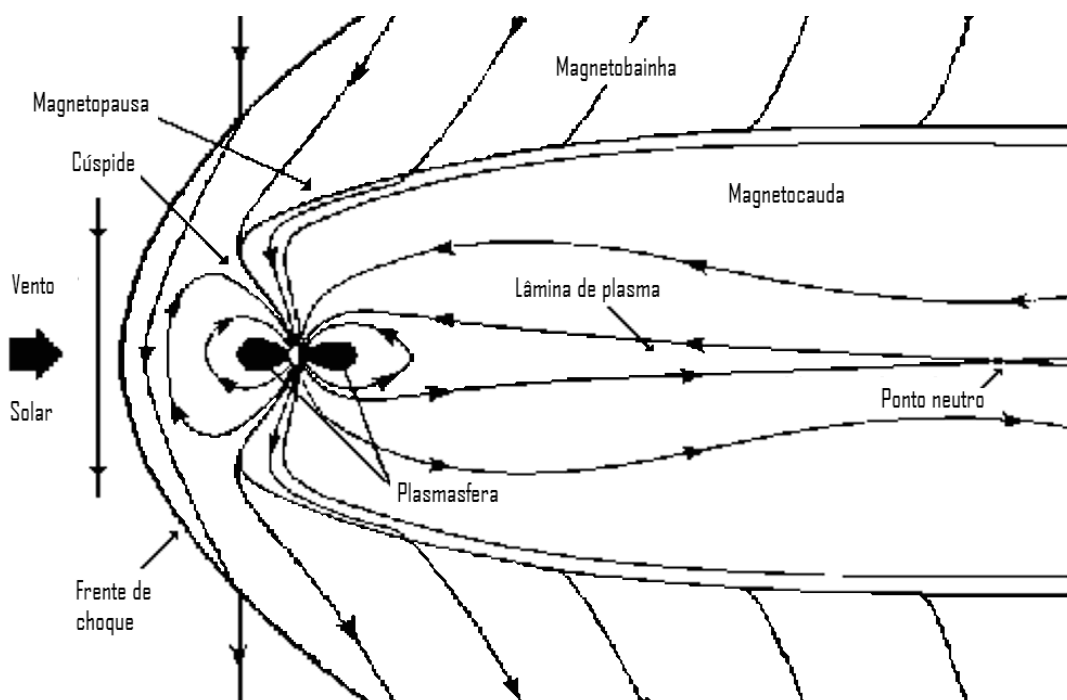


Figura 3.2: Ilustração da magnetosfera da Terra, destacando suas principais regiões. Para uma descrição geral sobre a magnetosfera planetária ler o artigo de Echer (2010).
Fonte: Echer (2010).

A magnitude desta interação é devida principalmente a reconexão magnética.

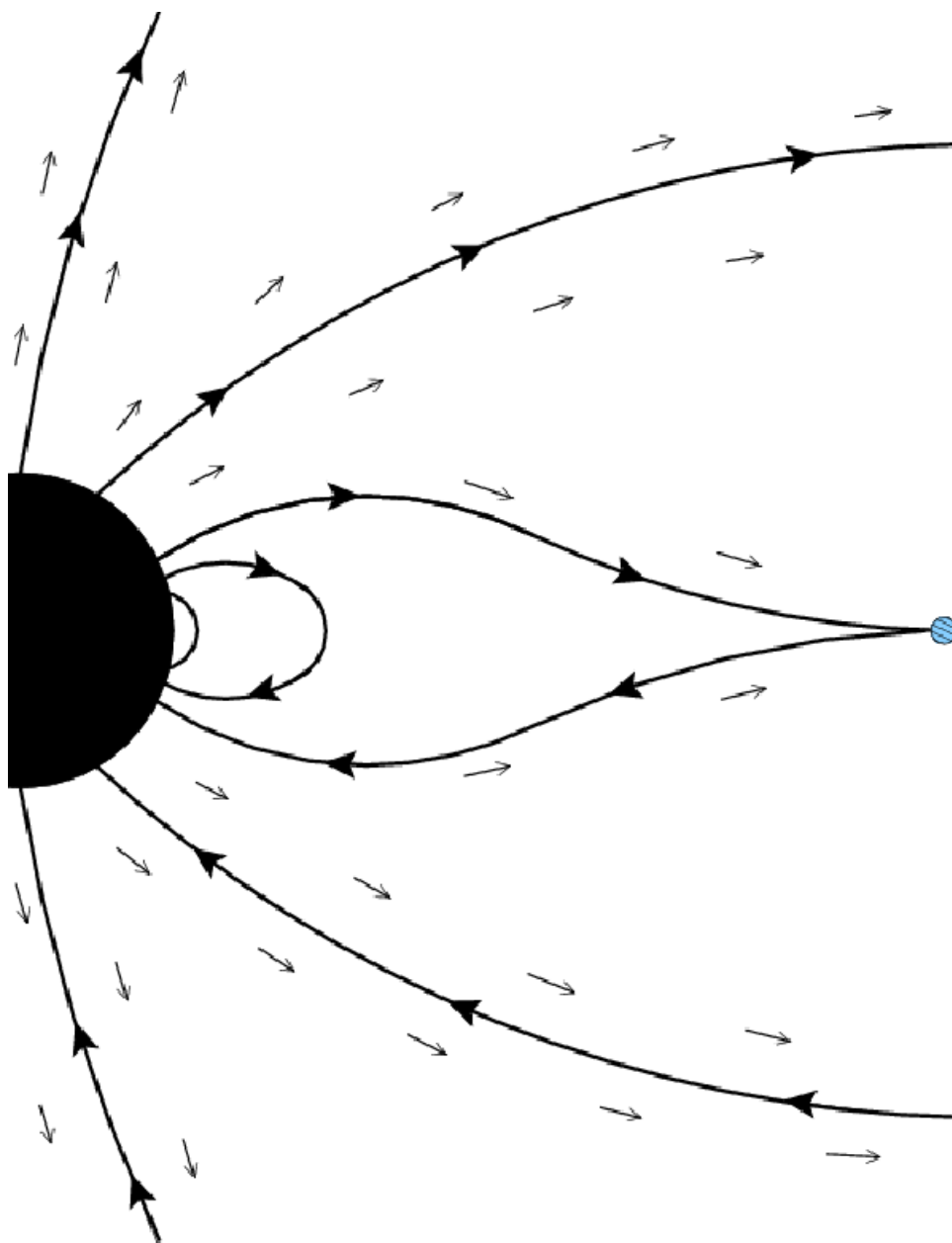


Figura 3.3: Concepção esquemática para a estrutura do campo magnético (linhas grossas e setas) e velocidade do fluido (setas finas). Na zona do vento polar, linhas do campo magnético são abertas permitindo escoamento. Na zona equatorial próxima ao planeta, o gás tem velocidade zero e não ocorre escoamento. Esta “zona morta” termina em um ponto neutro, indicado pelo círculo tracejado a vários raios planetários, fora da qual as linhas de campo estão abertas em todos os ângulos. Esta figura é característica para o caso limite de maré fraca, enquanto no limite maré forte o vento polar seria parcialmente suprimido (Trammell, Arras & Li (2011)).

Este é um mecanismo fundamental em um plasma por meio do qual as linhas de campo magnético, normalmente ligadas ao plasma, soltam-se, se “quebram” (desconectam) e se reconectam. Os campos magnéticos podem se aniquilar uns aos outros, fazendo com que o plasma siga uma trajetória ao longo do campo mais fraco a uma velocidade chamada *velocidade de Alfvén*. Ou seja, basicamente, reconexão magnética é uma reestruturação na topologia do campo devido a mudança na conectividade das linhas de campo. Este mecanismo pode ser encontrado nas erupções solares, nas tempestades geomagnéticas, no aquecimento coronal e em diversos outros processos dinâmicos em objetos astronômicos.

No caso de um planeta, a reconexão magnética entre as suas linhas do campo e o campo magnético associado aos ventos da estrela hospedeira tem lugar na magnetopausa do planeta. A magnetopausa nada mais é do que a superfície entre a magnetosfera planetária e o entorno plasmático onde a pressão magnética do planeta é igual a pressão de compressão do vento estelar. Veja a Fig. 3.3.

Para se aprofundar em detalhes sobre interação magnética entre os planetas extrassolares e sua estrela hospedeira recomendamos ver as referências Grießmeier et al. (2005), Cuntz, Saar & Musielak (2000) e Ip, Kopp & Hu (2004).

3.3 Atividade cromosférica

A cromosfera é uma região intermediária da atmosfera estelar, acima da fotosfera e abaixo da coroa. A atividade cromosférica está intimamente conectada com o campo magnético estelar e compreendê-la, juntamente com sua variabilidade, é fundamental para um completo entendimento da evolução estelar. A Fig. 3.4 ilustra a cromosfera solar em dois momentos distintos de atividade magnética.

3.3.1 Definição do termo atividade

Muitas vezes, o termo « atividade » não é claramente definido. Linsky (1985) define o termo atividade, ou atividade não-radiativa, de modo a

[...] incluir os fenômenos e propriedades físicas que ocorrem quando o balanço de energia na atmosfera estelar é, em grande parte, proveniente do equilíbrio radiativo puro.

Isto é, em sua definição tanto os fenômenos quanto as propriedades físicas são tomadas em conta, e ambas são causadas pelo campo magnético estelar, logo usamos o termo *Atividade Magnética*.

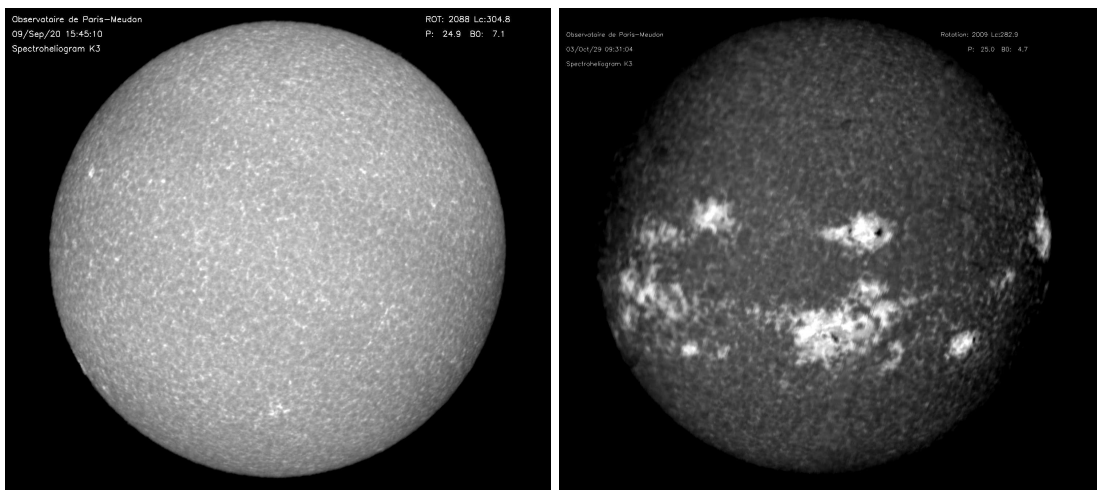


Figura 3.4: Cromosfera solar, quando inativa (esquerda) e quando ativa (ativa).
Fonte: Mittag (2009).

Somente pode-se observar a atividade de uma estrela através de métodos fotométricos ou espectroscópicos em diferentes intervalos de comprimento de onda. No ótico, as linhas Ca II H & K são importantes indicadores de atividade em estrelas de tipos espectrais F, G e K. Nas estrelas onde a região Ca II H & K no espectro é difícil de ser observada, a linha $H\alpha$ é usada para indicar atividade. Isto é feito nas estrelas T-Tauri, estrelas M e nas estrelas mais tardias que K.

Nesta tese vamos nos ater as linhas Ca II H & K. Elas são linhas de Fraunhofer⁴, e no intervalo de comprimento de onda azul são as linhas mais proeminentes, também merecendo destaque no espectro da cromosfera.

3.3.2 Atividade estelar: breve visão histórica

A história moderna da pesquisa em atividade começou em 1611, quando J. Fabricius, C. Scheiner, G. Galilei and J. Kepler redescobriram, independentemente, as manchas solares. Para Galileo, aquelas manchas eram evidência da rotação do Sol, cujo período ele calculou a partir de suas observações como sendo de 27 dias. Em 1848, o astrônomo suíço Johann Rudolph Wolf introduziu o conceito de *Número de Manchas Solares* e desde então a atividade solar vem sendo estudada.

Observações do Sol são muito importantes porque nós podemos observar diretamente a estrutura de sua superfície, ao contrário das outras estrelas, para as quais somente podemos observar variações nas suas linhas espectrais, como por exemplo a emissão das linhas Ca II H & K e de $H\alpha$ causadas pela atividade.

A variabilidade das linhas Ca II H & K foi descoberta pelo astrônomo alemão Gustav Eberhard e pelo físico-matemático, também alemão, Karl Schwarzschild, em 1913, no espectro das estrelas Arcturus, Aldebaran e σ Geminorum (Eberhard & Schwarzschild (1913)). A partir de então vários avanços foram feitos, até que Wilson & Vainu Bappu (1957) encontram uma dependência entre a medida da largura no centro das linhas Ca II H & K e a respectiva magnitude absoluta M_v , o que é chamado efeito Wilson-Bappu. Uma correlação notável que, quando aplicada às estrelas do tipo G, K e M, não apresenta nenhuma dependência com o tipo espectral.

Foi em 1966 que este notável astrônomo americano, O. C. Wilson, começou um projeto de longa duração para monitoramento de estrelas tipo solar, usando as linhas Ca II H & K para medir a variabilidade estelar. A partir deste projeto, chamado

⁴Em 1848, Joseph von Fraunhofer, fabricante de instrumentos alemão, encontrou e catalogou 574 linhas no espectro solar. As linhas mais fortes no espectro solar foram etiquetadas com as letras de A a Z, indo desde a parte vermelha do espectro à parte azul. São as chamadas Linhas de Fraunhofer.

Mount Wilson Project, uma busca sistemática por ciclos de atividade em outros tipos de estrelas foi iniciada e, tendo por base as medidas realizadas por ele, variações de curto e longo termos foram encontradas para outras estrelas. Dentre importantes resultados desse projeto, destaca-se o trabalho de Robert Noyes e Sallie Baliunas, do Centro de Astrofísica Harvard-Smithsonian, usados exhaustivamente como referências para esta tese. Correlações entre a variabilidade das linhas de Ca II H & K e outras linhas espectrais tem sido descobertas, e relatadas na literatura (veja, por exemplo, os trabalhos de Martínez Arnáiz et al. (2011), Oswalt & Zhao (2011), Martínez-Arnáiz et al. (2010), Pace (2010), López Santiago et al. (2010)). Em 1994, iniciou-se o projeto sucessor do Mount Wilson, no Observatório Lowell.

Outro avanço importante para o estudo das emissões das linhas Ca II H & K foi a possibilidade de correlacionar o fluxo de Ca II H & K com o fluxo de raio-X, observadas inicialmente pelo satélite Einstein e agora pelos modernos XMM-Newton e Chandra. Neste contexto, pode-se investigar também a estrutura coronal.

3.3.3 Medindo atividade cromosférica

O índice S usado para estimar a atividade cromosférica é definido como

$$S \equiv \alpha \frac{H + K}{R + V} \quad (3.8)$$

em que H, K, R e V se refere ao fluxo nestas respectivas bandas e α é um fator de normalização derivado das observações para as estrelas-padrão, para cada noite, a fim de remover os efeitos instrumentais; geralmente tratado como constante. Por exemplo, para o trabalho de Wright et al. (2004) temos $\alpha = 2, 4$.

O índice S inclui contribuições tanto cromosféricas quanto fotosféricas, de modo que precisa-se remover a componente fotosférica. Para determinar a fração dessa luminosidade estelar que é devida a emissão de Ca II H & K usa-se o trabalho de Noyes et al. (1984) para produzir os valores de $\log \mathcal{R}_{HK}$.

Middelkoop (1982) encontrou uma transformação⁵ que relaciona \mathcal{C}_{cf} com o índice de cor $(B - V)$, válida para estrelas com $(B - V) \in [0, 45, 1, 50]$. A expressão 3.9 pode ser usada em um intervalo de $(B - V)$ um pouco mais amplo, indo de 0,4 até 1,8 mag (Middelkoop (1982)). Então, da expressão

$$\log \mathcal{C}_{cf} = 1,13(B - V)^3 - 3,91(B - V)^2 + 2,84(B - V) - 0,47, \quad (3.9)$$

temos que

$$\mathcal{F}_{HK} \equiv (\mathcal{F}_H + \mathcal{F}_K) = \mathcal{S}\mathcal{C}_{cf}\mathcal{T}_{ef}^4. \quad (3.10)$$

Usando-se as relações 3.9 e 3.10 é possível calcular o fluxo superficial \mathcal{F}_{HK} para as estrelas da sequência principal, cujas unidades arbitrárias correspondem a $7,6 \times 10^5$ ergs $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Usando-se a expressão 3.9, podemos encontrar a quantidade

$$\mathcal{R}_{HK} \equiv \frac{\mathcal{F}_{HK}}{\sigma_{SB}\mathcal{T}_{ef}^4} = \mathcal{S}\mathcal{C}_{cf}. \quad (3.11)$$

Mas, este número deve ser corrigido da contribuição fotosférica para o fluxo das linhas de Ca II H & K. Hartmann et al. (1984) encontra uma função de $(B - V)$ para esta quantidade $\log \mathcal{R}_{fot}$,

$$\log \mathcal{R}_{fot} = -4,898 + 1,918(B - V)^2 - 2,893(B - V)^3 \quad (3.12)$$

Assim, pode-se encontrar o verdadeiro valor da emissão cromosférica

$$\log \mathcal{R}'_{HK} = \log \mathcal{R}_{HK} - \log \mathcal{R}_{fot}. \quad (3.13)$$

A partir dos valores de $\log \mathcal{R}'_{HK}$ pode-se estimar os períodos rotacionais estelares $\mathcal{P}_{*,rot}$, de acordo com a expressão obtida por Noyes et al. (1984), através de ajustes

⁵ \mathcal{C}_{cf} é definido como

$$\mathcal{C}_{cf} \equiv (R + V)10^{0,4(m_v + BC)}$$

em que m_v é a magnitude visual da estrela e BC a sua correção bolométrica.

empíricos,

$$\log(\mathcal{P}_{\star,rot}/\tau) = 0,324 - 0,400 \log \mathcal{R}_5 - 0,283(\log \mathcal{R}_5)^2 - 1,325(\log \mathcal{R}_5)^3, \quad (3.14)$$

na qual \mathcal{R}_5 é definido como $\mathcal{R}'_{HK} \times 10^5$ e τ é o tempo característico de convecção, definido como

$$\log \tau = \begin{cases} 1,362 - 0,166x + 0,025x^2 - 5,323x^3 & x > 0 \\ 1,362 - 0,14x & x < 0 \end{cases} \quad (3.15)$$

em que $x = 1 - (B - V)$. Podemos ainda calcular as idades para as estrelas a partir dos valores de \mathcal{R}_5 ,

$$\log t = 10,725 - 1,334\mathcal{R}_5 + 0,4085\mathcal{R}_5^2 - 0,0522\mathcal{R}_5^3 \quad (3.16)$$

em que t é a idade estelar dada em anos (Wright et al. (2004)).

Henry et al. (1996) define os intervalos de $\log \mathcal{R}'_{HK}$ que caracteriza o nível de atividade estelar da seguinte forma:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \log \mathcal{R}'_{HK} > -4.20 & \text{Muito ativas} \\ -4.20 > \log \mathcal{R}'_{HK} > -4.75 & \text{Ativas} \\ -4.75 > \log \mathcal{R}'_{HK} > -5.10 & \text{Inativas} \\ -5.10 > \log \mathcal{R}'_{HK} & \text{Muito inativas} \end{array} \right.$$

3.3.4 Atividade cromosférica em EHP

Em um sistema planetário o enriquecimento da atividade cromosférica indica possivelmente uma interação estrela - planeta. Valendo-se de analogias com os sistemas binários, para os quais observa-se um aumento no nível de atividade quando comparado com estrelas simples, espera-se que um planeta muito próximo à estrela hospedeira (um júpiter quente, por exemplo) irá provocar mudanças no nível de ati-

vidade desta estrela. Entretanto, observamos que esta interação planeta - estrela é muito mais complexa do que aquela estrela - estrela de um sistema binário. Por exemplo, Shkolnik et al. (2008), Shkolnik, Walker & Bohlender (2003) reporta atividade cromosférica induzida pela presença de um júpiter quente em duas estrelas, HD 179949 e v And, devido a modulações na emissão cromosférica de Ca II H & K. Kashyap, Drake & Saar (2008) levanta a hipótese de que planetas gigantes muito próximos a estrela hospeira tem um importante papel na atividade magnética estelar, enquanto Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010) não encontra nenhuma correlação significativa que apoie esta hipótese. Neste contexto, Canto Martins et al. (2011) apresentam um sólido estudo comparativo entre uma amostra de estrelas com planetas e uma outra sem planetas ainda detectados, mostrando que não existe nenhuma correlação significativa entre os parâmetros planetários e a atividade cromosférica estelar.

Seguindo o mesmo raciocínio de Canto Martins et al. (2011) vamos investigar como a atividade cromosférica das estrelas com jupíteres quentes detectados se relaciona com os respectivos parâmetros planetários, já que nenhum viés observacional do aumento da atividade cromosférica devido a interação planeta - estrela foi ainda claramente estabelecida.

Capítulo 4

A lei magnética de Bode

If the Sun did not have a magnetic field, it would be as uninteresting a star as most night-time astronomers believe it to be.

R. Leighton

O principal objetivo desta tese é investigar a lei magnética de Bode (veja Russell (1978), Blackett (1947)) para um sistema planetário que não seja o nosso. Esta lei, matematicamente, no sistema emu, expressa em termos da constante gravitacional \mathcal{G} e da velocidade da luz c , como

$$\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}} = \beta \frac{\sqrt{\mathcal{G}}}{2c} \quad (4.1)$$

é analisada no diagrama logaritmo do momento magnético $\log \mathcal{M}$ versus logaritmo do *momentum* rotacional $\log \mathcal{L}$, chamado de *diagrama de Blackett*. Para construí-lo, necessitamos calcular tanto o *momentum* angular quanto o momento magnético para as estrelas hospedeiras e seus respectivos planetas.

Neste capítulo, apresentamos a teoria necessária para realizar estimativas para estas grandezas. Inicialmente, apresentamos, em uma breve revisão, um modelo geral para interações magnéticas entre um planeta extrassolar e sua estrela hospedeira,

modelando o campo magnético de um planeta como um dínamo, mostrando as condições necessárias para sua existência e apresentando os diferentes tipos de mecanismos envolvidos no processo. Por último, vamos mostrar o modo de estimar o *momentum* angular para um corpo sólido, aproximadamente esférico. Uma vez que tenhamos as estimativas para os parâmetros necessários, revisitaremos a lei magnética de Bode para os planetas extrassolares e suas estrelas hospedeiras.

4.1 Momento magnético planetário

4.1.1 Campo magnético planetário

Campos magnéticos planetários são gerados pela combinação de vários processos hidromagnéticos, processos estes bastante complexos, e que se dão de modo diferenciado de acordo com a estrutura do planeta. Como uma abordagem completa deste assunto foge do tema desta tese, vamos traçar, em linhas simples e gerais, a amplificação deste campo, apenas para fins de elucidação dos principais conceitos. Para informações mais detalhadas e completas do processo de dínamo, recomendamos os textos de Stevenson (1983) e Stevenson (2003).

O modelo de dínamo descreve um mecanismo segundo o qual um objeto astronômico, seja um planeta ou uma estrela, pode amplificar um campo magnético. O mecanismo básico da ação do dínamo envolve interações entre rotação, rotação diferencial e convecção. Este mecanismo ainda não é completamente entendido.

Em alguns planetas, sua camada mais interna se apresenta separada em um núcleo interno sólido e uma camada externa líquida. O movimento das partículas carregadas nesta concha líquida pode gerar um campo magnético. Entretanto, para poder gerar uma corrente, esta camada externa precisa necessariamente ser formada por um material condutor. No caso da Terra, temos uma composição de níquel - ferro. A Fig. 4.1 representa o interior dos planetas gasosos do Sistema Solar. Júpiter, por

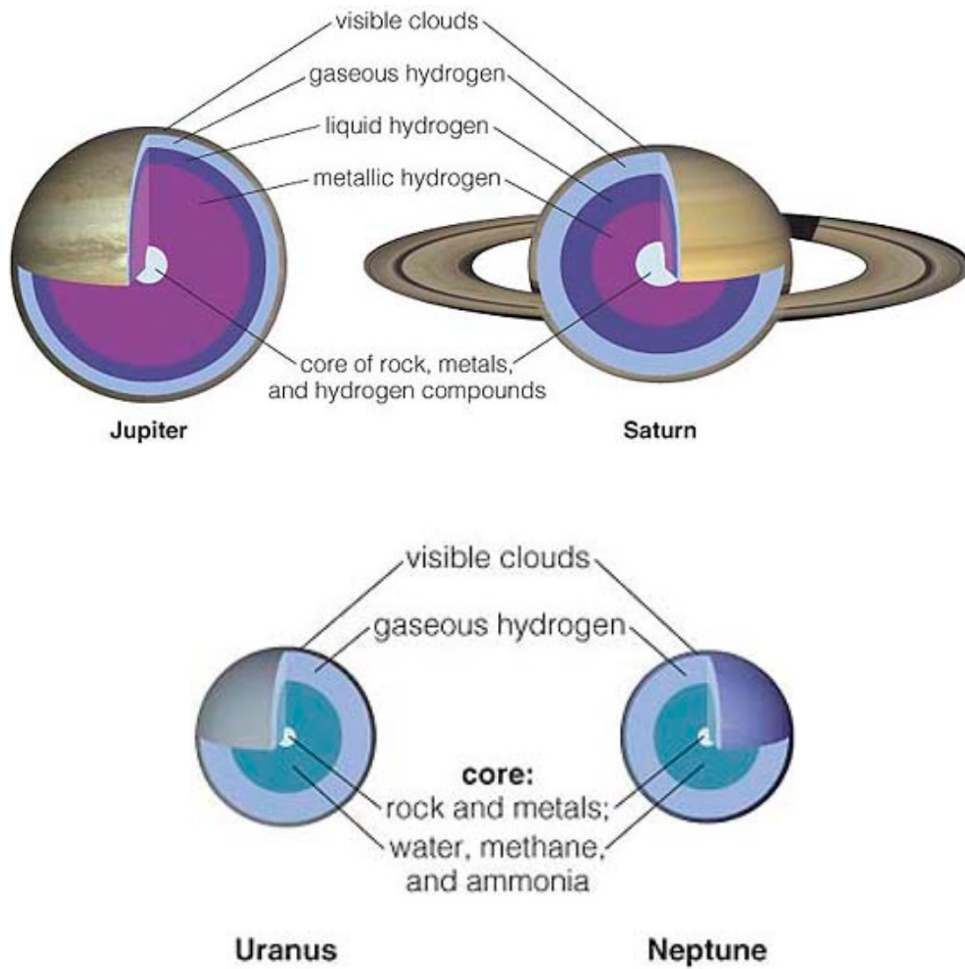


Figura 4.1: Representação do interior dos planetas gasosos do Sistema Solar.

Fonte: http://lasp.colorado.edu/education/outerplanets/images_giants/big/interior.jpg

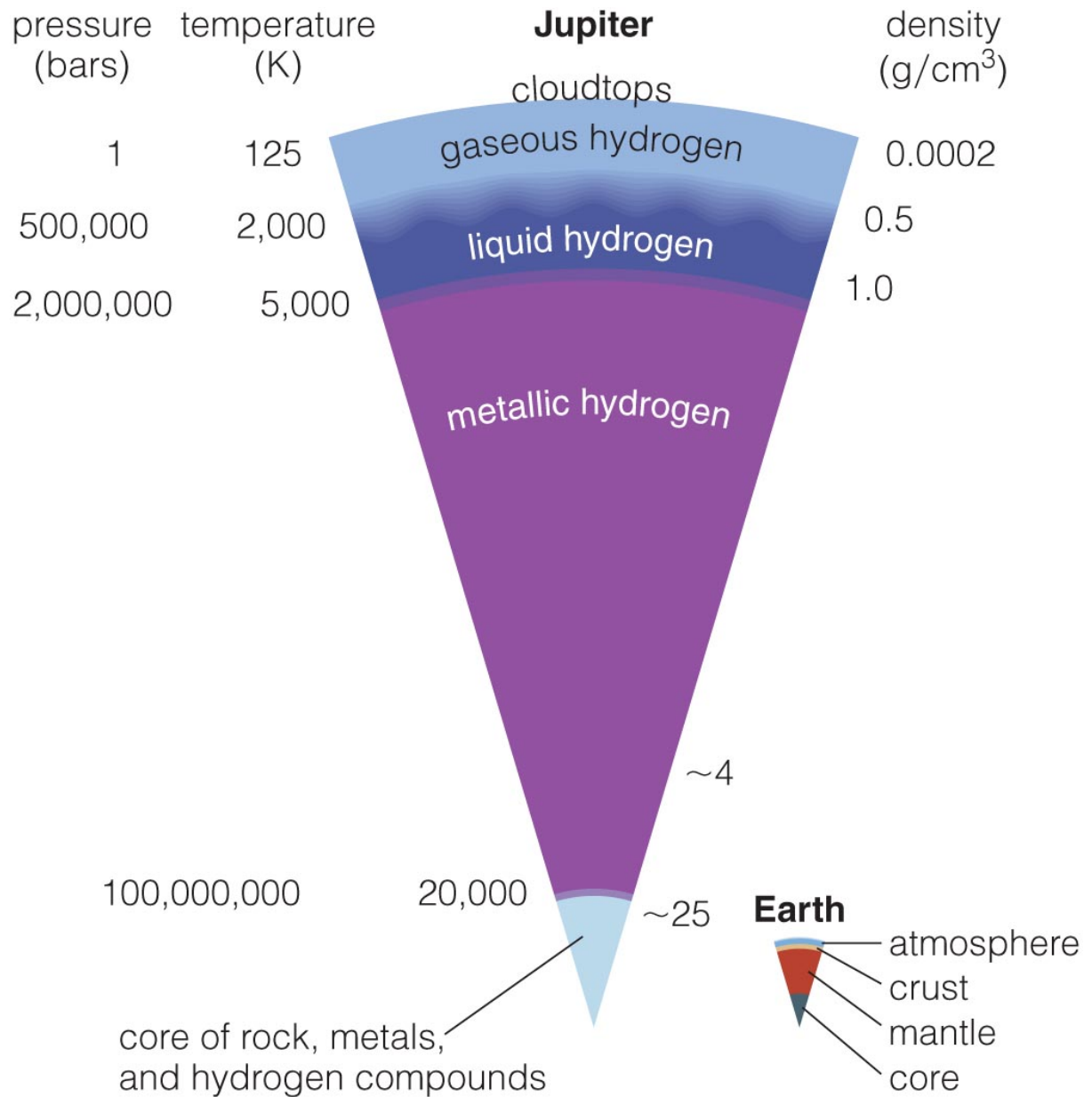


Figura 4.2: Representação do interior de Júpiter. A estrutura interna é completamente diferente dos planetas terrestres, conforme ilustrado, devido a composição predominante de hidrogênio. Isso é produto de sua formação nas regiões mais frias da nebulosa solar, dominada por sólidos de gelo, rico em H.

Fonte: <http://www.astro.virginia.edu/class/oconnell/astr121/im/jup-v-earth-interior-AW.jpg>

exemplo, apresenta a camada externa do núcleo composta por hidrogênio metálico. Nesta camada externa líquida existe uma diferença de composição e de temperatura de modo que movimentos convectivos são gerados. Eles produzem uma força eletromotriz, e esta, por indução, reforça o campo magnético. Neste campo magnético, em seguida, surgem movimentos de rotação e convecção, resultando num ciclo de retorno positivo. Para que o campo gerado seja suficientemente forte, as correntes em seu núcleo precisam fluir rapidamente e este apresentar convecção. Se um planeta gira muito lentamente ou se seu núcleo é muito viscoso, um campo magnético bastante forte pode ser criado. Portanto, o campo magnético de um planeta nos dar informações sobre sua estrutura interna.

No caso de um dínamo, o campo magnético é descrito através da equação de indução. Seja \vec{B} o vetor indução magnética, \vec{v} a velocidade relativa do fluido num dado ponto de referência do planeta e λ a difusividade magnética, definida como sendo $\lambda = 1/\mu_0\sigma$, em que μ_0 é a permeabilidade do vácuo e σ é a condutividade elétrica, temos que

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \vec{B} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (4.2)$$

Na equação 4.2 o primeiro termo é referente a condução e o segundo a convecção.

Para saber mais sobre as condições para que o dínamo planetário exista recomendamos a leitura de Stevenson (2003).

Além deste campo amplificado por um dínamo, um planeta também pode ter um campo gerado por indução, ou seja, produzido pela presença de um campo externo¹. Na presente tese não tomaremos em conta tal fenômeno.

4.1.2 Leis de escala para determinar o campo magnético

O exato mecanismo responsável pelo magnetismo planetário ainda não é completamente entendido. Por isto, ao longo dos anos, vários autores estudaram o com-

¹Por exemplo, no caso da Terra, correntes elétricas induzidas na ionosfera geram campos magnéticos

portamento magnético destes objetos através de leis de escala, levando em conta considerações teóricas ou relações empíricas. O objetivo dessas leis de escala é relacionar o momento magnético do planeta com seus parâmetros físicos básicos. Aqui, vamos resgatar algumas dessas relações, estabelecendo uma comparação entre elas a fim de validar nosso método para estimar os valores de momento magnético planetário. Para bem compreendê-las, é necessário uma breve revisão dos conceitos básicos e gerais de magneto-hidrodinâmica.

Sabemos que o comportamento do fluido de partículas dentro do núcleo planetário, girando com velocidade angular $\vec{\omega}$ é governado pela equação do movimento – equação de Navier-Stokes – que, em um sistema de coordenadas em rotação é dada por

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = \underbrace{2\rho \vec{v} \times \vec{\omega}}_{\text{Força de Coriolis}} + \underbrace{\rho \vec{\omega} \times (\vec{r} \times \vec{\omega})}_{\text{Força Centrífuga}} - \underbrace{\vec{\nabla} p}_{\text{Gradiente de Pressão}} + \underbrace{\frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B}}_{\text{Força de Lorentz}} - \underbrace{\rho \vec{\nabla} \Phi}_{\text{Densidade de "força" de origem gravitacional}} + \underbrace{\eta \Delta \vec{v} + \left(\eta + \frac{1}{3} \zeta \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})}_{\text{Forças devido a viscosidade}} \quad (4.3)$$

na qual, ρ , \vec{v} , \vec{r} , p , μ , \vec{B} , Φ são respectivamente, a densidade de massa de um dado elemento do fluido, a velocidade, a posição, a pressão, a permeabilidade magnética, o campo magnético e o potencial gravitacional. η e ζ são as constantes da viscosidade.

Para fins de estudo do campo magnético, a partir de leis de escala é comum considerarmos apenas duas diferentes contribuições para a geração do campo. Se um dínamo planetário for realmente forte, ele atuará em um regime de equilíbrio em que a força de Coriolis é aproximadamente igual a força de Lorentz, situação esta chamada *balanço magnetostrófico*.

Considerando este caso, no qual

$$-\frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} = 2\rho \vec{v} \times \vec{\omega}, \quad (4.4)$$

podemos ver que, através de uma simples comparação das grandezas envolvidas na equação 4.4, podemos escrever uma expressão simples para o campo magnético, dependente de poucos parâmetros, a saber, da densidade ρ_0 dentro da região do dínamo, do tamanho r_0 da região do dínamo, da viscosidade v_{conv} do fluido em movimento convectivo e do valor absoluto da velocidade de rotação $\omega = |\vec{\omega}|$. Assim, temos que, no caso de balanço magnetostrófico,

$$|\vec{B}|^2 = 2\mu_0\rho_0r_0\omega v_{conv} \quad (4.5)$$

No caso em que se negligencia as outras contribuições na equação 4.3, definindo a força de Coriolis para ser igual ao gradiente de pressão, dizemos que temos um *balanço geostrófico*. Assumimos ainda que, neste caso, o fluido é incompressível ($\rho = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$) e estacionário ($\partial\vec{v}/\partial t = \vec{0}$) e que a força centrífuga e gravitacional são desprezíveis. Feitas estas considerações, a equação 4.3 é simplificada de tal modo que a força de Lorentz é balanceada pela força inercial, ou seja,

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \frac{1}{\mu}(\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (4.6)$$

Assim, obtemos uma lei de escala para a intensidade do campo magnético da forma

$$|\vec{B}|^2 = \mu_0\rho_0v_{conv}^2 \quad (4.7)$$

Assumimos, em ambos os casos, o campo magnético de um dipolo², cuja intensidade, em primeira ordem e em coordenadas polares centradas sobre o planeta, é

$$B(r, \theta) = \frac{\mathcal{M}_{pl}}{r^3}(1 + 3 \text{sen } \theta) \quad (4.8)$$

na qual \mathcal{M}_{pl} é o momento magnético de dipolo do planeta.

²Valores típicos do campo, a r_0 , são $B_0 \sim 5\text{G}$ para júpiteres quentes, $B_0 \sim 15\text{G}$ para objetos tipo Júpiter e $B_0 \sim 30\text{G}$ para objetos com alta rotação (Sánchez-Lavega (2004)).

Pela equação 4.8, temos o momento magnético definido em termos da intensidade do campo e do raio do núcleo metálico r_0 ,

$$\mathcal{M}_{pl} \propto Br_0^3 \quad (4.9)$$

Assim, podemos reescrever as equações 4.5 e 4.7, de modo a descrever o momento magnético:

$$\mathcal{M}_{pl} \propto \begin{cases} \rho_0^{1/2} r_0^{7/2} \omega^{1/2} v_{conv}^{1/2} & \text{Magnetostrófico;} \\ \rho_0^{1/2} r_0^3 v_{conv} & \text{Geostrófico.} \end{cases} \quad (4.10)$$

4.1.2.1 Lei de escala baseada no número de Elsasser

Usando as definições matemáticas das forças de Coriolis e de Lorentz, e a razão entre elas – chamada *número de Elsasser*, $\Lambda \equiv |\vec{F}_c| / |\vec{F}_l|$ – é fácil perceber que a intensidade do campo magnético é dada por

$$B = \sqrt{2\omega\rho_0\mu_0\lambda\Lambda} \quad (4.11)$$

em que a densidade ρ_0 é aquela na superfície do núcleo metálico de raio³ r_0 , ou seja, $\rho = \rho(r_0) \equiv \rho_0$.

De fato, no regime de dínamo, o campo magnético dentro da região de amplificação do campo ocorre quando o número de Elsasser é da ordem de 1 (Stevenson (2003)), ou seja, a força de Coriolis é aproximadamente igual à força de Lorentz⁴. Assim, podemos assumir o número de Elsasser igual a 1 (incluímos a incerteza que isto provoca nas incertezas decorrentes das outras aproximações e considerações).

³Aqui, raio da região do dínamo, raio do núcleo e raio da região de convecção são usados como sinônimos.

⁴O número de Elsasser não varia muito entre os planetas do sistema solar. Por exemplo, no caso da Terra temos $\Lambda \sim 1$ e para Urano e Netuno é da aproximadamente 0,01.

Dessa forma, a intensidade do campo magnético na superfície do núcleo é

$$B = \sqrt{2\omega\rho_0\mu_0\lambda} \quad (4.12)$$

Assim, temos uma lei de escala da forma

$$B \propto \rho_0^{1/2}\omega^{1/2}\sigma^{-1/2} \quad (4.13)$$

em que σ é a condutividade elétrica no núcleo. Sánchez-Lavega (2004) estimou o campo magnético para planetas extrassolares usando esta lei de escala.

4.1.2.2 Mizutani et al. 1992

Devemos notar que a equação 4.13 foi derivada no trabalho de Mizutani, Yamamoto & Fujimura (1992), através de diferentes suposições de como a velocidade de convecção v_{conv} afeta uma lei de escala resultante de um balanço magnetostrófico. A velocidade de convecção é definida de modo a estar compreendida no intervalo

$$v_{conv} \in \left[\frac{1}{\mu_0\sigma r_0}, r_0\omega \right] \quad (4.14)$$

O limite superior significa que a velocidade de convecção escala com a velocidade de rotação do núcleo. Já o limite inferior foi obtido a partir da condição de que o número magnético de Reynolds⁵ R_m deve ser maior que 1. Os autores então argumentam que uma boa escolha é a média geométrica dos limites inferior e superior, de tal modo que

$$v_{conv} = \left(\frac{\omega}{\mu_0\sigma} \right)^{1/2} .$$

⁵O número magnético de Reynolds é definido como

$$R_m = \frac{|\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B})|}{|\eta(\nabla^2 \vec{B})|}$$

Substituindo este valor na equação 4.5, chegamos a uma lei de escala para o campo magnético da forma,

$$B \propto \rho_0^{1/2} r_0^{1/2} \omega^{3/4} \sigma^{-1/4} \quad (4.15)$$

Agora, levando em conta o limite inferior na Eq. (4.2), e substituindo na Eq. (4.5) obtemos que

$$B \propto \rho_0^{1/2} \omega^{1/2} \sigma^{-1/4} \quad (4.16)$$

Esta última sendo idêntica a lei de escala derivada por Stevenson (1983) para o caso dissipativo, entretanto isto é apenas coincidência.

4.1.2.3 Lei de Blackett

Blackett (1947) sugere que toda massa girando pode gerar um campo magnético, seguindo uma lei de escala do tipo

$$B \propto \rho_0 \omega r_0^2 \quad (4.17)$$

Arge, Mullan & Dolginov (1995) confirmam que existe uma relação de tal tipo entre o momento magnético e o *momentum* angular para uma amostra estatisticamente robusta, ainda que o próprio Blackett tenha retirado sua teoria em 1952, porque, embora a mesma se aplicasse muito bem a Terra, ao Sol e a estrela 78 Vir, a verificação experimental realizada pelo próprio autor não se mostrou satisfatória (Blackett (1952)). Cain et al. (1995) mostra que apesar disto o trabalho de 1947 de Blackett continua sendo usado exaustivamente na literatura. Sirag (1979) questiona a validade do experimento realizado por Blackett (1952), e acredita que a lei magnética de Bode é sim uma lei universal, cujas origens merecem ser melhor exploradas.

Um dos principais problemas decorrentes desta lei de escala é o alto expoente em r_0 , ao ser aplicada para planetas grandes e pesados, que é o caso dos gigantes gasosos.

4.1.2.4 Leis de escala para o momento magnético planetário: resumo

As leis de escala que descrevemos nas seções anteriores para o campo magnético pode ser expressas em termos de momento. Para tal, basta multiplicá-las por r_0^3 , assumindo um campo dipolar, conforme a Eq. 4.9, ou seja,

$$\mathcal{M}_{pl} \propto \begin{cases} \rho_0 r_0^5 \omega & \text{Blackett (1947) ;} \\ \rho_0^{1/2} \omega^{3/4} r_0^{7/2} \sigma^{-1/4} & \text{Mizutani et al. (1992, convecção moderada);} \\ \rho_0^{1/2} \omega^{1/2} r_0^3 \sigma^{-1/2} & \text{Mizutani et al. (1992, convecção lenta);} \\ \rho_0^{1/2} \omega^{1/2} r_0^3 \sigma^{-1/2} & \text{Sánchez-Lavega (2004).} \end{cases} \quad (4.18)$$

em que \mathcal{M}_{pl} é o momento de dipolo magnético planetário, r_0 é o raio da região do dínamo e ω é a velocidade angular da rotação planetária. Respectivamente, ρ_0 e σ são a densidade de massa e a condutividade elétrica dentro da região onde atua o dínamo.

Estas são as leis de escala que usaremos neste trabalho a fim de descrever a lei magnética de Bode. Um aspecto importante sobre a primeira destas leis, a chamada *lei de Blackett*, é que ela se baseou em hipóteses que foram, a princípio, refutadas experimentalmente pelo próprio autor (Blackett (1947, 1952)), Saul-Paul Sirag, do Centro de Pesquisa de Washington, escreveu:

It is widely believed that Blackett did a laboratory experiment which ruled out this equation. However, his huge experimental paper described a static test in which a 15-kg gold cylinder at rest was presumed to pick up an induced current (producing a small, but measurable, magnetic field) from the rotation of the earth.

Assim, para Sirag (1979), a lei magnética de Bode ainda não foi devidamente testada em laboratório.

Tabela 4.1: Valores adotados no melhor ajuste para determinar os valores de a e b na Eq. 4.19.

	$r_0(R_{\text{pl}})$	Ref.
Júpiter	0,9	Nellis (2000)
Saturno	0,5	Nellis (2000)
Urano	0,7	Hubbard (1984)
Netuno	0,75	Hubbard (1984)

4.1.2.5 Tamanho da região do dínamo

Um dos parâmetros desconhecidos no conjunto de equações 4.18 é o tamanho da região do dínamo, r_0 . Ele é um dos parâmetros mais importantes, dado seu elevado expoente, entretanto, mesmo para o Sistema Solar, este não é um parâmetro facilmente acessível a medidas. Alguns trabalhos na literatura encontram uma relação empírica para determinar o tamanho da região do dínamo apenas como função da massa do planeta (ver Curtis & Ness (1986)). Isto funciona bem, mas para planetas jovens é melhor considerar também o raio do planeta para estimar r_0 (ver Grießmeier et al. (2004)). Assim, temos uma lei de escala da forma

$$r_0 \propto M_{\text{pl}}^a R_{\text{pl}}^b \quad (4.19)$$

Este é o caso típico dos jupíteres quentes.

Grießmeier et al. (2004) derivou os valores de a e b para a Equação 4.19, obtendo a seguinte lei de escala

$$r_0 \propto M_{\text{pl}}^{0,75} R_{\text{pl}}^{-0,96} \quad (4.20)$$

Para tal, os valores de r_0 , M_{pl} e R_{pl} foram normalizados com os respectivos valores de Júpiter e em seguida, se fez um melhor ajuste para os planetas Saturno, Urano e Netuno. Os valores adotados no ajuste são mostrados na tabela 4.1.

É importante perceber que as equações Eq. 4.19 e Eq. 4.20 somente apresentam sentido físico se obedecerem a condição $r_0 \leq R_{\text{pl}}$, caso isto não seja levado em conta, os valores da região do dínamo e do momento magnético serão superes-

timados. É importante salientar que não são incluídos nesta análise os efeitos das irradiações estelares intensas.

4.1.3 Densidade da região do dínamo

A densidade dentro da região do dínamo, ρ_0 , é o próximo parâmetro necessário para estimar o momento magnético do planeta. Grießmeier et al. (2004) assume que ρ_0 é proporcional a densidade média do planeta, ou seja,

$$\rho_0 \propto \bar{\rho} = \frac{3M_{\text{pl}}}{4\pi R_{\text{pl}}^3} \quad (4.21)$$

Esta é uma boa aproximação para o caso de planetas maiores que Saturno, enquanto que para planetas gasosos menores se faz necessário incluir o tamanho do núcleo r_0 .

4.1.4 Período de rotação

Outro parâmetro que devemos estimar é a período de rotação do planeta. Dependendo da distância orbital do planeta e dos tempos para sincronização rotacional, temos três situações possíveis:

1. Para planetas com distâncias pequenas o suficiente para que o tempo de acoplamento de maré seja pequeno, ou seja, $\tau_{\text{sinc}} \leq 100$ mega-anos, o período de rotação do planeta é assumido para ser sincronizado com o seu período orbital. As medidas de frequência rotacional para os planetas gasosos são bem determinadas.
2. Planetas com $\tau_{\text{sinc}} \in [100\text{Ma}, 10\text{Ga}]$ podem ou não sofrerem acoplamento de maré, o que vai depender, entre outras coisas, da idade do sistema planetário, que geralmente é da ordem de alguns poucos giga-anos. Por isto, para o caso de um Júpiter quente, é razoável estimar o momento magnético no conjunto universo em que $\omega \in [\omega_f, \omega_J]$, sendo ω_J a frequência angular rotacional de Júpiter

e ω_f a frequência angular rotacional que o planeta terá quando estiver sincronizado. Em outras palavras, para um Júpiter quente se estima o momento magnético considerando como limite superior o caso em que não ocorre acoplamento de maré, e como limite inferior aquele em que ocorre.

3. Pela equação 3.5 vemos que, se o planeta estiver muito distante da estrela, então o tempo de sincronização será muito grande. Para planetas que tenham $\tau_{sinc} \geq 10$ Ga os efeitos de maré podem ser desprezados, e a frequência angular de rotação do planeta pode ser tomada para ser igual a frequência angular rotacional inicial ω_i . Podemos então assumir que $\omega_i = \omega_J$.

4.1.5 Condutividade da região do dínamo

Nos júpiteres quentes, o núcleo é formado basicamente de hidrogênio metálico, de modo semelhante a Júpiter. Portanto, vamos assumir que a condutividade na região do dínamo é idêntica a de Júpiter.

4.1.6 Leis de escala para momento magnético: limitações

Uma consideração importante que devemos ter sempre em mente quando trabalhamos com estas leis de escala é que elas se valem de expressões simples, baseadas apenas em poucos parâmetros planetários, para nos dar uma grandeza proporcional ao momento magnético planetário. Portanto, devemos encará-la com algumas reservas, afinal, o processo de dínamo responsável pela amplificação do campo magnético é um processo complexo, caótico e não linear, de tal modo que não podemos esperar que uma simples lei de escala descreva todo este processo.

Para determinar a validade de uma determinada lei, se faz necessário compará-la com algum parâmetro planetário conhecido. Um destes parâmetros é o *momentum* angular. Ou seja, a lei magnética de Bode. Russell (1978) faz um estudo sobre esta lei, que se apresenta em um gráfico log-log do *momento magnético* - *momentum an-*

gular. Este diagrama representa um bom teste para a verossimilhança das estimativas de momento magnético através do uso de uma dada lei de escala. Obviamente, como ambas estas variáveis são potências diferentes do raio planetário, é natural que alguma correlação apareça. No entanto, defendemos a tese de que esta correlação é mais do que um simples efeito geométrico. Blackett (1947) é o primeiro a derivar uma expressão que relaciona momento magnético \mathcal{M} com *momentum* angular \mathcal{L} . A partir de medidas feitas para o Sol, a Terra e a estrela 78 Vir, este autor propõe que a relação entre estas duas grandezas representa uma lei física. Ele cria o conceito de “magnetismo gravitacional” (também conhecido como Efeito de Blackett). Este efeito nada mais é do que a geração de um campo magnético devido a uma massa eletricamente neutra, em movimento de rotação. Sua magnitude é determinada por analogia a uma carga elétrica girando. Assim, temos que

$$\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}} = \beta \frac{\sqrt{\mathcal{G}}}{2c} \quad \text{emu} \quad (4.22)$$

$$\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}} = \beta \sqrt{\frac{\mathcal{G}}{4k}} \quad \text{S.I.} \quad (4.23)$$

Cain et al. (1995), usando o método de Monte Carlo, testa esta relação, e defende que ela surge sempre porque tanto o momento magnético quanto o *momentum* angular são potências do raio do objeto estudado. Já Arge, Mullan & Dolginov (1995) e Baliunas, Sokoloff & Soon (1996) examinado a conexão entre o *momentum* angular e o momento magnético para estrelas, encontram uma correlação significativa entre as duas grandezas, ao contrário do trabalho de Cain et al. (1995). É válido observar que ambos os estudos são consistentes com o uso de leis que se baseiam em efeitos geométricos. Entretanto, consideramos que isto não é suficiente para afirmar que a relação entre o momento magnético e a rotação não possua uma origem física.

Um outro aspecto a ser considerado é a variabilidade do campo magnético planetário. No caso da Terra, por exemplo, sabemos que existe um desvio de um fator de dois nas medidas apresentadas, que é atribuído à variação secular. Por isso, podemos assumir que as leis de escala não são perfeitamente calibradas.

Stevenson (1983) mostra sua preocupação pelo uso de leis de escala, argumentando que os planetas não são similares o suficiente para que uma única, universal lei de escala se aplique a cada um deles. Obviamente, as leis de escala somente funcionam se considerarmos o mesmo processo dínamo atuando na amplificação do campo. Por isto, uma lei de escala razoável deve preencher alguns requisitos (Stevenson (1983)):

- Estabelecer um intervalo de validade claro;
- Verificar se existe energia disponível suficiente para sustentar cada valor de intensidade do campo derivado;
- Evidenciar a conexão entre os campos toroidal e poloidal.

As leis apresentadas aqui não apresentam estes fatores claramente. Um caminho que poderia ser adotado, seria usar leis de escala baseadas na energia disponível e não em balanço de forças. Infelizmente, para o caso dos planetas extrassolares ainda não é possível separar as contribuições do fluxo do aquecimento interno da irradiação estelar.

Assim, as leis de escala não apresentam um valor preciso do momento magnético planetário (Grießmeier (2006)), mas sim um limite superior para o momento de dipolo paralelo ao eixo de rotação do planeta. Apesar das limitações, estas leis de escala são uma poderosa ferramenta para estimar quantidades que não são acessíveis a medidas. Obviamente, futuras observações podem jogar uma nova luz sobre o quão válido são estes estudos.

4.2 Momento magnético estelar

Anteriormente vimos que, por definição, o momento magnético de um dado corpo celeste é função da intensidade de seu campo magnético e da terceira potência de seu raio. Borra & Landstreet (1980) deriva valores de campo magnético a partir de observação de extremos no campo longitudinal, de modo que $B_e(\min, \max) = 0,316B_p \cos(\beta \pm i)$. Infelizmente, não dispomos de dados na literatura para os campos B_p das nossas estrelas com planetas, de modo a formar uma amostra estatisticamente consistente.

Por outro lado, Baliunas, Sokoloff & Soon (1996) utiliza uma relação empírica para estimar o momento magnético estelar para uma amostra de estrelas da sequência principal, a partir de valores de fluxo de cálcio dadas por Mount Wilson. Sabemos que a emissão de Ca II é um indicador de campo magnético. Assim, o momento magnético estelar é aproximado por

$$\mathcal{M}_* = \langle \mathcal{R}_{\text{HK}} \rangle R_*^3, \quad (4.24)$$

em que R_* é o raio estelar e \mathcal{R}_{HK} o indicador de fluxo de cálcio discutido na Sec. 3.3.3.

Dado nosso objetivo no presente trabalho, vamos utilizar esta mesma lógica em nossas estimativas para os momentos magnéticos das estrelas com planetas, tendo sempre em mente que este não corresponde ao valor real do momento magnético, mas sim a uma grandeza diretamente proporcional ao mesmo.

4.3 *Momentum angular*

Consideremos um sistema de dois corpos, separados por uma distância r , cuja equação do movimento relativo pode ser simplificada para

$$\ddot{\mathbf{r}} + \frac{Gm}{r^3} \mathbf{r} = 0 \quad (4.25)$$

em que a massa do objeto cuja órbita se deseja estudar é muito menor do que a massa m do objeto que ele orbita, de modo que pode-se desprezar a massa deste objeto. Considere ainda que estamos trabalhando com um corpo rígido, de tal modo que a velocidade linear v de um dado elemento de massa dm se relaciona diretamente com a distância r a que ele se encontra do eixo de rotação, $v = w \cdot r$. Assim, olhando para a energia cinética de rotação deste corpo, podemos encontrar o modo como a massa é distribuída em torno do eixo de rotação, ou seja, a sua inércia rotacional, ou momento de inércia \mathcal{I} . Para corpos extensos, temos então que

$$\mathcal{I} = \int r^2 dm \quad (4.26)$$

A força perpendicular ao eixo de rotação a ser exercida sobre um corpo, girado de um dado ângulo de sua posição de equilíbrio, para que ele retorne a sua posição inicial, provocará neste corpo um momento rotacional, ou torque \mathcal{T} , ao qual está associado um *momentum angular* \mathcal{J} , de tal forma que:

$$\mathcal{T} = \frac{d\mathcal{J}}{dt}, \quad (4.27)$$

Este *momentum angular* depende da geometria do corpo com respeito ao seu eixo de rotação e da sua velocidade, isto é,

$$\mathcal{J} = \mathcal{I} \cdot \omega \quad (4.28)$$

em que o *momentum* angular fica expresso como função do momento de inércia \mathcal{I} e da velocidade angular ω .

4.3.1 *Momentum* angular estelar

Vamos assumir que uma estrela rotaciona uniformemente como um corpo sólido. O seu *momentum* angular é definido, então, conforme a equação 4.28,

$$\mathcal{J}_\star = \mathcal{I}_\star \omega_\star \quad (4.29)$$

em que \mathcal{I}_\star é o seu momento de inércia e ω_\star sua velocidade angular. O momento de inércia é definido de acordo com a distribuição de massa da estrela M_\star , como

$$\mathcal{I}_\star = C_i M_\star R_\star^2 \quad (4.30)$$

em que o coeficiente C_i é um fator numérico que depende da distribuição de massa do objeto, variando assim durante a evolução estelar. Se considerarmos a estrela como uma esfera uniforme, teremos $C_i = 0,4$, que é, em boa aproximação, apropriado para o estudo de pulsares e anãs brancas, já que estes são objetos compactos. Para estrelas tipo solar, o valor desse coeficiente é da ordem de 0,1. Para estrelas gigantes, menor que 0,1 (Arge, Mullan & Dolginov (1995)). Para o Sol, em seu presente estágio evolutivo, $C_i = 0,059$ (Cox (2000)).

Nesta tese, vamos assumir uma quantidade simplificada, proporcional ao *momentum* angular, definida como

$$\frac{\mathcal{J}_\star}{C_i} \equiv \mathcal{L}_\star = 2\pi \frac{M_\star R_\star^2}{\mathcal{P}_{\star,rot}} \quad (4.31)$$

na qual $\mathcal{P}_{\star,rot}$ é o período de rotação estelar, igual a $2\pi/\omega_\star$. Assim, tratamos todas as nossas estrelas como se tivessem idêntico C_i . M_\star e R_\star são, respectivamente, a massa e o raio estelar.

4.3.2 *Momentum* angular planetário

Na Seção 4.3.1 encontramos uma equação para o *momentum* angular de uma estrela. Consideremos agora um planeta tipo Júpiter de raio R_{pl} e massa M_{pl} , com um período de rotação de $\mathcal{P}_{pl,rot}$. Usando as mesmas argumentações usadas para as estrelas, podemos dizer que

$$\mathcal{L}_{pl} = 2\pi \frac{M_{pl} R_{pl}^2}{\mathcal{P}_{pl,rot}} \quad (4.32)$$

em que $\mathcal{P}_{pl,rot}$ é o período de rotação do planeta, igual a $2\pi/\omega_{pl}$.

Para encontrar o período de rotação do planeta, consideramos a obliquidade $\epsilon = 0$, e podemos usar a expressão dada por Correia & Laskar (2010)

$$\frac{\mathcal{P}_{orb}}{\mathcal{P}_{pl,rot}} = \frac{1 + 15e^2/2 + 45e^4/8 + 5e^6/16}{(1 + 3e^2 + 3e^4/8)(1 - e^2)^{3/2}} \quad (4.33)$$

em que \mathcal{P}_{orb} é o período orbital do planeta.

Um outro caminho para encontrar o valor da velocidade angular de rotação do planeta é considerar a sincronização da mesma, que ocorre após o acoplamento de maré. Assim, pelas leis de Kepler, temos que a frequência angular planetária ω_{pl} será função da massa estelar M_* e do semieixo maior da órbita a , conforme a equação 3.1:

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{M_* \mathcal{G}}{a^3}} \quad (4.34)$$

Capítulo 5

Resultados e discussão

Magnetic fields are to
astrophysicists what sex is to
psychoanalysts.

Henk van de Hulst

5.1 Amostra de trabalho

As diferentes questões tratadas nesta tese dependem de vários parâmetros físicos, tanto planetários quanto estelares, de modo que o tamanho da amostra trabalhada está relacionada diretamente com a existência ou não de valores para todos os parâmetros necessários. Os fatores que mais limitaram nossa amostra foram as medidas de fluxo de cálcio para as estrelas hospedeiras e o raio planetário. Um aspecto que também levamos em conta foi o tipo do planeta estudado: somente trabalhamos com os júpiteres quentes e com as superterras, ou seja, planetas que possuem núcleos similares a Júpiter ou a Terra, de tal modo que podemos inferir sobre a composição interna dos mesmos. Esta escolha não foi arbitrária, mas seguiu um critério de objetividade na hora de estimarmos os momentos magnéticos e os *momentum* angulares.

No momento em que definimos nossa amostra existiam 695 planetas extrasso-

lares catalogados, dentre os quais 659 possuíam semieixos determinados. A partir desta amostra selecionamos 208 planetas extrassolares que estão a distâncias menores que 0,1 UA da sua estrela hospedeira, entretanto, três dentre eles não possuem massas determinadas e 59 possuem massas abaixo da massa de Saturno. Dentre os 146 potenciais júpiteres quentes restantes da amostra 25 não possuem raios determinados ainda. Aqui estamos interessados somente em planetas que orbitam estrelas da sequência principal e que possuam valores de $\log \mathcal{R}'_{HK}$ determinados na literatura, de modo que nossa amostra final de júpiteres quentes é formada por 50 planetas (Fig. 1.2).

Quanto a escolha das superterras, no momento em que definimos nossa amostra existiam 51 planetas com massa menor que 10 massas terrestres catalogados dentre as quais, infelizmente, somente 3 possuíam raios determinados e medidas para fluxo de cálcio, de modo que ficamos com apenas 3 superterras em nossa amostra final.

A Fig. 5.1 apresenta o diagrama HR para as estrelas hospedeiras de nossa amostra, enquanto a Fig. 5.2 ilustra o diagrama semieixo - massa para os planetas extrassolares da amostra, separados por tipos espectrais: nossa amostra final é composta por estrelas F, G e K, sendo que as superterras estão todas em torno de estrelas tipo K. Mostramos ainda, na Fig. 5.1 e na Fig. 5.4 a distribuição por classes de luminosidade e por tipos espectrais para todos os planetas conhecidos no momento em que definimos nossa amostra, a fim de ilustrar que a maior parte dos planetas descobertos o são em torno de estrelas da sequência principal, com tipos espectrais F, G e K. Observamos ainda que existe uma considerável quantidade de estrelas sem tipos espectrais e/ou classes de luminosidade determinados na literatura. Nesta tese, isto não criou um problema na hora de definir a amostra.

A Tabela C.1 (Apêndice C) fornece a lista de objetos selecionados neste trabalho, incluindo as três superterras: 55 Cnc e, CoRoT-7 b e HD 97658. Os parâmetros planetários foram retirados da *Enciclopédia dos Planetas Extrassolares*¹, mantida por

¹<http://exoplanet.eu/catalog.php>

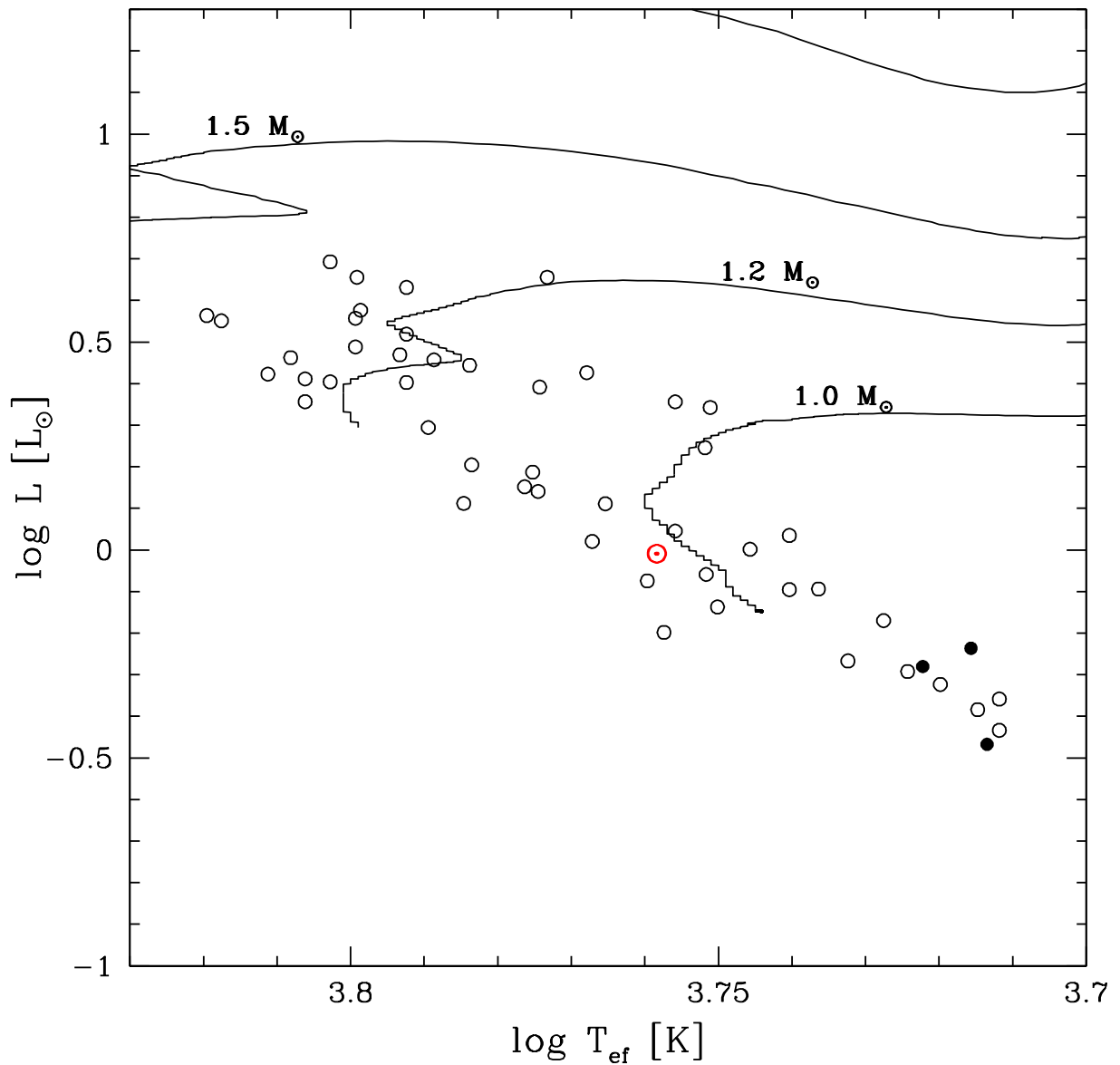


Figura 5.1: Diagrama de Hertzsprung-Russell para as estrelas de nossa amostra. Os símbolos fechados representam as estrelas que hospedam as superterras, enquanto os símbolos abertos representam as estrelas hospedeiras dos júpiteres quentes. O Sol é representado por \odot , para fins comparativos. Os traçados evolutivos são de do Nascimento Jr. et al. (2000).

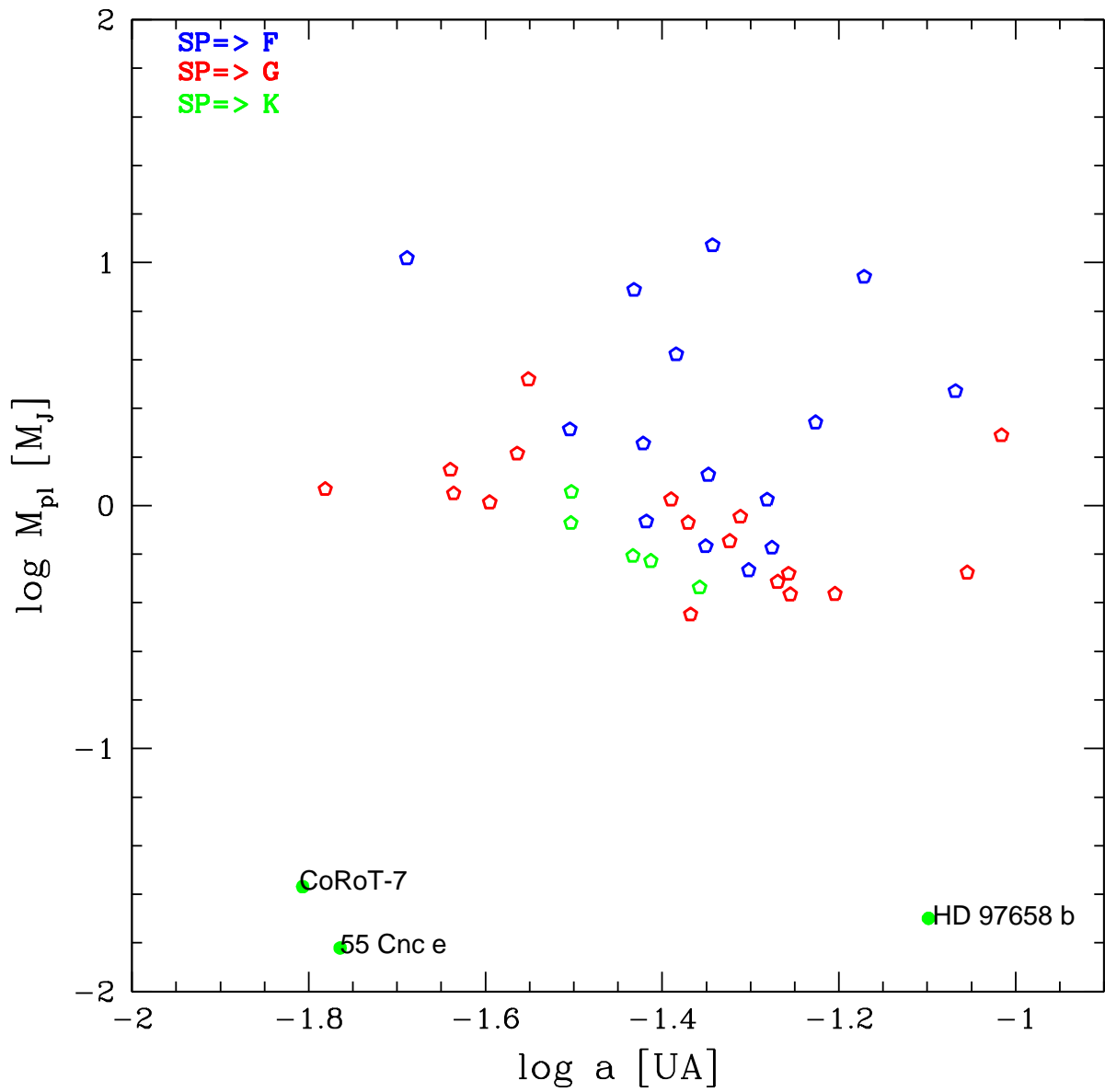


Figura 5.2: Diagrama $a - M_{pl}$ para os planetas extrassolares de nossa amostra: 50 júpiteres quentes (símbolos abertos) e 3 superterras (símbolos fechados).

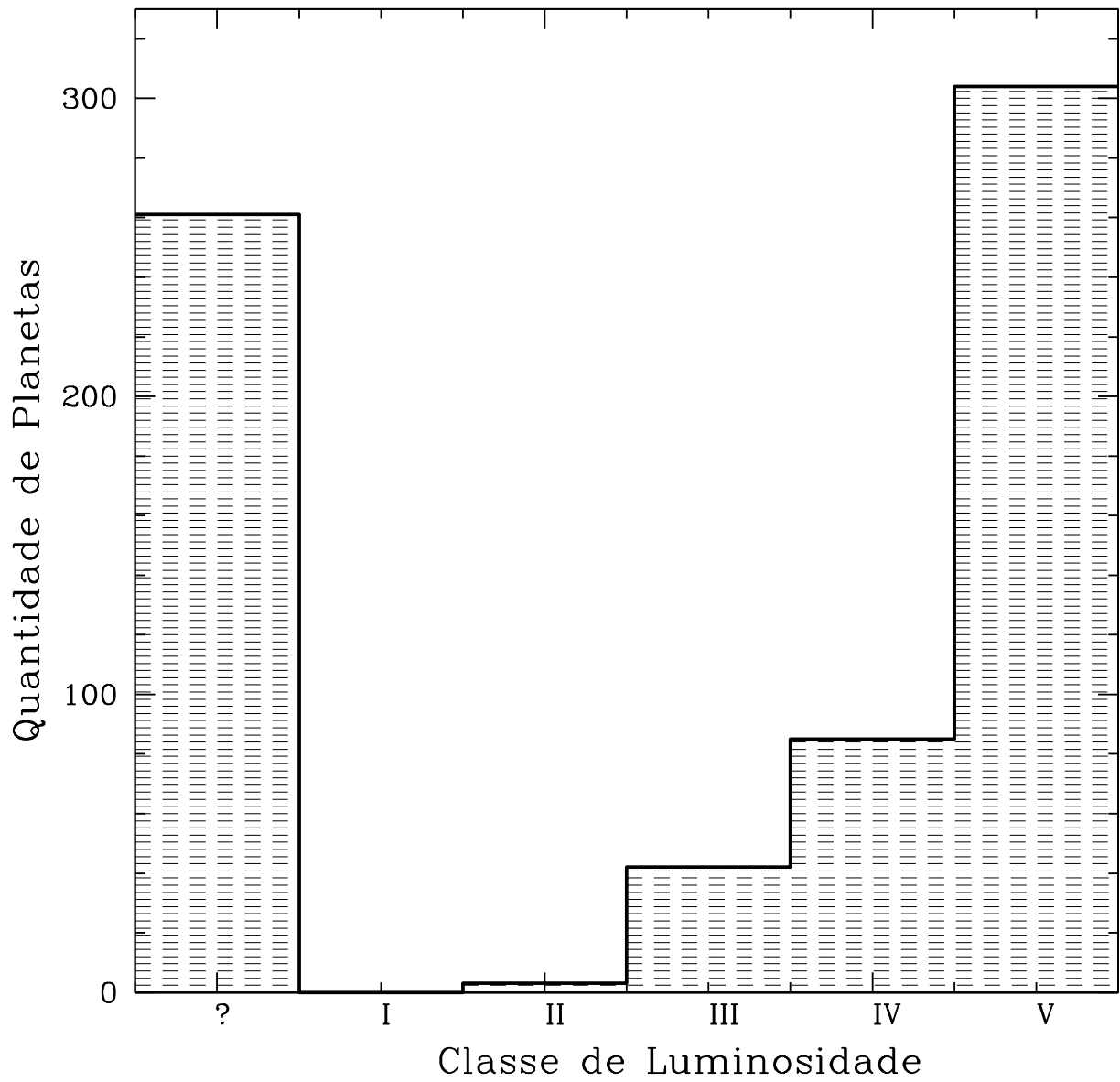


Figura 5.3: *Direita acima:* Distribuição de todos os planetas encontrados até o momento por classes de luminosidade.

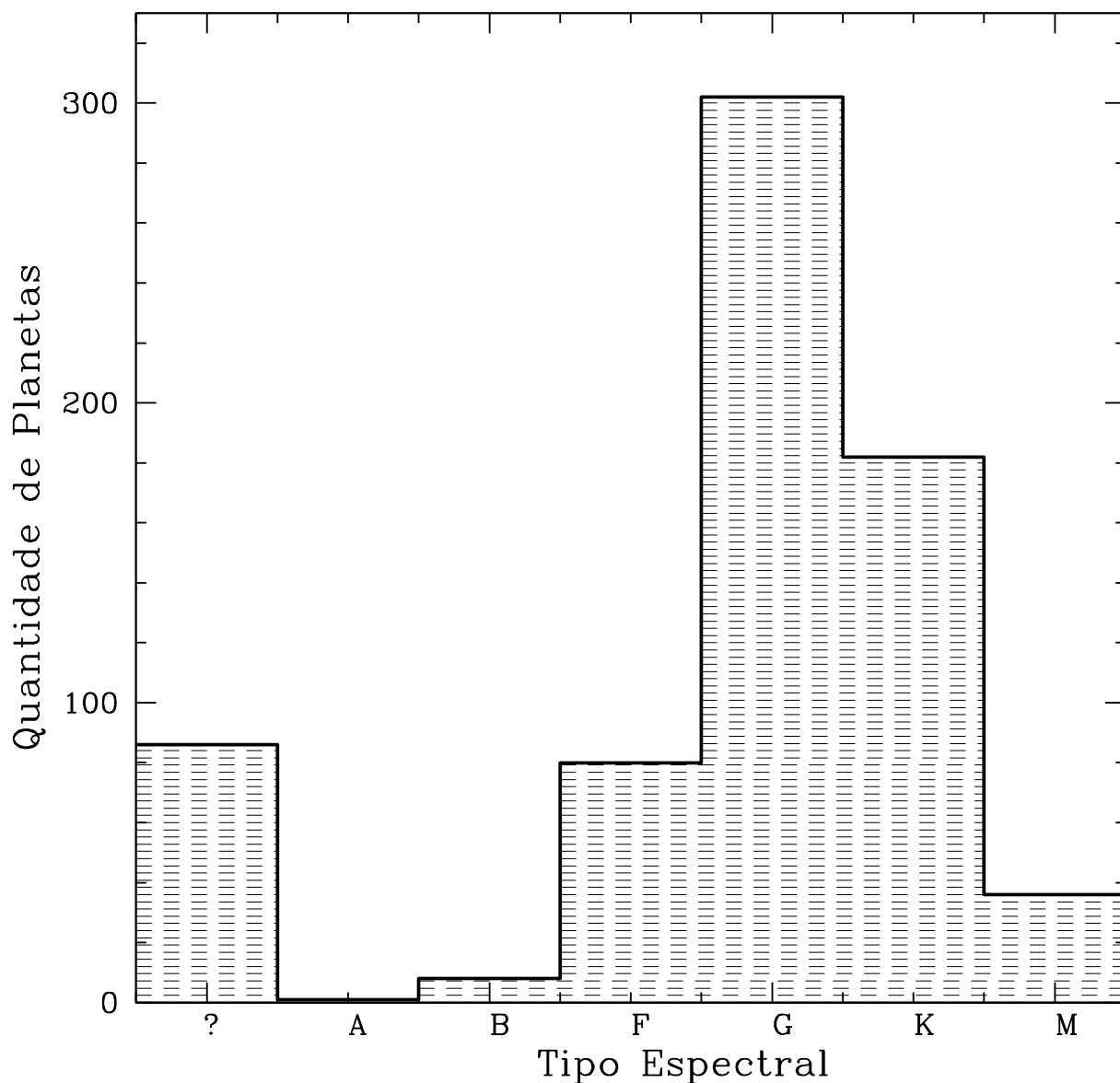


Figura 5.4: Distribuição de todos planetas encontrados até o momento por tipos espectrais. Em ambos os gráficos, o ponto de interrogação “?” indica que as estrelas que hospedam estes planetas não possuem o tipo espectral (ou a classe de luminosidade) definidos na literatura.

Jean Schneider (Schneider et al. (2011)). Os parâmetros estelares retirados desta Enciclopédia são: massa, raio e temperatura efetiva. Observe que em nossa análise necessitamos de uma medida de fluxo de cálcio para as estrelas hospedeiras de planetas, o que também foi um fator limitante para o tamanho da amostra. Os indicadores de cálcio foram obtidos da literatura e as referências podem ser encontradas na Tabela D.1 (Apêndice D). Selecionamos também uma amostra para comparação (ver Tabela F.1, Apêndice F), composta por 126 estrelas F, G e K sem planetas detectados até o presente momento, todas da sequência principal. Estas estrelas foram selecionadas a partir do catálogo SPOCS (Valenti & Fischer (2005)), de onde tiramos todos os parâmetros necessários para nossa análise. Veja a tabela F. Esta amostra comparativa é importante pois a usamos como controle para verificar que propriedades estelares são afetadas pela presença de um planeta.

5.2 Atividade cromosférica

Como vimos na Seção 3.3.3, o índice de cálcio $\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$ nada mais é que uma função do índice de cor $(B - V)$ da estrela. Entretanto, quando olhamos para os valores de $(B - V)$ para as estrelas da nossa amostra, observamos que vários destes valores dados na literatura não são compatíveis com a temperatura efetiva e o tipo espectral. Por esta razão, adotamos para algumas das nossas estrelas os valores de índice de cor dados por Knutson, Howard & Isaacson (2010). Além disso, em nossa amostra temos valores de \mathcal{R}'_{HK} para todos os objetos, entretanto é importante salientar que os valores de \mathcal{R}'_{HK} e \mathcal{S}_{HK} somente são calibrados para $(B - V)$ entre 0,5 e 1,4. Obviamente, os valores fora deste intervalo de índice de cor devem ser tratados com prudência. Os objetos para os quais isto ocorre são apresentados na tabela 5.1.

Tabela 5.1: Objetos de nossa amostra que se encontram fora do intervalo ideal de $(B - V)$ para estimativas do fluxo de cálcio usando as equações Eq. 3.9 e Eq. 3.12.

Planeta	M_{pl} M_J	R_{pl} R_J	a UA	Tipo Espectral	$(B - V)$
HAT-P-2 b	$8,74 \pm 0,26$	$0,951^{+0,039}_{-0,053}$	$0,0674 \pm 0,00081$	F8	$0,463 \pm 0,016$
HAT-P-6 b	$1,057 \pm 0,119$	$1,33^{+0,061}_{-0,061}$	$0,05235 \pm 0,00087$	F	0,41
HAT-P-7 b	$1,8 \pm 0,063$	$1,421^{+0,144}_{-0,097}$	$0,0379 \pm 0,0004$		$0,44^a$
HAT-P-9 b	$0,67 \pm 0,08$	$1,4 \pm 0,06$	$0,053 \pm 0,002$	F	$0,48^a$
WASP-14 b	$7,725^{+0,43}_{-0,67}$	$1,259^{+0,08}_{-0,058}$	$0,037 \pm 0,001$	F5V	$0,449 \pm 0,003$
WASP-15 b	$0,542 \pm 0,05$	$1,428 \pm 0,077$	$0,0499 \pm 0,0018$	F7	0,4
WASP-18 b	$10,43 \pm 0,4$	$1,165 \pm 0,077$	$0,02047 \pm 0,00038$	F6	$0,49 \pm 0,015$
WASP-3 b	$2,06 \pm 0,13$	$1,454 \pm 0,084$	$0,0313 \pm 0,0001$	F7V	$0,44 \pm 0,01$
XO-3 b	$11,79 \pm 0,59$	$1,217 \pm 0,073$	$0,0454 \pm 0,00082$	F5V	$0,46^a$
XO-4 b	$1,72 \pm 0,2$	$1,34 \pm 0,048$	$0,0555 \pm 0,0011$	F5V	$0,47^a$

^a Os valores de $(B - V)$ para estas estrelas foram retirados de Knutson, Howard & Isaacson (2010), pelas mesmas razões apresentadas em seu trabalho.

Na Fig. 5.5 mostramos os valores de \mathcal{R}'_{HK} como função da temperatura efetiva T_{ef} tanto para a amostra de estrelas hospedeiras de planetas quanto para a amostra comparativa. Observamos que não existe nenhuma diferença no comportamento dessas amostras: estão igualmente distribuídas em intervalos de temperatura efetiva e de fluxo de cálcio. Isto dar-nos segurança para usar esta amostra de comparação.

Na Fig. 5.6 mostramos $\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$ versus $(B - V)$ tanto para as estrelas hospedeiras de planetas quanto para a nossa amostra de comparação. Não observamos

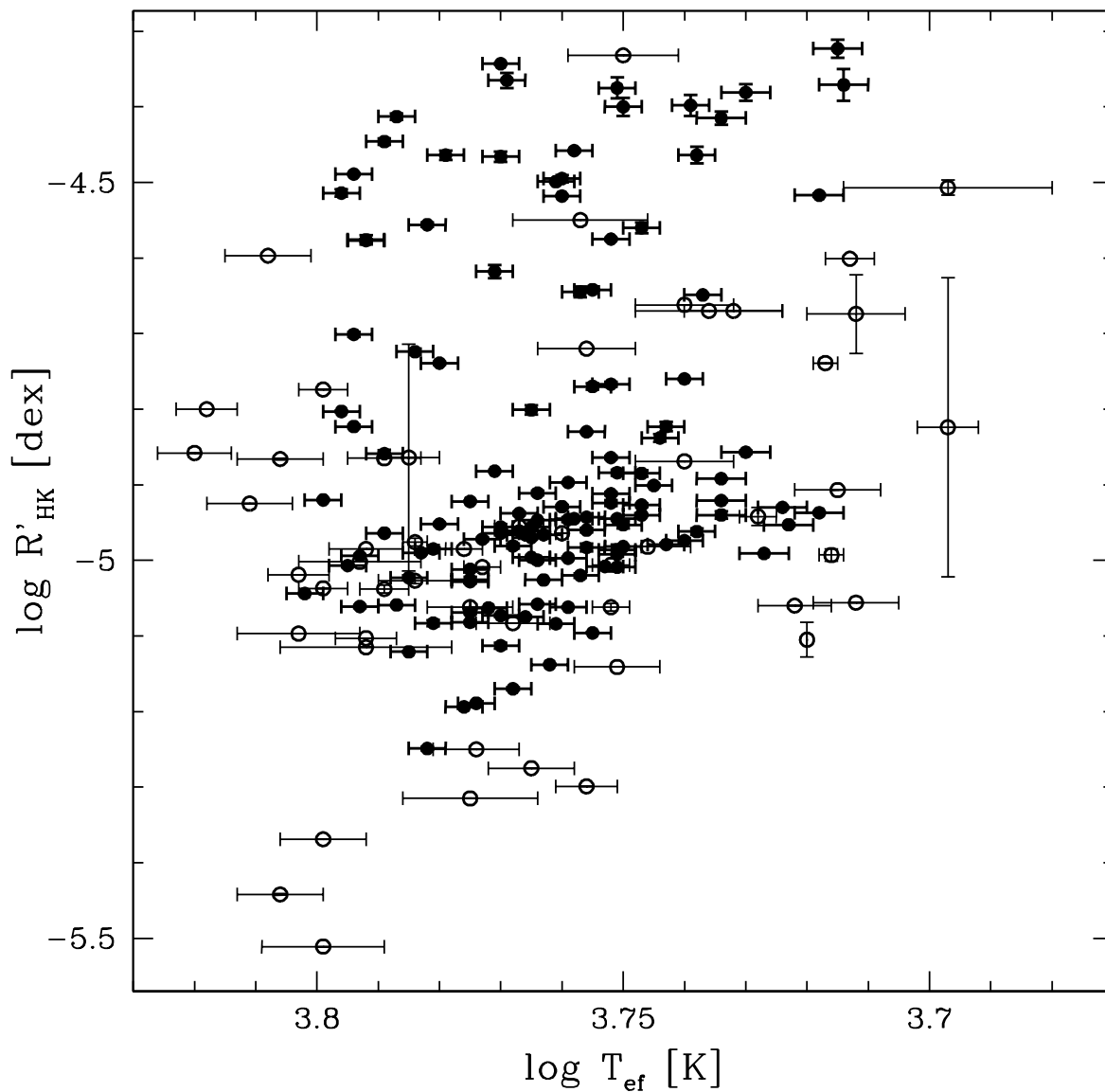


Figura 5.5: Atividade cromosférica como função da temperatura efetiva. Os símbolos fechados representam as estrelas sem planetas detectados até o momento (126 objetos), enquanto os símbolos abertos representam nossa amostra de estrelas com planetas (53 objetos).

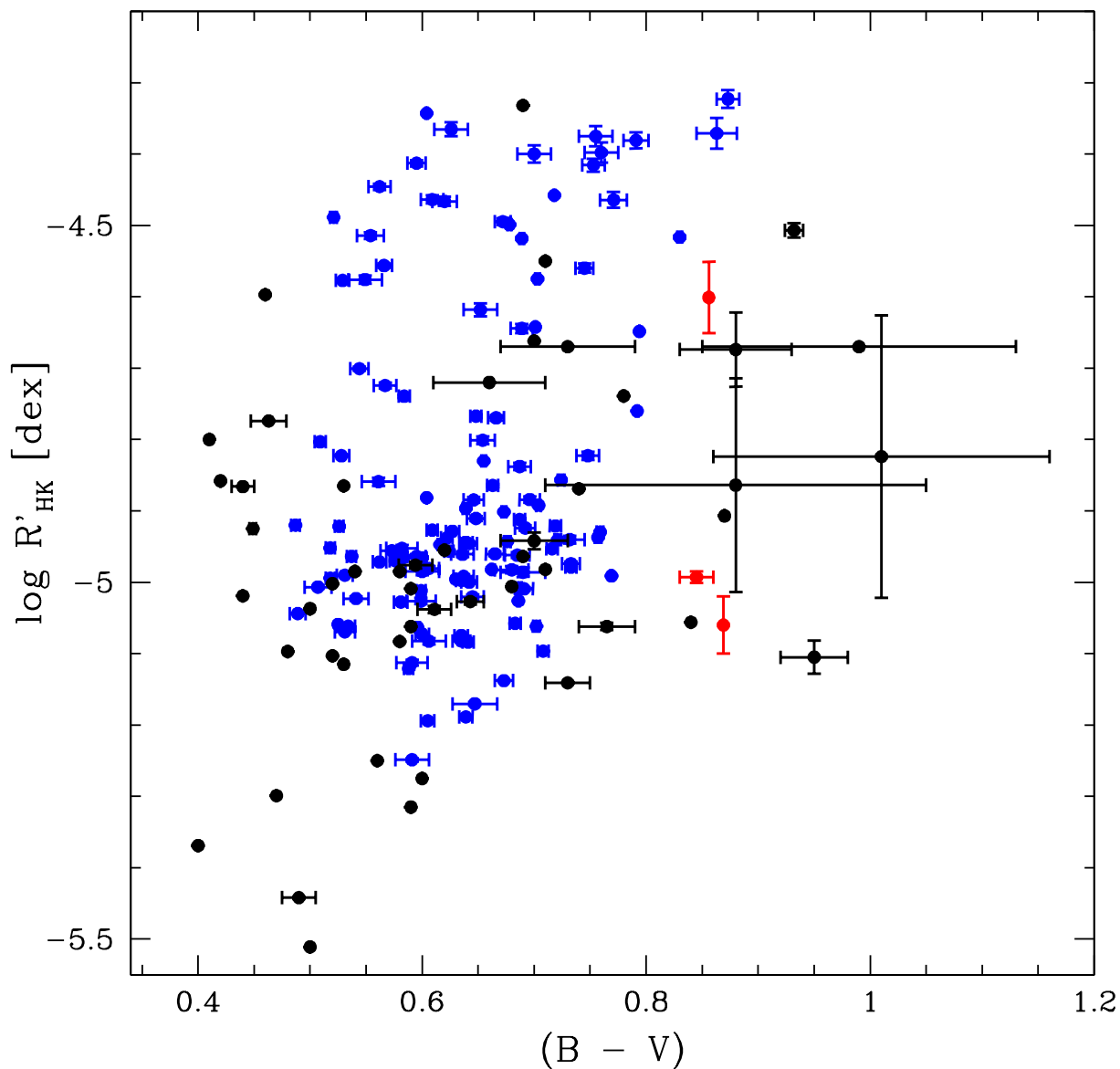


Figura 5.6: Indicador da atividade cromosférica $\log R'_{\text{HK}}$ como função do índice de cor $(B - V)$. As superterras são assinaladas em vermelho, os júpiteres quentes, em preto e as estrelas sem planetas detectados, em azul.

nenhuma diferença marcante entre as duas amostras, ambas seguindo a tendência de crescimento do indicador de atividade cromosférica com o aumento do índice de cor.

Para controle mais sólido desta análise comparativa realizamos um teste K - S sobre as distribuições de \mathcal{R}'_{HK} em ambas as amostras (veja Apêndice A para detalhes sobre este teste estatístico).

A Fig. 5.7 mostra a distribuição cumulativa para a amostra de estrelas com planetas e aquela composta por estrelas sem planetas detectados até o momento. Observando esta figura, verificamos que estas duas amostras apresentam uma probabilidade de divergência ($D = 0,24$) de 16%, o que apenas reforça a discussão feita em Canto Martins et al. (2011) sobre a não existência de evidência clara de que a presença de um planeta em torno de uma estrela contribua para um aumento em sua atividade.

É importante salientar que nossa amostra de planetas extrassolares é composta unicamente por planetas próximos à estrela hospedeira, conforme ilustrado na Fig. 5.8. Nela observamos que o comportamento do indicador de atividade cromosférica é bastante similar ao comportamento do indicador de atividade coronal, quando fazemos a comparação entre a Fig. 5.8 e a Fig. 5.9 (uma reprodução da Fig. 5 de Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010)).

O mesmo comportamento é visto na Fig. 5.10, na qual fizemos o indicador do fluxo de cálcio como função do produto da massa planetária com o inverso da distância orbital. O estudo de Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010) é sobre luminosidade de raio-X e indicador de atividade em raio-X. Os autores mostram que não existe evidências que atestem um aumento na atividade coronal induzida pela presença de uma planeta próximo à estrela. Conforme mostra Das Chagas em sua dissertação, tanto o comportamento visto nas figuras Fig. 5.8 e Fig. 5.10, quanto aquele visto na Fig. 5.9, deve ser atribuído a efeitos de seleção amostral. Para maiores detalhes deste resultado em particular recomendamos a leitura de Das Chagas (2010) e nosso

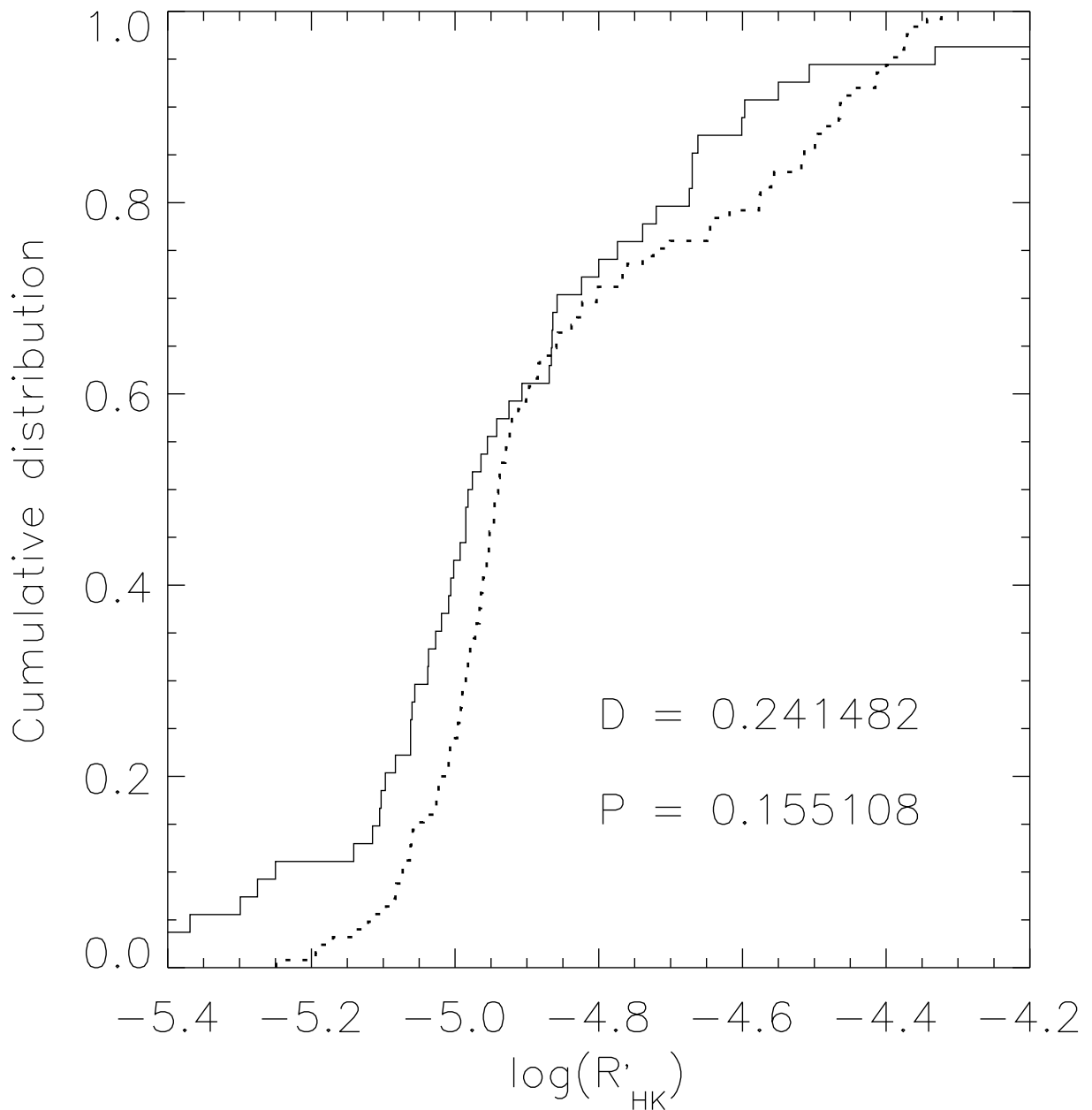


Figura 5.7: Distribuição cumulativa do indicador da atividade cromosférica $\log R'_{HK}$ para as estrelas com planetas (curva sólida) e as estrelas sem planetas (curva tracejada). A probabilidade P de que ambas as amostras venham de uma mesma distribuição é de aproximadamente 16% para uma divergência máxima de 0,24.

trabalho de 2011 (Canto Martins et al. (2011)).

Resumindo, no que concerne à atividade estelar como produto da presença de um planeta, nossa análise corrobora os trabalhos de Das Chagas (2010) e (Canto Martins et al. (2011)): mostramos que nenhuma clara evidência é encontrada no comportamento de $\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$ que possa ser atribuída a interação estrela - planeta. Inclusive, o enriquecimento da atividade cromosférica pode ser um processo meramente estelar.

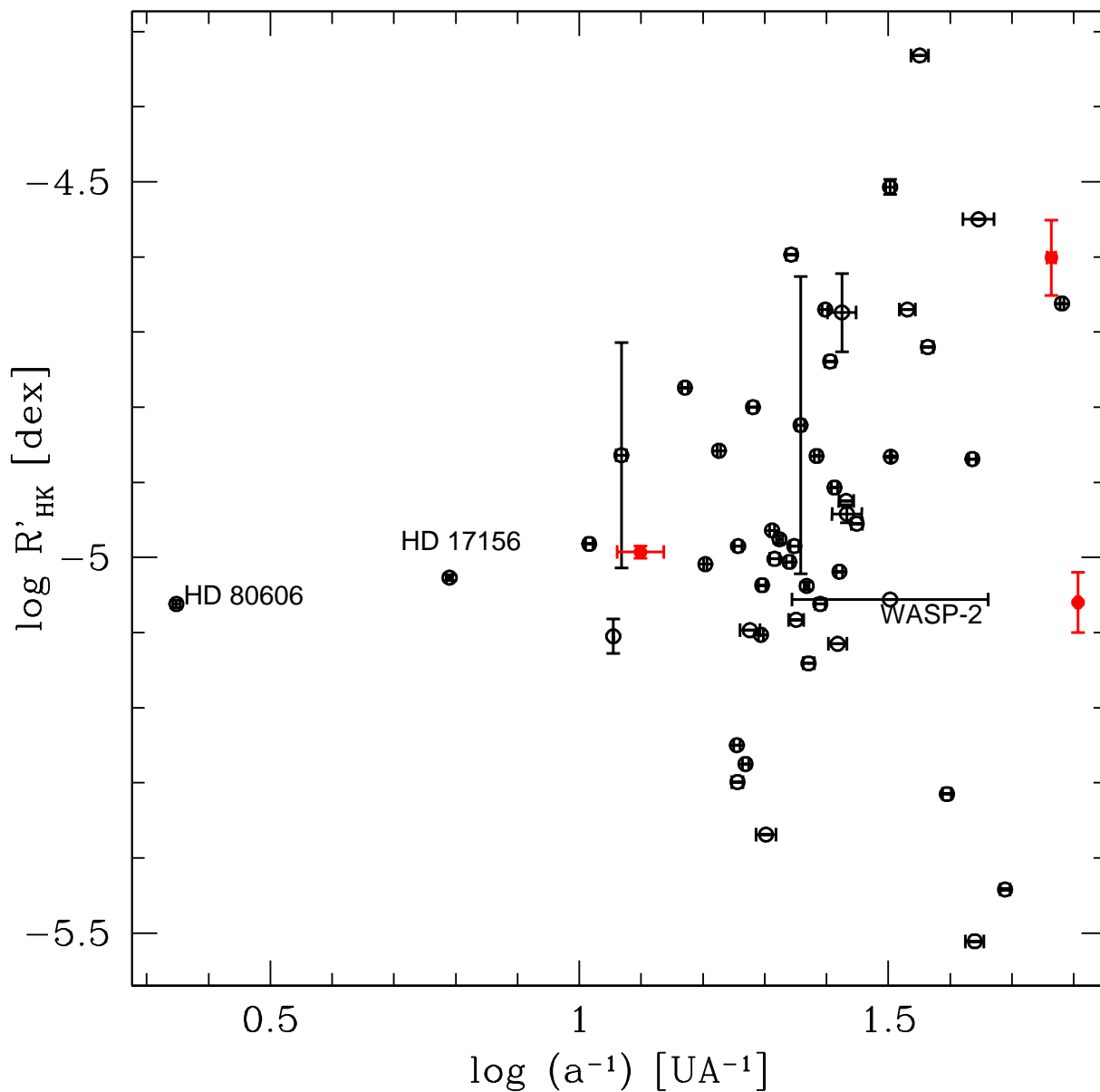


Figura 5.8: Indicador da atividade cromosférica $\log R'_{\text{HK}}$ como função do inverso do semieixo maior planetário $\log(a^{-1})$ para nossa amostra de estrelas hospedeiras de planetas. As superterras são assinaladas em vermelho.

K. Poppenhaefer et al.: Coronal properties of planet-bearing stars

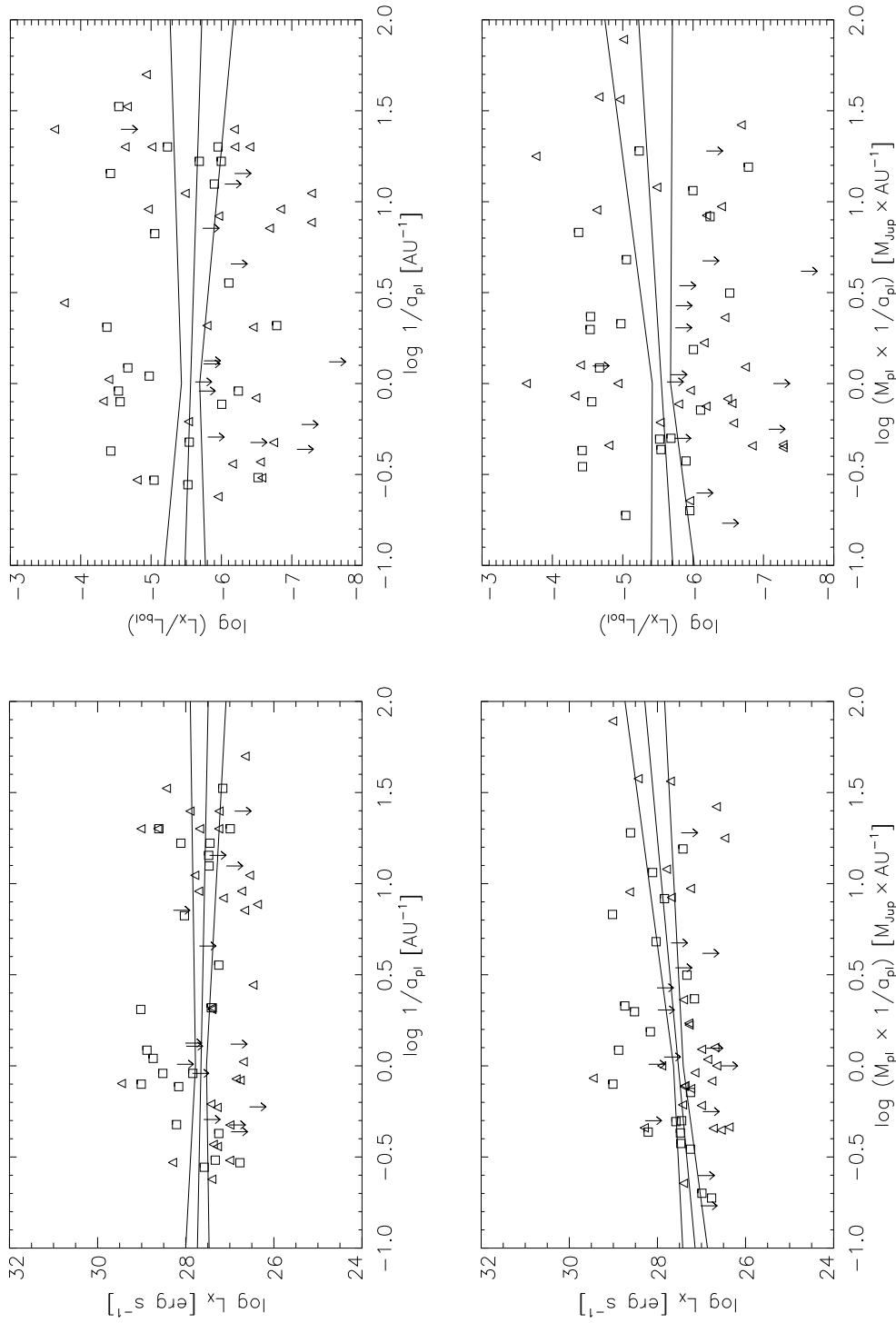


Fig. 5. X-ray luminosity and activity indicator $\log(L_x/L_{\text{sol}})$ as a function of $\log(\alpha_{\text{pl}}^{-1} \times M_{\text{pl}})$ and $\log(M_{\text{jup}}^{-1} \times M_{\text{pl}})$, respectively. XMM-Newton detections: triangles, ROSAT detections: squares.

Figura 5.9: Reprodução da Fig. 5 de Poppenhaefer, Robrade & Schmitt (2010). Na figura, L_x é a luminosidade de raio-X, indicador de atividade coronal. Para maiores detalhes, veja a dissertação de Das Chagas (2010).
Fonte: Poppenhaefer, Robrade & Schmitt (2010).

5.3 Cálculo do momento magnético planetário

5.3.1 Escolha da melhor lei de escala para o momento magnético planetário

Na Seção 4.1.2 discutimos algumas das leis de escala que relacionam o momento magnético planetário à algumas das propriedades do planeta. Por existirem várias dessas relações de escala, tivemos que escolher a mais adequada para nosso trabalho.

Através de considerações simples podemos chegar a uma equação que relaciona o momento magnético planetário com o produto de sua massa e seu semieixo maior.

Sabemos que o potencial escalar magnético $\psi(r)$ para um dipolo visto de uma distância r , com um ângulo θ entre os vetores $\vec{\mathcal{M}}$ e \vec{r} , é dado por

$$\psi(r) = \frac{\mathcal{M} r \cos \theta}{4\pi r^3} \quad (5.1)$$

Sabemos ainda que o potencial escalar magnético para um dado circuito visto de longe é

$$\psi(r) = -\frac{I\Omega_r}{4\pi} \quad (5.2)$$

em que Ω_r aqui representa o ângulo sólido do qual o circuito pode ser visto a uma distância r e I é a corrente elétrica no circuito.

Próximo ao planeta, o seu campo magnético é visto como um dipolo magnético, o que torna possível igualar as duas equações acima. Temos que $I = s\mathcal{E}$, sendo s a condutância elétrica e \mathcal{E} a força eletromotriz. Nos colocando no equador magnético do planeta, temos que $\cos \theta = 1$ e $r = R_{pl}$. O volume do planeta, V , é igual a $(4/3)\pi R_{pl}^3$. Por outro lado, a condutividade elétrica σ é igual a $s/(2\pi R_{pl})$. Assim, temos que a

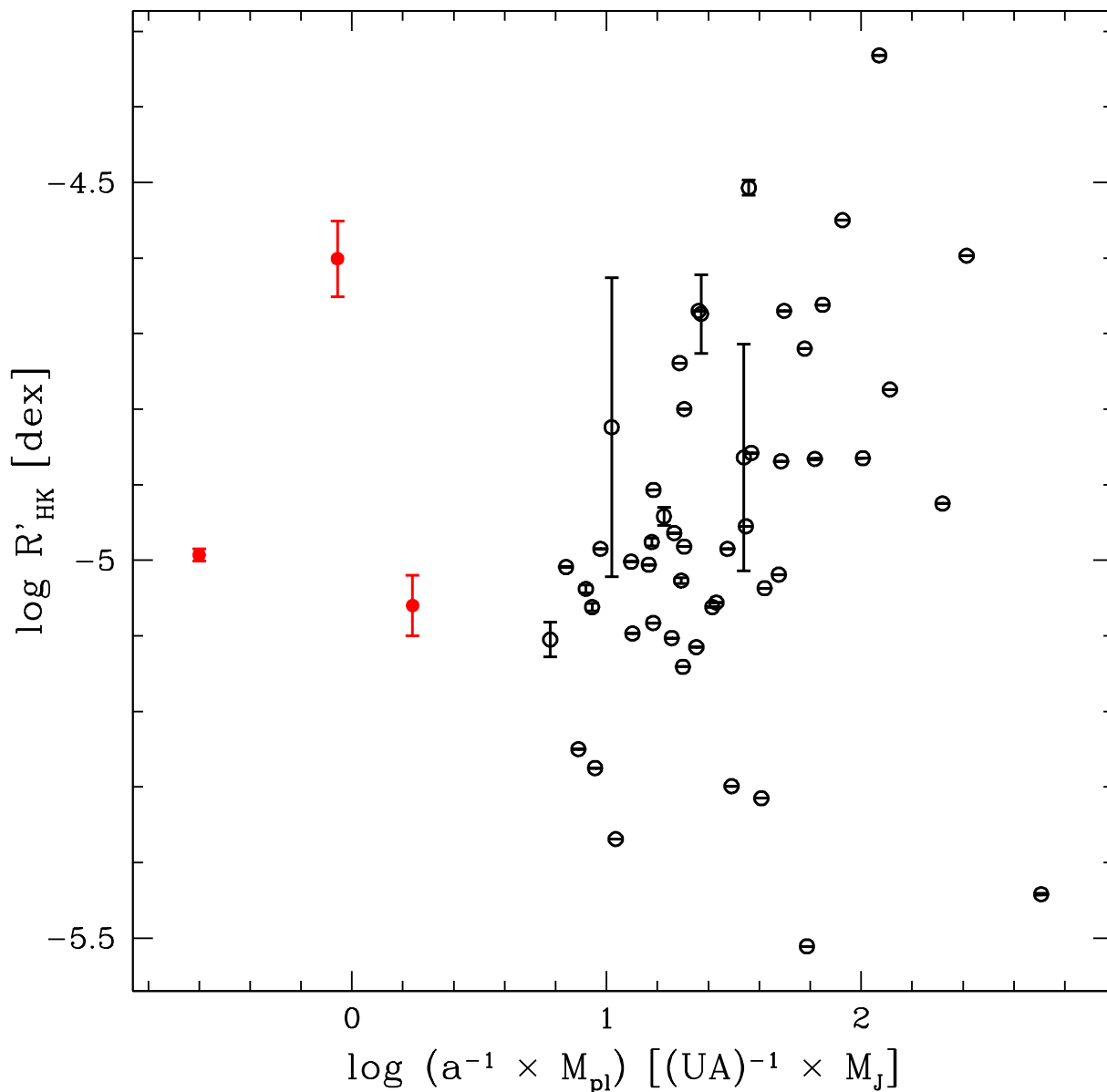


Figura 5.10: Indicador da atividade cromosférica $\log \mathcal{R}'_{\text{HK}}$ como função do produto do inverso do semieixo maior planetário com sua massa $\log(a^{-1} \times M_{\text{pl}})$ para nossa amostra de estrelas hospedeiras de planetas. As superterras são assinaladas em vermelho.

igualdade

$$\frac{\mathcal{M} r \cos \theta}{4\pi r^3} = -\frac{I \Omega_r}{4\pi} \quad (5.3)$$

nos leva a

$$\mathcal{M} = -\frac{3\sigma \mathcal{E} \Omega_r}{2} V \quad (5.4)$$

Usando a regra da cadeia na lei de Faraday,

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d\Phi_B}{d\phi} \omega \quad (5.5)$$

e substituindo na Eq. 5.4, após alguma álgebra simples, chegamos a seguinte expressão para o momento magnético

$$\mathcal{M} = -\frac{3\pi \Omega_r}{\rho} \frac{d\Phi_B}{d\phi} \frac{\sigma M_{pl}}{P_{pl,rot}} \quad (5.6)$$

lembrando que $\omega = 2\pi/P_{pl,rot}$ e $\rho V = M_{pl}$. Ou seja, a menos de uma constante, o momento magnético próximo ao planeta, onde o campo é visto como um dipolo magnético, é proporcional a razão da condutividade elétrica média da região na qual o campo é gerado vezes a massa pelo período de rotação do planeta.

Usando a Eq. 5.6 e valores disponíveis na literatura para os campos magnéticos dos planetas do Sistema Solar, dados na Tabela 5.2, Durand-Manterola (2009) encontra uma relação para estimar o momento magnético planetário \mathcal{M}_{pl} como função de sua massa M_{pl} , do seu período de rotação $P_{pl,rot}$ e da condutividade σ da região onde o campo é gerado, expressa da forma

$$\mathcal{M}_{pl} \propto \left(\frac{M_{pl} \sigma}{P_{pl,rot}} \right)^\gamma \quad (5.7)$$

Os valores de γ calculados por Durand-Manterola (2009) são dados na Tabela 5.3. Refazendo esta análise, reproduzimos os mesmos valores.

Consideremos agora a estrutura interna de cada um destes objetos a fim de determinar o valor de sua condutividade, necessária na expressão acima. Conforme

ilustrado na Figura 4.1, os planetas possuem composições nucleares distintas. Nos modelos da estrutura interna para a Terra, por exemplo, encontramos valores de condutividade elétrica média² de $\sigma = 1,2 \pm 0,2 \times 10^5 Sm^{-1}$, já que seu núcleo é formado por níquel e ferro, basicamente. Modelos para o núcleo de Mercúrio também sugerem que seu núcleo é formado por níquel e ferro, de modo que podemos também adotar esta condutividade para ele. Já no caso dos planetas gigantes gasosos, temos basicamente um núcleo formado por hidrogênio metálico, com condutividade de $2 \pm 0,5 \times 10^5 Sm^{-1}$ (Shvets (2007)). Já o núcleo de Ganimedes é, segundo os modelos de Kivelson, Khurana & Volwerk (2002), formado por água salgada, o que sugere como boa aproximação para sua condutividade o valor máximo da condutividade da água do mar terrestre. Entretanto, Durand-Manterola (2009) atribui uma condutividade de $1,2 \pm 0,2 \times 10^5 Sm^{-1}$ para Ganimedes, assumindo que seu núcleo é de ferro. Para reproduzir os resultados destes autores, usamos os mesmos valores por eles assumidos.

Tabela 5.2: Momento dipolar magnético para os planetas do Sistema Solar.

Objeto	Massa kg	Período s	Momento dipolar magnético Am ²
Mercúrio	$(330220 \pm 5) \times 10^{18}$	5067031 ± 5	$(40 \pm 5) \times 10^{18}$
Terra	$(597420 \pm 5) \times 10^{19}$	$86164,1003 \pm 0,0005$	$(78400 \pm 50) \times 10^{18}$
Júpiter	$(1898,7 \pm 0,05) \times 10^{24}$	$35729,8 \pm 0,5$	$(1550 \pm 5) \times 10^{24}$
Saturno	$(56851 \pm 0,5) \times 10^{22}$	$38362,4 \pm 0,5$	$(46 \pm 0,5) \times 10^{24}$
Urano	$(868490 \pm 5) \times 10^{20}$	$62063,7 \pm 0,5$	$(3,9 \pm 0,05) \times 10^{24}$
Netuno	$(102440 \pm 5) \times 10^{21}$	$57996 \pm 0,5$	$(2,2 \pm 0,05) \times 10^{24}$
Ganimedes	$(1481860 \pm 5) \times 10^{17}$	$6181153,3757 \pm 50000$	$(1320 \pm 5) \times 10^{17}$

Considerando que a equação 5.7 representa uma fórmula geral para os planetas, podemos aplicá-la aos jupíteres quentes, uma vez que no caso destes podemos admitir que conhecemos o período de rotação (ver Seção 4.1.4). Assumimos que estes são gigantes gasosos, cuja camada condutora é formada por hidrogênio metálico, de modo que podemos usar a condutividade elétrica σ do hidrogênio na equação 5.7.

Após testar os valores dados da Tabela 5.3, adotamos um valor de $\gamma = 1,1685$,

²A condutividade do hidrogênio é de $2 \pm 0,5 \times 10^5$ S/m (Shvets (2007), citado em Durand-Manterola (2009)).

Tabela 5.3: Variação do expoente γ da equação 5.7, obtido eliminando um planeta de cada vez. R^2 é o coeficiente de correlação dos dados.

Grupo	γ	$\sigma(\gamma)$	R^2
Todos	1,1218		0,9814
Sem Mercúrio	1,1685		0,975
Sem Terra	1,1212		0,9813
Sem Júpiter	1,0435		0,9959
Sem Urano	1,1388		0,9805
Sem Netuno	1,1267		0,9814
Sem Ganimedes	1,1418		0,9878
Maior	1,1685		0,9739
Menor	1,0435		
Média	1,1	$\pm 0,13$	

Fonte: Reprodução da Tabela 2 de Durand-Manterola (2009).

ou seja,

$$\mathcal{M}_{pl} = 15,641 \left(\frac{M_{pl}}{\mathcal{P}_{pl,rot}} \right)^{1,1685} \quad (5.8)$$

para uma primeira estimativa no cálculo dos momentos magnéticos dos planetas tipo Júpiter de nossa amostra. Estes valores foram usados para determinar a melhor lei de escala a ser usada dentre aquelas apresentadas na Seção 4.18.

Na Fig. 5.11 comparamos os resultados obtidos pela Eq. 5.7 com os resultados encontrados aplicando as leis de escala dadas na Seção 4.18. Comparando os resultados obtidos, optamos por utilizar a lei de escala de Mizutani (Mizutani, Yamamoto & Fujimura (1992)), com convecção lenta, uma vez que o melhor ajuste foi encontrado para esta lei de escala, que é dada por

$$\mathcal{M}_{pl} \propto \rho_0^{1/2} \omega^{1/2} r_0^3 \sigma^{-1/2}, \quad (5.9)$$

na qual ρ_0 é a densidade dentro da região do dínamo, $2\pi/\omega$ é o período de rotação planetária, r_0 é o tamanho da região do dínamo e σ é a condutividade elétrica do núcleo. A seguir descrevemos como cada um desses parâmetros foi obtido para os planetas de nossa amostra, tanto para os júpiteres quentes quanto para as superterras.

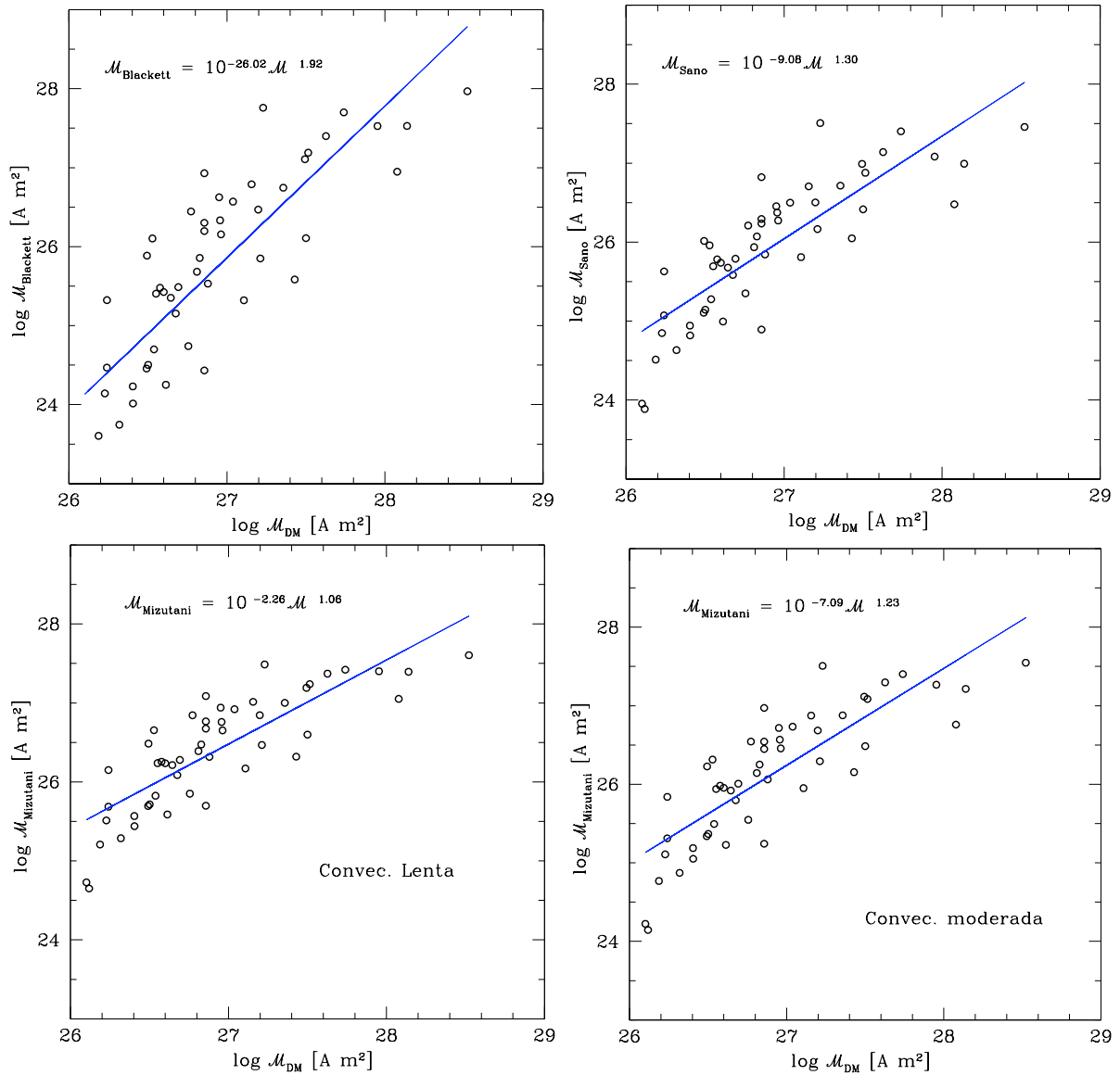


Figura 5.11: Comparação entre as leis de escala dadas pela expressão 4.18 e a equação 5.7, representada por $\log M_{DM}$. Podemos notar que a equação 5.7 reproduz um cenário de convecção lenta, dada pela lei de escala de Mizutani, Yamamoto & Fujimura (1992), de modo que optamos por usar esta lei de escala para nossas estimativas de M_{pl} . Nestes gráficos foram considerados somente os júpiteres quentes. *Embaixo, a direita*: Comparação entre as duas leis de escala de Mizutani, com convecção lenta e convecção moderada.

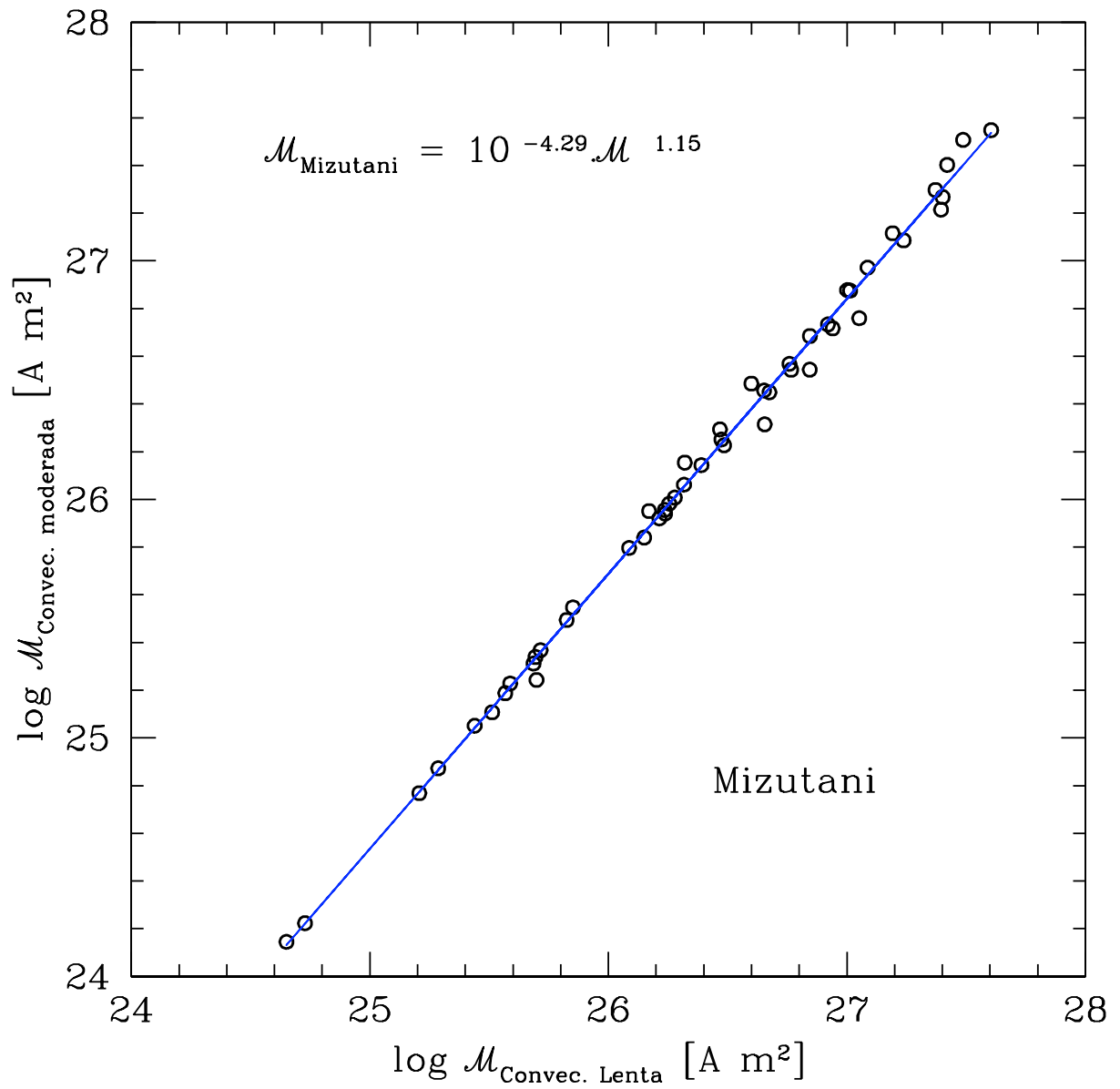


Figura 5.12: Comparação entre as leis de escala de Mizutani, com convecção lenta e moderada. Nesta tese, usamos a lei de escala que considera convecção lenta. Veja o texto para maiores detalhes.

5.3.2 Tamanho da região do dínamo

A Figura 5.13 apresenta os resultados para o tamanho da região do dínamo r_0 para nossa amostra composta por júpiteres quentes. Para os planetas grandes e pesados a condição $r_0 \leq R_{pl}$ não é obedecida, e a melhor escolha para este caso é definir $r_0 = R_{pl}$. Esta pode parecer uma escolha arbitrária, mas é razoável supor um crescimento monotônico em r_0/R_{pl} com a massa do planeta, e o erro decorrente de assumirmos $r_0 = R_{pl}$ é tolerável (Grießmeier (2007)).

Para o caso das superterras, os valores de r_0 foram obtidos a partir de modelos disponíveis na literatura. Léger et al. (2004) calcula r_0 como sendo igual a $0,52R_{pl}$ para uma superterra, de modo que assumimos este mesmo valor para os planetas 55 Cnc e, CoRoT-7b e HD 97658 b.

5.3.3 Densidade da região do dínamo

Para o caso dos júpiteres quentes utilizamos a Equação 4.21, para estimar a densidade ρ_0 dentro da região do dínamo. Já para as superterras usamos os valores publicados na literatura, $\rho_0 = 1.46\rho_T$, em que $\rho_T = 10615 \text{ kg m}^{-3}$ é a densidade no limite exterior do núcleo metálico terrestre (Cain et al. (1995)).

5.3.4 Período de rotação do planeta

Para estimar o período de rotação planetária é levado em conta o tempo de sincronização, conforme discutimos na Seção 4.1.4. Construindo o diagrama semieixo – tempo de sincronização para nossa amostra, Fig. 5.14, observamos que quanto menor é a distância orbital menor é o tempo necessário para que haja sincronização, razão pela qual optamos por trabalhar com uma amostra composta essencialmente de júpiteres quentes, ou seja, uma vez que não existem medidas para os períodos de rotação dos planetas, optamos por usar uma amostra que nos garanta um meio de estimá-los.

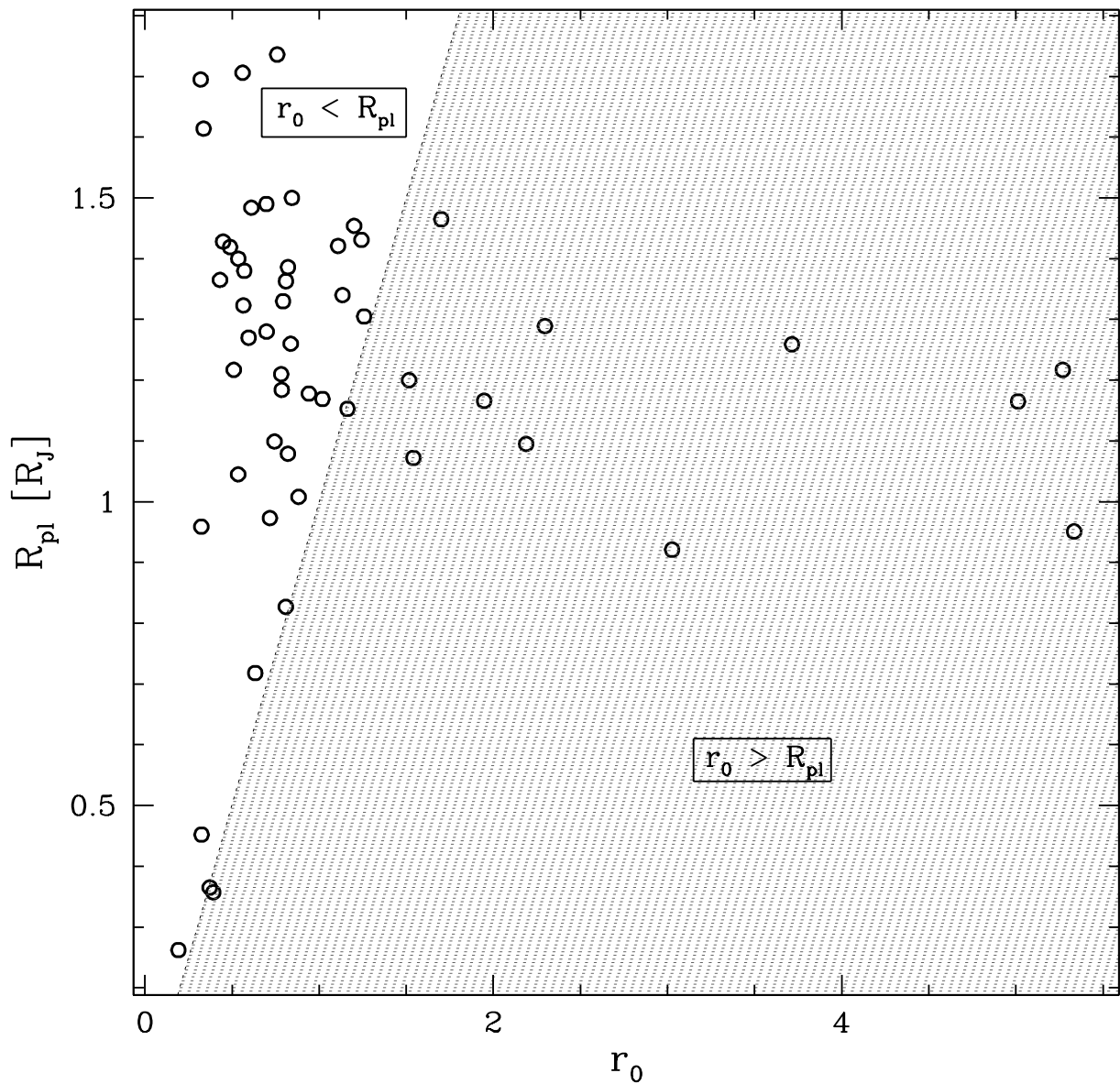


Figura 5.13: Comparação entre o tamanho da região do dínamo, r_0 , com o raio do planeta, R_{pl} . Observamos que vários dos planetas em nossa amostra apresentam $r_0 > R_{pl}$, de modo que para estes planetas é válido adotar $r_0 = R_{pl}$. Para mais detalhes, veja Seção 4.1.2.5.

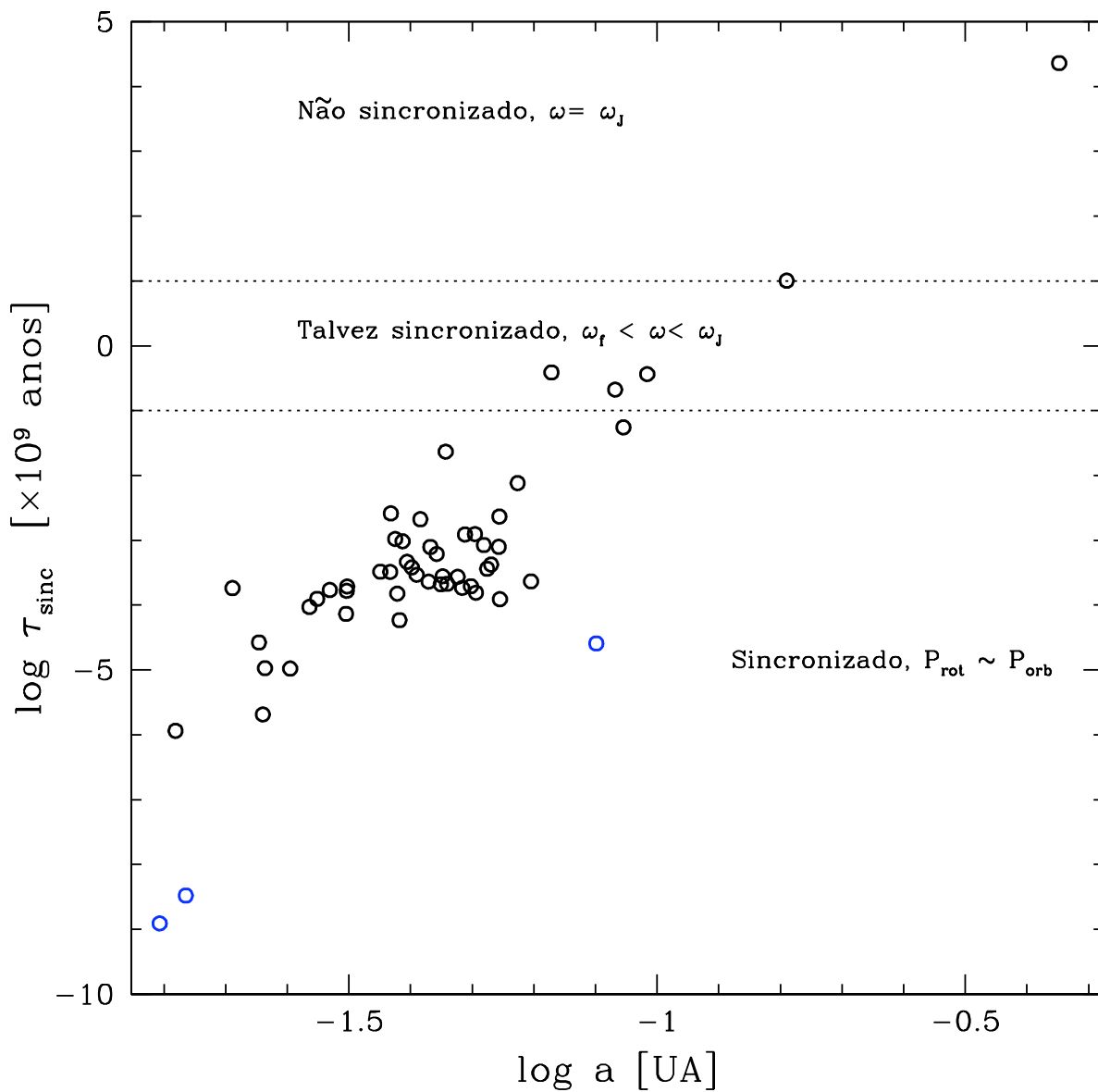


Figura 5.14: Relação entre os tempos de sincronização com o respectivo semieixo maior para os objetos de trabalho nesta tese. Em preto, os júpiteres quentes, e em azul as superterras.

Usando a Equação 3.5 podemos encontrar o tempo mínimo para que haja a sincronização dos períodos de rotação com os respectivos períodos orbitais para os planetas de nossa amostra, e compará-los com as idades das respectivas estrelas hospedeiras. Estas idades foram estimadas a partir do índice de fluxo de cálcio, conforme a Equação 3.16. Ao fazer a comparação entre os tempos de sincronização e as idades podemos ver quais destes planetas não tiveram — ainda — tempo de sincronizarem sua rotação com a translação. A Figura 5.15 ilustra esta comparação e os resultados encontrados.

Ao usarmos a Equação 3.5 encontramos que os planetas HD 80606 b e HD 17156 b ainda não tiveram tempo para sincronizar seus períodos de rotação com seus respectivos períodos orbitais. Se ao invés da Equação 3.5 tivéssemos usado a abordagem apresentada pela Equação 3.7, então teríamos também que o planeta HAT-P-2 não estava sincronizado. Nesta tese optamos pelo uso da Equação 3.5, onde a constante de estrutura α é adotado como sendo igual a 0,26 para planetas gigantes gasosos (Gu, Lin & Bodenheimer (2003)) e o fator de dissipação de maré, Q'_p , como sendo igual a 5×10^5 . Adotamos, para os júpiteres quentes, um valor inicial de velocidade angular igual a $2\pi/t_{rot}(min)$ e um valor de velocidade angular final igual a $2\pi/P_{orb}$, isto é, considerando que haja sincronização entre seu período de rotação e seu período orbital. Para o caso das superterras, adotamos o limite inferior para a velocidade angular como sendo 1,83 vezes a velocidade angular da Terra ($\omega_t = 7,27 \times 10^{-5} s^{-1}$), correspondendo a um dia terrestre de 13,1 horas, valor este que corresponde ao sugerido para o sistema Terra - Lua primordial (MacDonald (1964)). O valor da velocidade angular inicial para as superterras depende fortemente dos detalhes da formação planetária e também das influências de processos tais como migração ou impactos com algum outro corpo celeste. O valor final da velocidade angular de rotação para as superterras é desprezível quando comparado com o seu valor inicial, mas mesmo assim adotamos o valor final como sendo igual a $2\pi/P_{orb}$. Na Equação 3.5, quando usada para as superterras, adotamos a constante de estrutura α como sendo igual a 1/3. Este valor corresponde àquele adotado para a Terra (Goldreich & Soter (1966)). O fa-

tor de dissipação de maré, Q'_p , é igual 5×10^2 para o caso das superterras (Grießmeier (2006)).

Da Equação 3.1, podemos estimar, para a amostra de planetas discutida neste trabalho, a velocidade angular de rotação sincronizada máxima, através da seguinte consideração:

$$\omega_{orb}^{max} = \sqrt{\frac{\mathcal{G}M_{\star}^{max}}{a_{min}^3}}$$

Para os júpiteres quentes temos que $M_{\star}^{max} = 1,47M_{\odot}$ e $a_{min}^3 = 0,01655UA$, o que implica em uma velocidade angular de rotação máxima igual a $\omega_{orb}^{max} = 1,1 \times 10^{-4}s^{-1}$. Para as superterras temos que $M_{\star}^{max} = 0,93M_{\odot}$ e $a_{min}^3 = 0,0797UA$, o que implica então em $\omega_{orb}^{max} = 8,53 \times 10^{-6}s^{-1}$.

Um outro aspecto importante a ser considerado aqui é o cálculo impreciso das idades, o que leva a termos idades superiores a idade do universo na apresentação de nossos resultados. Entretanto, é importante deixar claro que planetas gigantes próximos a suas estrelas hospedeiras, apresentam tempos de sincronização inferiores a 1 bilhão de anos, enquanto a idade destas estrelas é da ordem de alguns pucos bilhões de anos. Sendo assim, somente os planetas que apresentam tempos de sincronização superiores a 1 giga-ano é que, de fato, vão apresentar uma incerteza na afirmativa de que tiveram tempo para sincronizar sua rotação com sua translação.

Uma vez definido o tempo de sincronização para cada planeta (inclusive para as superterras), voltamos à Seção 4.1.4 na qual discutimos os três casos possíveis para estimar o período de rotação de um dado planeta, considerando a sincronização rotacional. Para os júpiteres quentes, apenas HD 80606 b e HD 171566 ainda não tiveram tempo de sincronizarem suas rotações, de modo que assumimos para eles que $\omega = \omega_J$, ou seja, tomamos o limite superior para o qual não ocorreu acoplamento de maré.

No caso das três superterras estudadas aqui todas apresentam sincronização rotacional. Se, eventualmente, tivéssemos alguma superterra que não tivera tempo para sincronizar sua rotação com sua translação, então o valor adotado para seu pe-

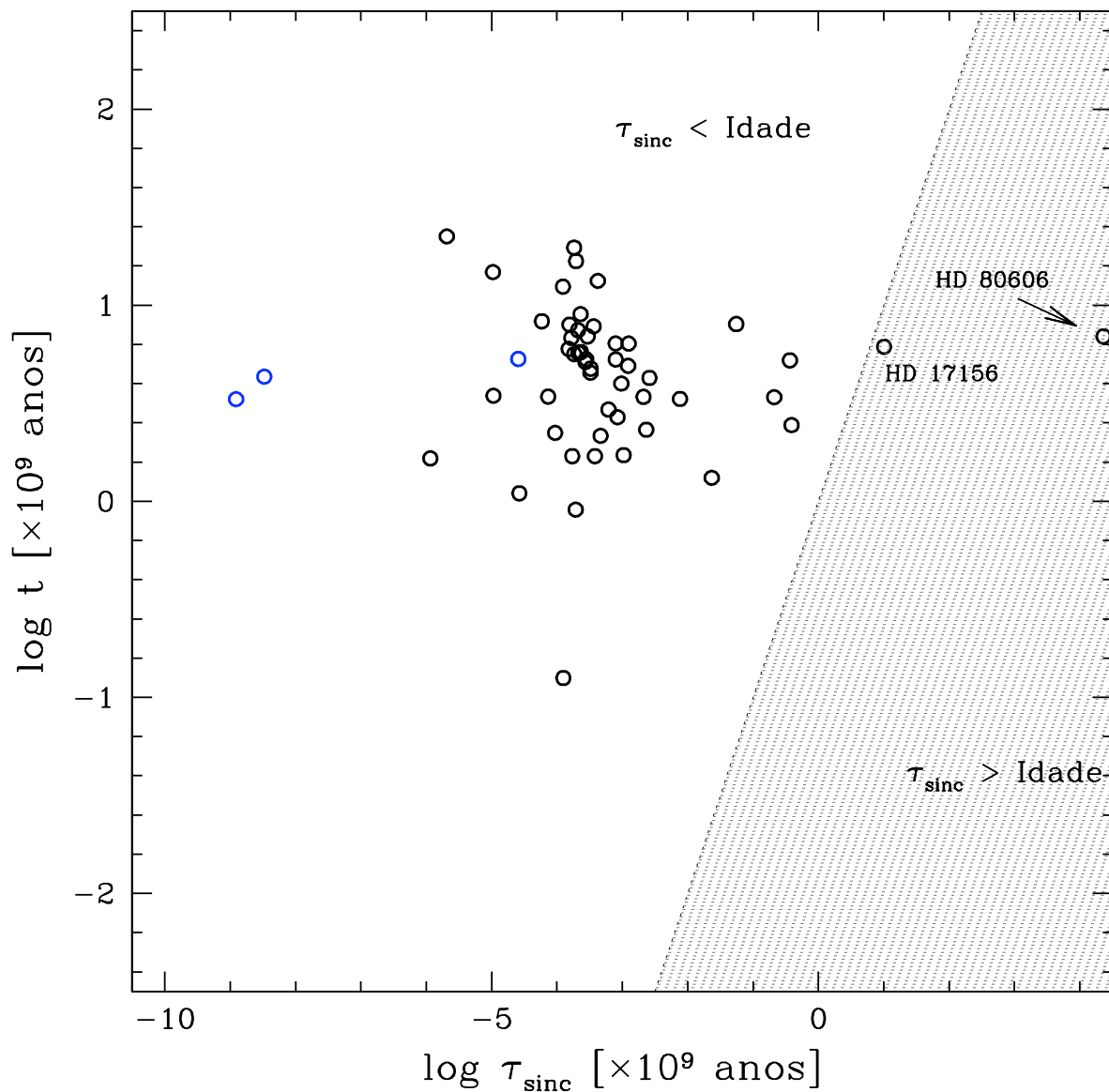


Figura 5.15: Tempos de sincronização para os planetas em comparação com as idades das respectivas estrelas centrais, para todos os objetos em nossa amostra. Note-mos que dois deles ainda não apresentam condições de estarem sincronizados. Em preto, os júpiteres quentes, e em azul as superterras.

ríodo de rotação seria um limite inferior, considerando que ocorreria acoplamento de maré.

5.3.5 Condutividade elétrica dentro da região do dínamo

Para os valores de σ assumimos um núcleo metálico para os jupíteres quentes, com condutividade de $2 \pm 0,5 \times 10^5 Sm^{-1}$.

Assumimos que planetas terrestres apresentam difusividade magnética $\lambda \sim 2 m^2/s$ (Stevenson (2003)). Usando a relação $\lambda = 1/\mu_0\sigma$, em que $\mu_0 = 1,256 \times 10^{-6} Tm/A$ é a permeabilidade no vácuo, encontramos o valor da condutividade elétrica σ .

5.4 Cálculo do momento magnético estelar

O momento magnético estelar \mathcal{M}_* foi estimado a partir da Equação 4.24,

$$\mathcal{M}_* = \langle \mathcal{R}_{HK} \rangle R_*^3,$$

onde R_* é o raio estelar e \mathcal{R}_{HK} é o indicador de fluxo de cálcio. Os raios foram retirados de Schneider et al. (2011) e as referências para \mathcal{R}_{HK} são dadas na Tabela D.1 (Apêndice D).

A Fig. 5.16 mostra a relação do momento magnético estelar \mathcal{M}_* com a temperatura efetiva T_{ef} . Os erros para os valores de \mathcal{M}_* estão associados somente aos erros em raio. Observamos nesta figura um tendência de crescimento do momento magnético com o aumento da temperatura, que pode estar associado unicamente ao modo como estimamos os valores de \mathcal{M}_* .

Na Fig. 5.17 vemos claramente que o momento magnético estelar cresce com o aumento da massa da estrela, como esperado. As estrelas HD 189733 e HAT-P-7 tem massas de $(0,8 \pm 0,4)M_\odot$ e $(1,47_{-0,5}^{+0,8})M_\odot$, respectivamente. Por apresentarem erros

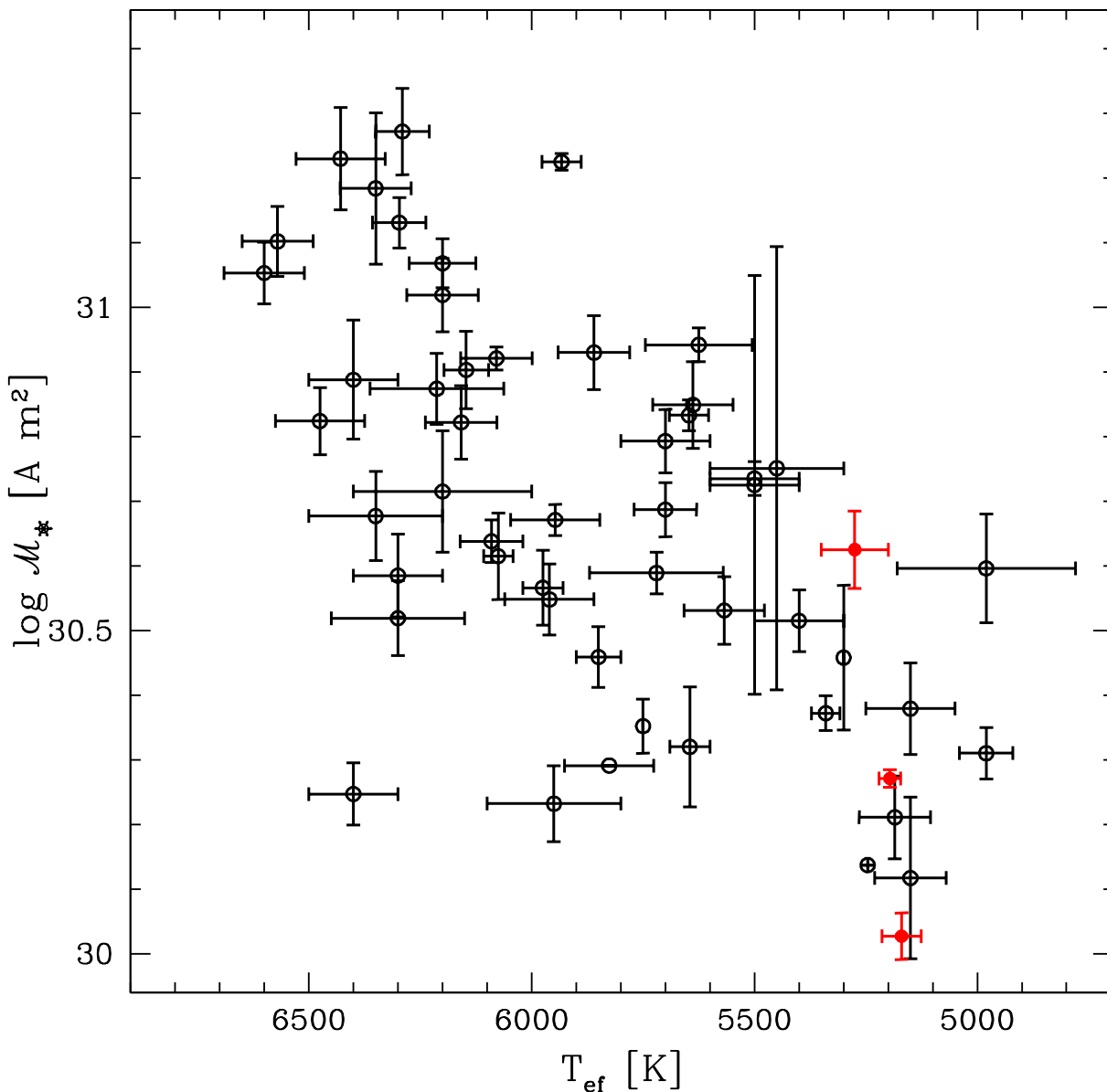


Figura 5.16: Momento magnético estelar \mathcal{M}_* versus temperatura efetiva T_{ef} . As superterras são destacadas em vermelho. Os erros para o momento magnético são provenientes apenas dos erros nas medidas de raio.

maiores que 50% em suas massas optamos por não representá-las na Fig. 5.17.

5.5 *Momentum Angular*

A análise do *momentum* angular é de importância crucial no estudo de qualquer sistema que tenha rotação. A Figura 5.18 ilustra o comportamento do *momentum* angular estelar como função da massa estelar. Observamos que ela segue a lei de Kraft, ou seja, $\mathcal{L}_* \propto (M_*/M_\odot)^\alpha$ (Alves, Do Nascimento Jr. & De Medeiros (2010)).

A Figura 5.19 ilustra o comportamento do *momentum* angular planetário como função da sua massa. A Lei de Kraft também é válida neste caso, assumindo a forma $\mathcal{L}_* \propto (M_{pl}/M_J)^\alpha$. Para os planetas o expoente $\alpha \sim 1,5$ e para as estrelas encontramos um valor maior, $\alpha \sim 6$.

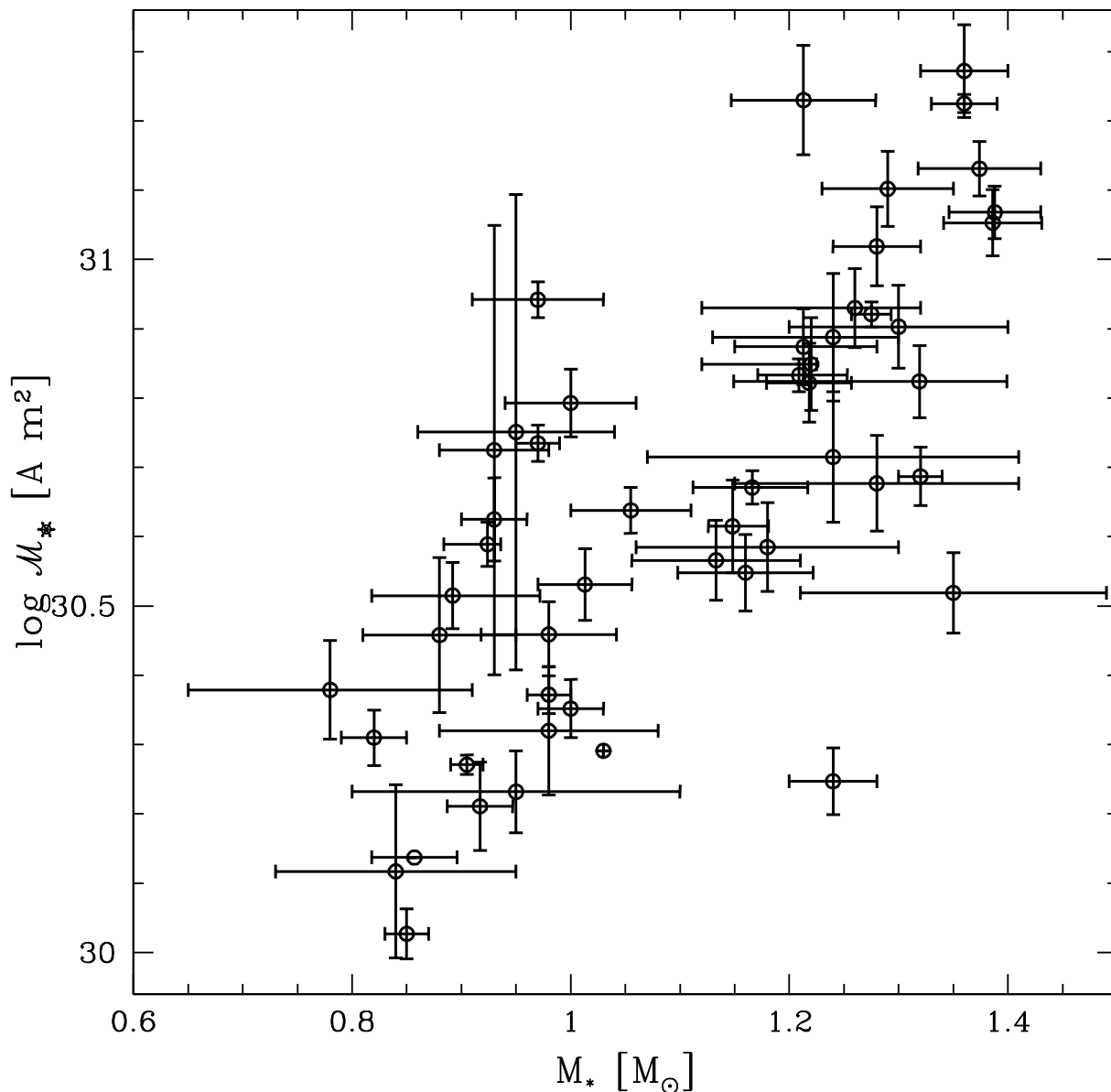


Figura 5.17: Momento magnético estelar \mathcal{M}_* versus a massa da estrela M_* . As estrelas HD 189733 e HAT-P-7 foram omitidas neste gráfico por possuírem incertezas maiores que 50% em massa.

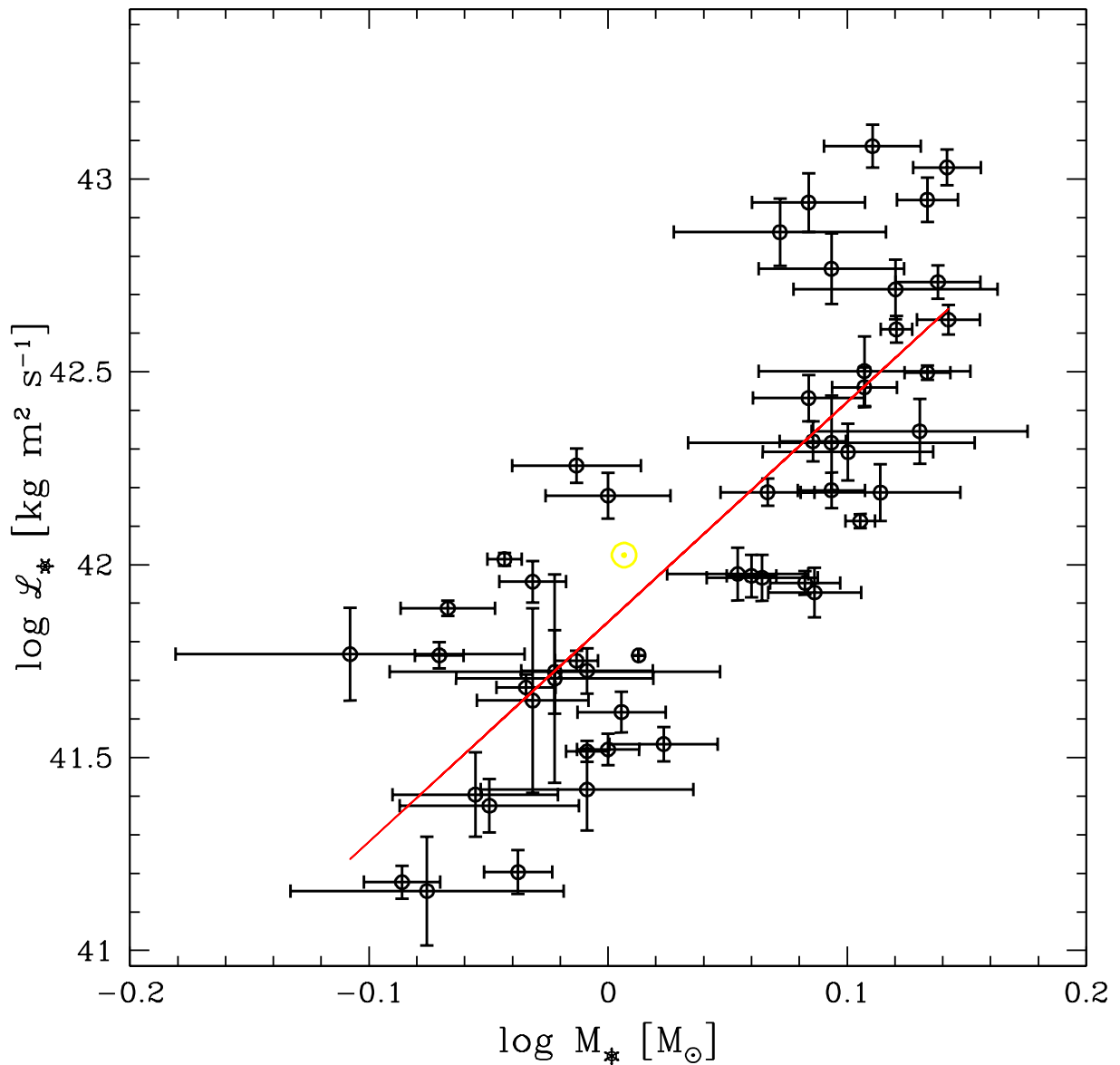


Figura 5.18: *Momentum* angular estelar \mathcal{L}_* versus massa estelar M_* . As estrelas HD 189733 e HAT-P-7 foram omitidas neste gráfico por possuírem incertezas maiores que 50% em massa. O melhor ajuste tem coeficiente angular de 5,7. O Sol é representado por \odot , em amarelo.

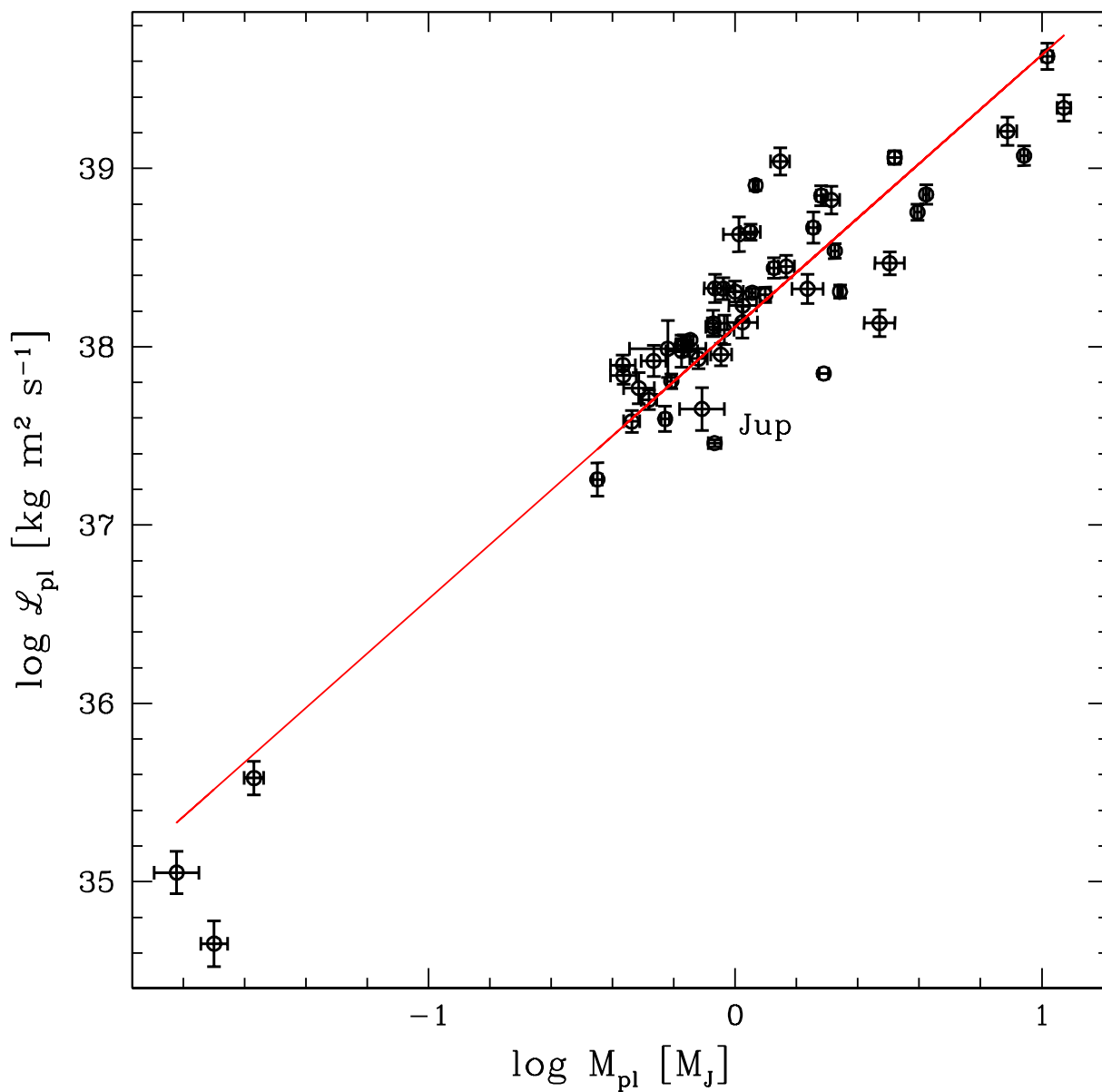


Figura 5.19: *Momentum* angular do planeta \mathcal{L}_{pl} como função de sua massa M_{pl} . O melhor ajuste tem coeficiente angular de 1,52. O planeta Júpiter é apresentado na figura.

5.6 Aspecto observacional: lei magnética de Bode

Conforme discutimos no Capítulo 4, a lei magnética de Bode (ou lei de Blackett) nos diz que o *momentum* angular \mathcal{L} e momento magnético \mathcal{M} de um dado corpo celeste são proporcionais entre si, ou seja,

$$\mathcal{M} = \beta \frac{\mathcal{G}^{1/2}}{2c} \mathcal{L},$$

onde β é uma constante cujo valor variamos de 0,01 até 1 em nossa presente análise.

As figuras Fig. 5.20 e Fig. 5.21 mostram o diagrama de Blackett (*momentum* angular *versus* momento magnético) para a amostra de estrelas trabalhada nesta tese e para os respectivos planetas extrassolares. Nestes gráficos as duas retas representam a constante de Blackett, β , entre os dois valores adotados, a saber, 0,01 e 1. Observamos que a inclinação da reta para um ajuste linear foge do esperado se usarmos a equação de Blackett para tratar nossa amostra, já que para tal o valor esperado na inclinação da reta seria aproximadamente igual a 1. Por outro lado, observamos que tanto as estrelas quanto os planetas caem na região de validade da lei magnética de Bode.

Um aspecto interessante é que, na Fig. 5.20, o melhor ajuste linear $\alpha = 0,45$ se afasta daquele discutido em Cain et al. (1995), que é de 0,6. Estes autores usam o argumento de que a lei magnética de Bode nada mais é que produto de um efeito geométrico, uma vez que ambos, o *momentum* angular e o momento magnético, são funções de potências do raio do objeto estudado, e que portanto, é natural encontrar um coeficiente angular de 0,6 no diagrama de Blackett. Obviamente, não encontramos este resultado. Outros autores encontram este coeficiente angular, mas em nenhum momento o atribuem a efeitos geométricos. Por exemplo, Baliunas, Sokoloff & Soon (1996) encontram uma correlação de aproximadamente 0,6 para uma amostra de estrelas da sequência principal. Eles encontram os resultados para os momentos rotacionais e magnéticos para seus objetos usando relações simples, tal qual fizemos

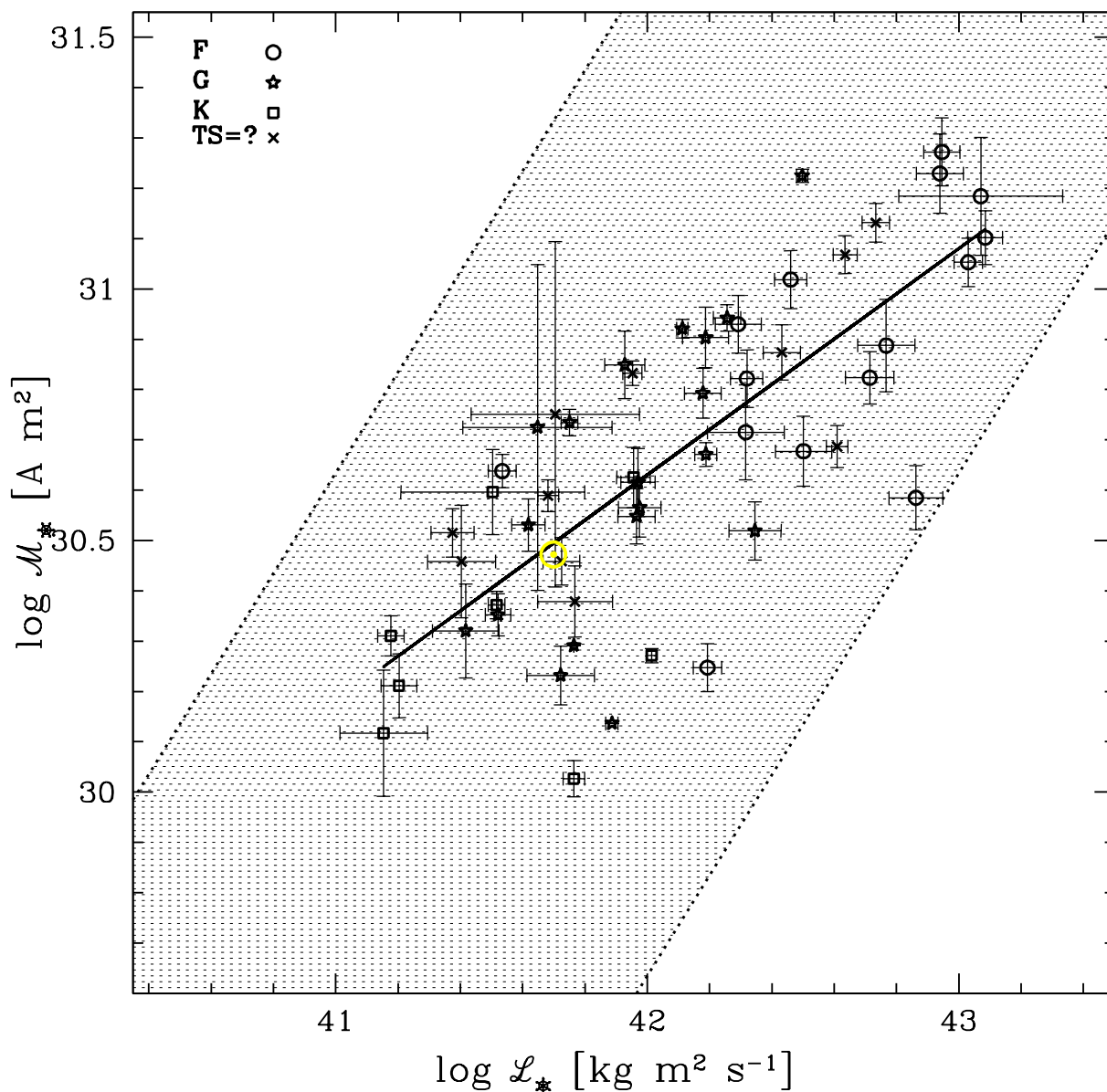


Figura 5.20: *Momentum* angular estelar L_* versus momento magnético estelar M_* para a amostra de 50 estrelas com júpiteres quentes e 3 estrelas com superterras, separada por tipos espectrais. O ajuste linear tem coeficiente angular de 0,45 e coeficiente linear de 11,72. Se tomarmos somente as estrelas de tipo espectral conhecido tipo G temos um coeficiente angular de 0,5389. As linhas tracejadas são para valores de β indo de 0,01 até 1, na Eq. 4.23.

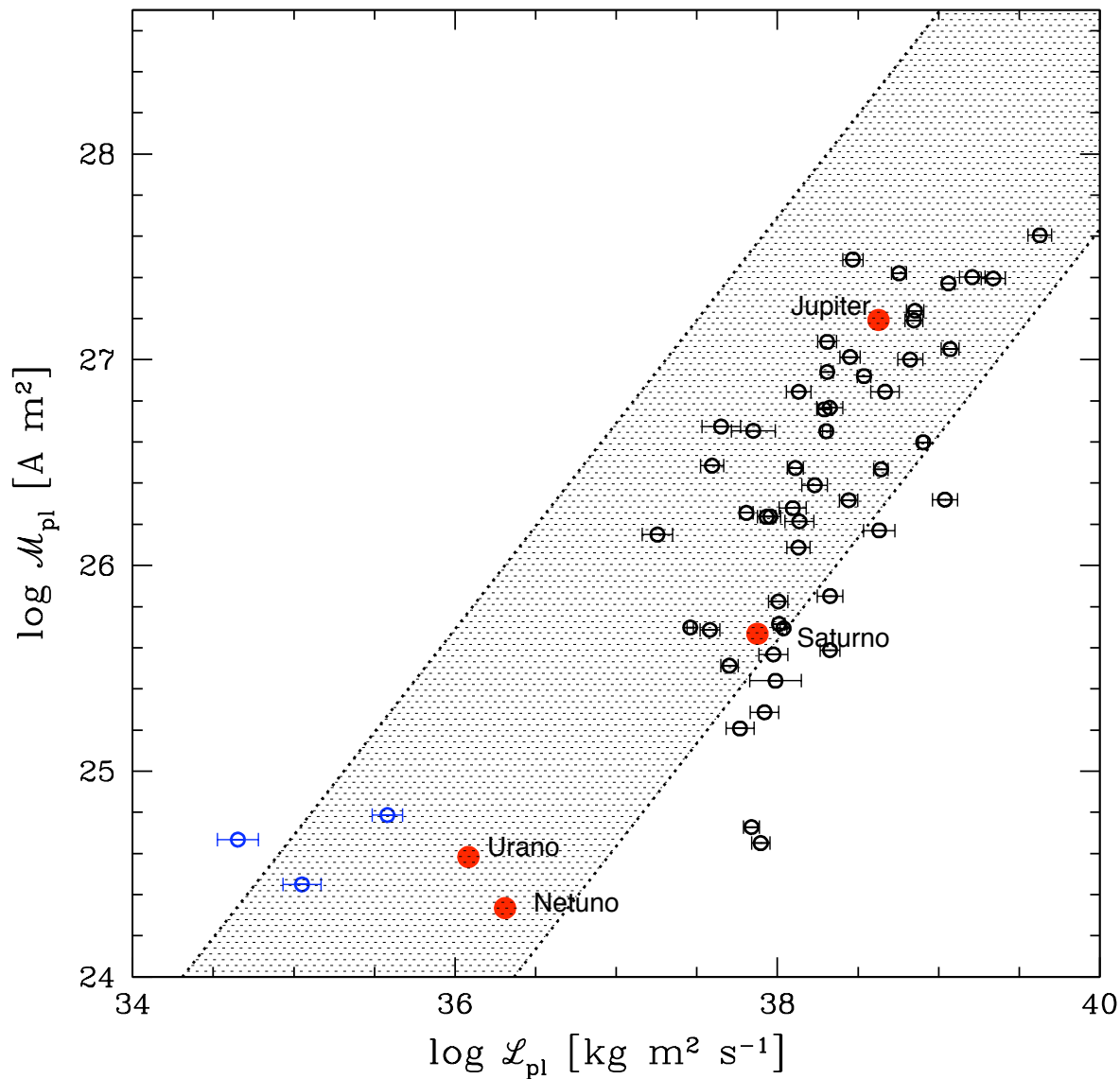


Figura 5.21: *Momentum* angular planetário L_{pl} versus momento magnético planetário M_{pl} para nossa amostra de 50 jupíteres quentes e 3 superterras. O melhor ajuste linear tem coeficiente angular de $0,67 \pm 0,08$ e coeficiente linear de $0,81 \pm 3,21$, com $R^2 = 0,54$.

aqui. Arge, Mullan & Dolginov (1995), também aplicando relações de escala e leis de potência, constroem o diagrama de Blackett para uma ampla amostra de estrelas e para o Sistema Solar, encontrando diferentes coeficientes angulares, dependendo do tipo de objeto trabalhado.

Russell (1978) faz uma interessante discussão sobre a aplicabilidade da lei magnética de Bode para o Sistema Solar. Na Fig. 5.22 vemos que Marte, Vênus e a Lua ficam um pouco abaixo do limite inferior adotado para a lei de Blackett mas que os demais planetas seguem uma clara correlação. Obviamente, nos perguntamos qual o real significado físico que justificaria a existência de tal lei.

O diferencial da presente tese é que estamos colocando no mesmo diagrama estrelas e seus respectivos planetas, e claramente observamos que quando assim o fazemos a relação de Blackett é imediatamente válida para nossa amostra, conforme observamos na Figura 5.22. Um interessante trabalho realizado em cima de planetas extrassolares é aquele de Farrell, Desch & Zarka (1999), em cujo apêndice os autores discutem a validade da lei de escala de Blackett em comparação com outras, concluindo que a escolha de uma dada lei de escala muda somente em um pequeno fator os seus resultados.

Observamos também, pela Fig. 5.21, que quando consideramos somente os planetas, o resultado de Blackett é encontrado rapidamente. Fizemos um ajuste linear para nossa amostra, separando-a em 6 conjuntos distintos, cujos resultados são apresentados na Tab. 5.4. Quando olhamos para estes resultados vemos que, dado o fator de correlação de Pearson r , todas as nossas amostras apresentam correlação forte, isto é, $r > 0,70$. Da mesma forma, o coeficiente de correlação de postos de Spearman ρ também mostrou que existe uma correlação positiva entre o *momentum* angular e o momento magnético para as amostras estudadas³. A diferença observada para o ajuste linear obtido na amostra de estrelas pode ser facilmente explicada se considerarmos que o modo como estimamos os momentos para os planetas é — salvo as considerações feitas ao decorrer desta tese — muito mais robusto do que

³Ver Apêndice B para um detalhamento sobre as correlações de Pearson e Spearman

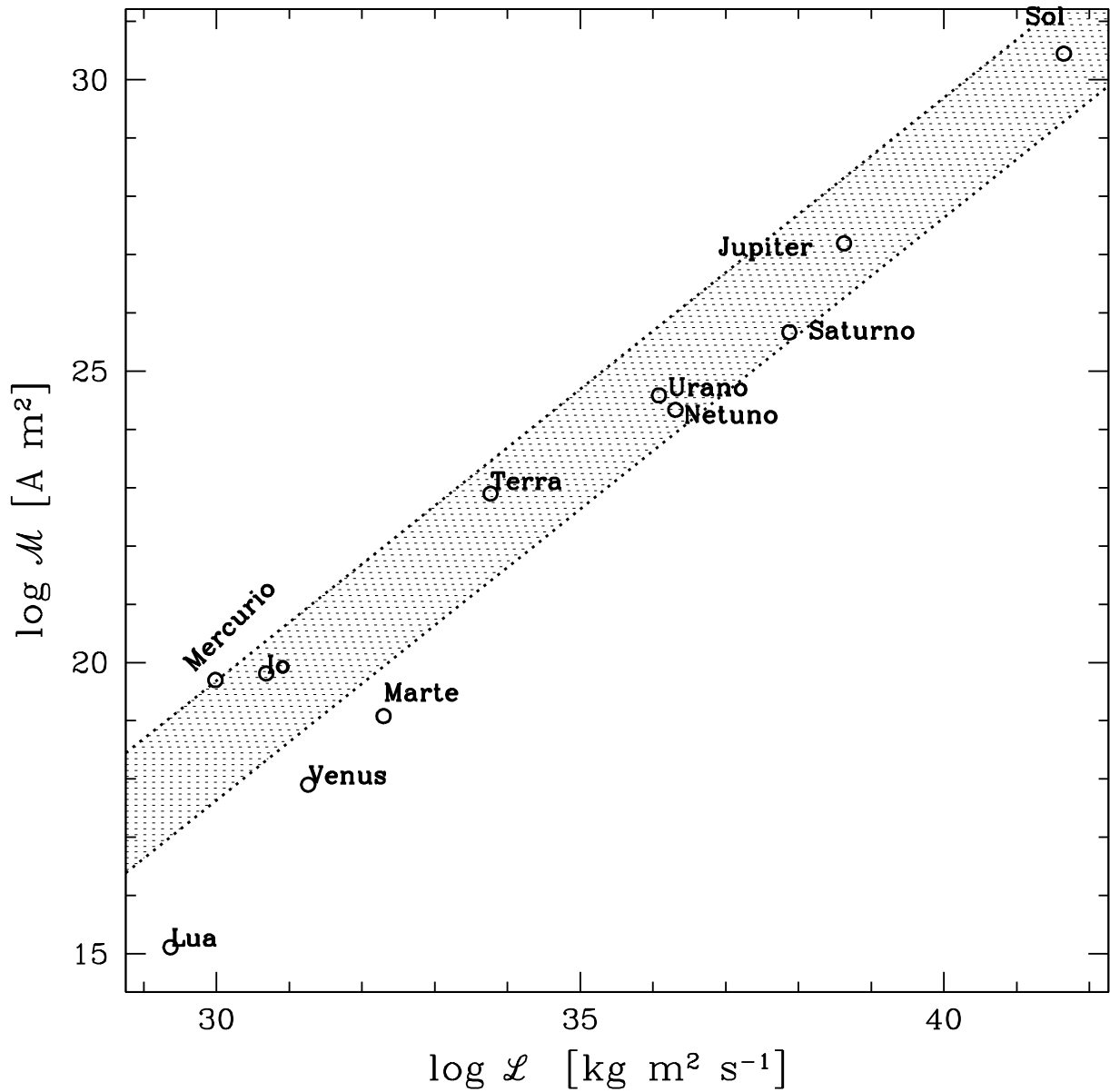


Figura 5.22: Diagrama de Blackett para o Sistema Solar – *Momentum* angular \mathcal{L} versus momento magnético \mathcal{M} . Dados retirados de Cain et al. (1995). O ajuste linear da curva tem coeficiente angular de 1,087.

Tabela 5.4: Parâmetros para o ajuste linear $\log \mathcal{M} = a \log \mathcal{L} + b$. A primeira coluna deve ser entendida de acordo com a legenda: **SS**: Sistema solar, incluindo a Lua e Io. **PSS**: Somente os planetas do sistema solar. **JQ**: jupíteres quentes. **EH**: estrelas hospedeiras dos jupíteres quentes. **JQeEH**: estrelas hospedeiras e seus respectivos planetas, tipo Júpiter. **all**: todos os objetos estudados nesta tese, incluindo as super-terras. A coluna 2 é a quantidade de objetos tomados na análise. As colunas 3 até 6 mostram o valor do coeficiente angular da reta e seu erro, o coeficiente linear e seu erro, respectivamente. A coluna 7 é o erro quadrático médio, a coluna 8 o coeficiente de determinação para cada ajuste. Para cada análise foi feito um teste de Pearson p e de Spearman ρ , cujos resultados são mostrados nas colunas 9 e 10, respectivamente.

Amostra	N	a	σ_a	b	σ_b	RMS	R^2	r	ρ
SS	11	1,087	0,097	-14,909	3,370	1,075	0,932	0,966	0,918
PSS	8	1,014	0,137	-12,325	4,761	0,816	0,901	0,949	0,905
JQ	50	0,952	0,148	-10,054	5,683	1,071	0,461	0,679	0,711
EH	50	0,437	0,052	12,296	2,195	0,394	0,594	0,771	0,745
JQeEH	100	1,100	0,024	-15,683	0,980	1,371	0,954	0,977	0,932
all	117	1,055	0,020	-13,803	0,792	1,920	0,960	0,980	0,947

aquele aplicado para as estrelas. Um modo de contornar este problema é encontrar uma maneira mais precisa de estimar os momentos magnéticos para as estrelas, livre do viés adicionado pela consideração feita usando o índice de fluxo de cálcio.

Na Fig. 5.24 construímos o diagrama de Blackett para as estrelas e respectivos planetas de nossa amostra, compondo 53 sistemas planetários ao todo. É notório que a lei magnética de Bode se aplica perfeitamente para esta amostra, do que podemos concluir que a validade desta lei tende a ser universal. Embora Cain et al. (1995) argumentem que esta lei seja produto do modo como as grandezas envolvidas são calculadas, acreditamos em sua validade e, ainda, em seu potencial uso para estimar momentos magnéticos de objetos a partir de seu *momentum* angular. Isto pode ser facilmente realizado definindo β , por exemplo, como sendo igual ao de Júpiter, ou ao da Terra, ou ao de Netuno, ou a de outro objeto conhecido, conforme o tipo de planeta extrassolar que estivermos trabalhando. Obviamente, este será um resultado aproximado, com um erro associado ao valor de β escolhido.

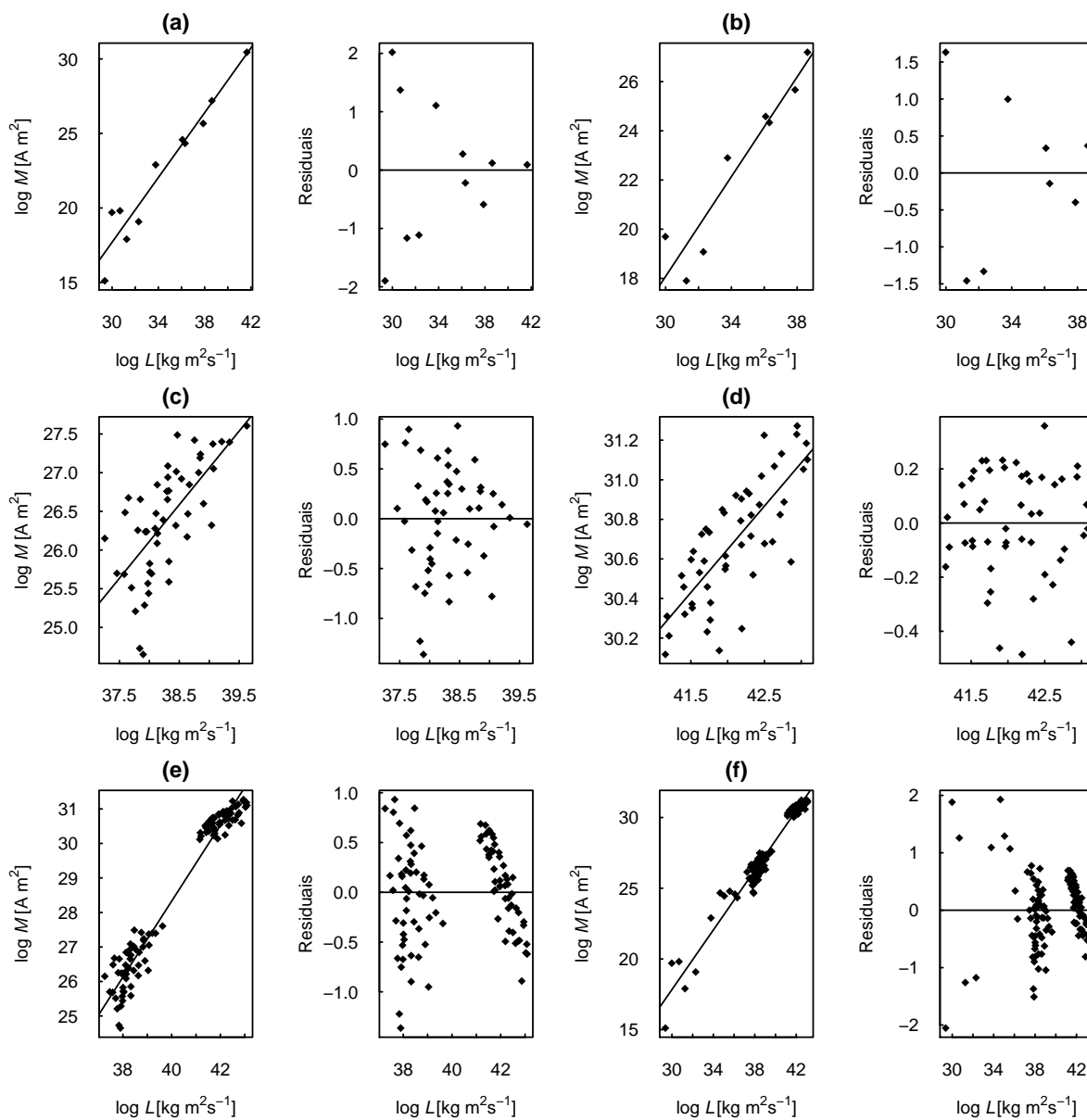


Figura 5.23: Regressão linear para os grupos (a) Sistema Solar, (b) planetas do Sistema Solar, (c) jupíteres quentes, (d) estrelas hospedeiras dos jupíteres quentes, (e) jupíteres quentes e suas estrelas hospedeiras, e (f) todos os objetos em estudo nesta tese, incluindo as superterras. Os parâmetros da regressão linear para cada grupo de objeto está descrito na Tabela 5.4. Os resíduos são mostrados ao lado de cada ajuste linear.

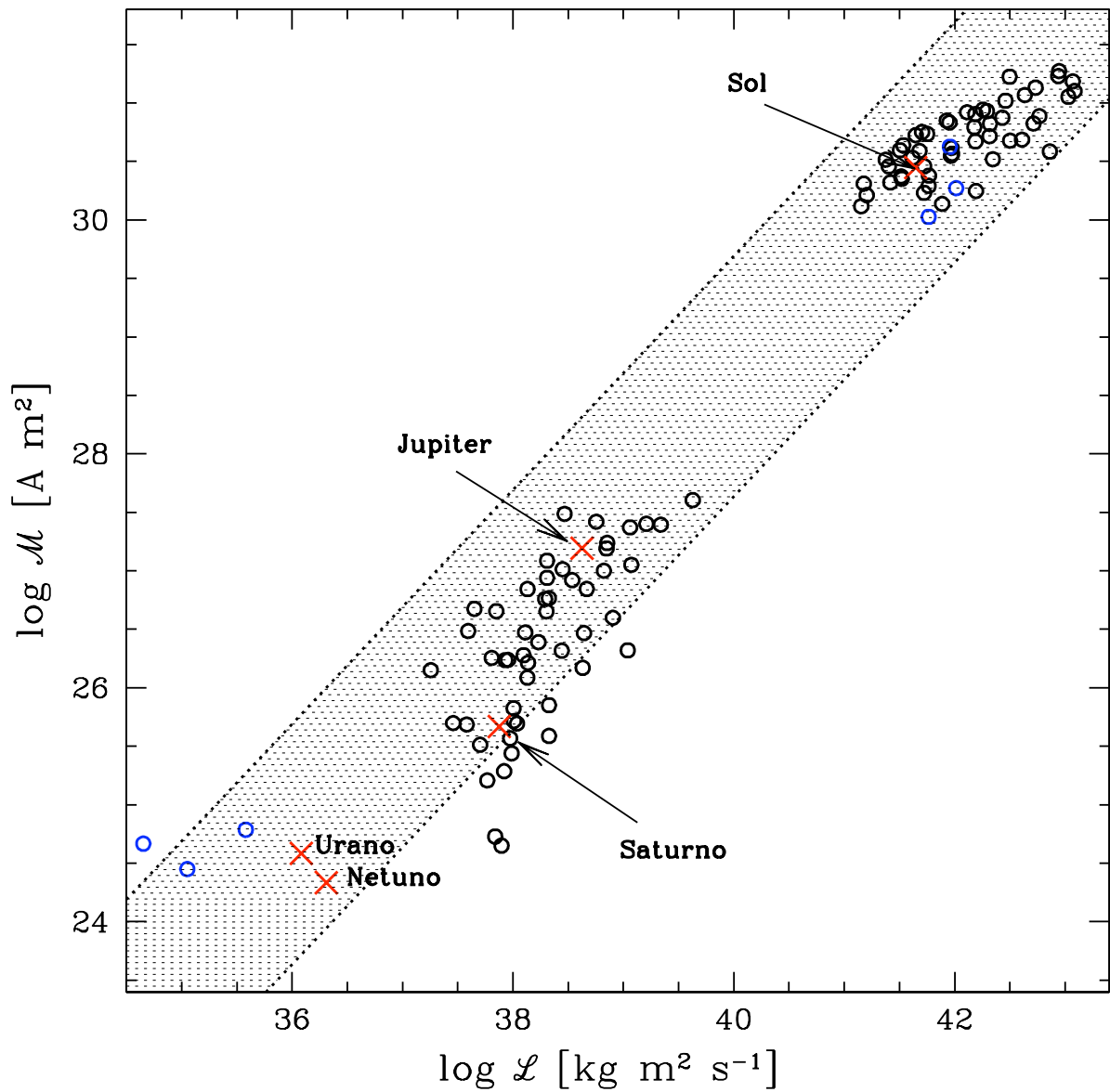


Figura 5.24: Diagrama de Blackett para as estrelas e respectivos planetas da nossa amostra. Os planetas do Sistema Solar são destacados. O coeficiente angular da reta que representa o melhor ajuste é $1,04 \pm 0,02$, e o coeficiente linear é de $-13,38 \pm 0,99$.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Everything in the Universe is the
fruit of chance and necessity.

Diogenes Laertius IX

O objetivo desta tese é investigar o comportamento das propriedades magnéticas nos sistemas planetários que tem sido descobertos nos últimos anos. Embora existam centenas de sistemas planetários conhecidos atualmente, selecionamos uma amostra de 53 planetas extrassolares (50 jupíteres quentes e 3 superterras) orbitando estrelas da sequência principal, com medidas disponíveis de atividade cromosférica. Tal limitação amostral ocorreu porque parâmetros fundamentais para nossa análise ainda não foram determinados para todos os planetas descobertos. Por exemplo, o raio geralmente só é determinado quando o planeta é observado em trânsito.

Sabemos que a atividade cromosférica estelar é um forte indicador de atividade magnética. Portanto, inicialmente, analisamos a emissão de fluxo de cálcio para nossa amostra de estrelas com planetas, comparando-as a uma amostra de estrelas similares, mas em torno das quais ainda não foi detectado nenhum planeta. A amostra de controle é necessária porque existem argumentos na literatura de que a presença de um planeta próximo à estrela aumenta sua atividade cromosférica (Shkolnik et al. (2008), Shkolnik, Walker & Bohlender (2003) e Kashyap, Drake & Saar (2008)). Mos-

tramos que não existe nenhuma clara evidência de que a presença de um planeta gigante gasoso em torno de uma estrela possa interferir em sua atividade cromosférica. Fazendo um paralelo com o trabalho de Poppenhaeger, Robrade & Schmitt (2010) concluímos que não existe correlação significativa que apoie a hipótese de que planetas gigantes muito próximos à estrela hospedeira tenha um importante papel na atividade magnética estelar. Este é um trabalho que já publicamos, para uma diferente amostra (Canto Martins et al. (2011)).

Como objetivo maior, nossa tese revisita, em uma abordagem pioneira, a lei magnética de Bode. O interesse por tal lei é justificável já que em nenhum outro trabalho foi estudada a aplicabilidade da mesma para sistemas planetários que não seja o nosso. Russell (1978) aplica a lei magnética de Bode para os planetas do sistema solar, e faz uma interessante discussão sobre a validade da mesma. Não se encontra nenhuma justificativa física para esta lei e há discussões que sugerem que ela seria um efeito geométrico decorrente de que tanto os momentos magnéticos quanto os rotacionais são funções de potências do raio (Cain et al. (1995)). Estudos preliminares podem ser encontrados na literatura, a exemplo do trabalho de Blackett (1947), no qual o autor encontra esta relação para o Sol, a Terra e uma outra estrela, e sugere que esta seria uma lei universal. Daí o nome Lei de Blackett ser usado como sinônimo para a lei magnética de Bode. Nos anos seguintes ela foi aplicada e testada para amostras um pouco maiores, e resultados consistentes foram encontrados (Arge, Mullan & Dolginov (1995), Baliunas, Sokoloff & Soon (1996), Russell (1978)). Um trabalho que particularmente chamou nossa atenção foi aquele realizado por Baliunas, Sokoloff & Soon (1996), no qual os autores constroem o diagrama de Blackett para uma amostra de estrelas, usando o indicador de fluxo de cálcio para estimar os momentos magnéticos estelares. Claramente, tal abordagem não retira a dependência direta do momento magnético com o raio da estrela. Entretanto, acreditamos que exista algum aspecto físico nesta lei a mais do que a simples causalidade sugerida por Cain et al. (1995). Daí a necessidade de efetuarmos testes adicionais envolvendo os novos sistemas planetários, aspecto absolutamente pioneiro.

Para construir o nosso diagrama de Blackett (Fig. 5.24) necessitamos dos momentos rotacionais e magnéticos tanto para as estrelas quanto para os planetas. Para estimar os momentos magnéticos planetários usamos a lei de escala dada por Mizutani, Yamamoto & Fujimura (1992) e, para estimar os momentos rotacionais planetários, usamos o conceito de acoplamento de maré e sincronização rotacional. Para as estrelas, os momentos magnéticos foram estimados a partir de seus indicadores de cálcio e os momentos rotacionais, através de seus períodos de rotação, também derivados dos indicadores de cálcio, conforme descrito por Noyes et al. (1984) e Mizutani, Yamamoto & Fujimura (1992). Calculados os momentos, construímos a Fig. 5.24. Esta figura retrata o principal e mais importante resultado desta tese: a validade da lei magnética de Bode para outros sistemas planetários.

Nesta tese nós não buscamos compreender o significado físico da lei magnética de Bode, mas mostramos que ela é válida não somente para os planetas do Sistema Solar, mas também para os novos sistemas planetários que estão sendo descobertos, e que pode ser uma ferramenta fundamental na predição de comportamentos que ainda não podem ser medidos, seja por limitações tecnológicas ou quaisquer outras.

6.1 Novos problemas e perspectivas

Na presente tese, mostramos que a lei magnética de Bode, quando aplicada para um conjunto de estrelas com planetas extrassolares, resulta em um bom ajuste linear, tal qual ocorre para o nosso Sistema Solar. Isto foi feito, entretanto, para uma amostra pequena, limitada a alguns júpiteres quentes e superterras, planetas estes que apresentam propriedades físicas intrigantes para nosso conhecimento atual, merecedoras de um pouco mais de atenção. Ainda, não aplicamos tal lei para os outros tipos de planetas extrassolares, uma vez que necessitamos de informações a respeito de sua composição nuclear e de seus períodos de rotação (ou de uma medida de seu campo magnético). Encontrar uma maneira de estimar o momento magnético e a taxa de rotação para estes outros planetas fica, portanto, como perspectiva para um

futuro trabalho. Concluímos também que Leis de Escala podem nos ajudar bastante no estudo de propriedades complexas, não acessíveis para medidas, e podem colocar alguma luz sobre vários aspectos desconhecidos destes novos sistemas planetários.

Ampliar a amostra é um passo importante e necessário na continuação deste trabalho. Buscar um modo de estimar melhor os momentos magnéticos para as estrelas, que nos liberte do viés apresentado pelo cálculo do fluxo de cálcio, que atualmente só nos dá resultados quase precisos para estrelas da sequência principal, é um outro aspecto necessário. Com uma amostra maior, devemos fazer uma extensa e robusta análise estatística para validar nossos resultados. Mostramos que a lei magnética de Bode é válida, que pode ser usada no caso dos sistemas exoplanetários, entretanto entendemos que esta é uma lei universal, de tal modo que se faz necessário aplicar a mesma para uma amostra maior e de diferentes objetos, como por exemplo satélites naturais, anãs marrons, sistemas planetários em torno de estrelas evoluídas e galáxias.

Algo que se faz necessário aqui é uma determinação homogênea dos parâmetros estelares. Por exemplo, através de cálculos uniformes de velocidade equatorial $v \sin i$ podemos ter medidas mais precisas dos períodos rotacionais estelares $\mathcal{P}_{*,rot}$, que foram usados no cálculo do *momentum* angular. Isto irá diminuir a incerteza nesta medida. Outro parâmetro que deve ser medido de modo uniforme é o indicador da atividade cromosférica $\log \mathcal{R}'_{HK}$, já que necessitamos determinar com confiança se a presença de um planeta gigante gasoso próximo a uma estrela provoca alguma mudança em seu nível de atividade, como o observado no caso dos sistemas binários estelares.

Um aspecto que necessariamente deve ser feito é estender este estudo para o caso em que os campos magnéticos sejam toroidais, e não somente os dipolares. E ainda, estender nossa análise para os campos magnéticos gerados por indução, e não somente pelo processo de dínamo.

Aplicar a lei de Titus-Bode para cada um dos sistemas múltiplos que temos

no atual zoo extrassolar é uma abordagem que, apesar de simples, pode nos trazer alegrias no contexto de predições de novos planetas dentro de sistemas extrassolares já existentes. Portanto uma perspectiva imediata é verificar a validade desta lei para os sistemas múltiplos conhecidos até o momento.

Pela discussão que apresentamos ao longo desta tese, podemos ainda estudar várias outras propriedades destes novos sistemas planetários. Por exemplo, estrelas gigantes podem nos fornecer pistas sobre o mecanismo de poluição e se ele é responsável pela maior metalicidade nas estrelas que possuem planetas. Pasquini et al. (2007) mostram que a distribuição de metalicidade de estrelas hospedeiras gigantes é diferente daquela para estrelas anãs e evidencia a ausência de estrelas gigantes ricas em metal possuidoras de planetas. Tal diferença é atribuída pelos autores ao maior envoltório de convecção das estrelas evoluídas. Eles argumentam que, se o excesso de metal visto nas estrelas da sequência principal for devido à “poluição” pelo acréscimo de planetas, então este excesso de metal não deve ser observado em estrelas gigantes uma vez que a fração da massa estelar da zona de convecção nas estrelas evoluídas pode ser maior que $0,7 M_{\odot}$. Se a assinatura de riqueza em metais em uma estrela da sequência principal é somente nas camadas mais externas, ela desapareceria em grande parte no envoltório convectivo homogeneizado da estrela gigante. Se for deste modo, isto dar suporte para que o alto teor de metal em estrelas da sequência principal seja explicado pela acreção de planetas. Para testar esta idéia se faz necessário uma maior amostra de estrelas gigantes, com abundâncias bem determinadas. Com esta maior amostra teremos como investigar estatisticamente a conexão planeta - metalicidade, bem como as teorias correntes de formação de planetas. Atualmente, apenas $\sim 7\%$ dos planetas descobertos orbitam estrelas gigantes, evidenciando a necessidade de programas observacionais que busquem planetas especificamente em torno de estrelas evoluídas.

Referências

- ALONSO, R. et al. TrES-1: The Transiting Planet of a Bright K0 V Star. **ApJ**, v. 613, p. L153–L156, out. 2004.
- ALVES, S.; DO NASCIMENTO JR., J. D.; DE MEDEIROS, J. R. On the rotational behaviour of parent stars of extrasolar planets. **MNRAS**, v. 408, p. 1770–1777, nov. 2010.
- ARGE, C. N.; MULLAN, D. J.; DOLGINOV, A. Z. Magnetic moments and angular momenta of stars and planets. **ApJ**, v. 443, p. 795–803, abr. 1995.
- AYRES, T. R.; LINSKY, J. L. Outer atmospheres of cool stars. V - IUE observations of Capella - The rotation-activity connection. **ApJ**, v. 241, p. 279–299, out. 1980.
- BAKOS, G. Á. et al. System Description and First Light Curves of the Hungarian Automated Telescope, an Autonomous Observatory for Variability Search. **PASP**, v. 114, p. 974–987, set. 2002.
- BALIUNAS, S.; SOKOLOFF, D.; SOON, W. Magnetic Field and Rotation in Lower Main-Sequence Stars: an Empirical Time-dependent Magnetic Bode's Relation? **ApJ**, v. 457, p. L99, fev. 1996.
- BARAFFE, I.; CHABRIER, G.; BARMAN, T. The physical properties of extra-solar planets. **RPPh**, v. 73, n. 1, p. 016901, jan. 2010.
- BASRI, G.; BROWN, M. E. Planetesimals to Brown Dwarfs: What is a Planet? **AREPS**, v. 34, p. 193–216, maio 2006.
- BLACKETT, P. M. S. The Magnetic Field of Massive Rotating Bodies. **Nature**, v. 159, p. 658–666, maio 1947.
- _____. A Negative Experiment Relating to Magnetism and the Earth's Rotation. **RSPTA**, v. 245, p. 309–370, dez. 1952.
- BORRA, E. F.; LANDSTREET, J. D. The magnetic fields of the AP stars. **ApJS**, v. 42, p. 421–445, mar. 1980.

- CAIN, J. C. et al. The magnetic bode fallacy. **JGR**, v. 100, p. 9439–9454, maio 1995.
- CANTO MARTINS, B. L. et al. Chromospheric activity of stars with planets. **A&A**, v. 530, p. A73, jun. 2011.
- CDS. **SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France@ONLINE**. jan. 2011. Disponível em: <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.
- CORREIA, A. C. M.; LASKAR, J. In: SEAGER, S. (editor). **Exoplanets**. Tucson, AZ: University of Arizona Press, 2010. (Space Science Series), cap. Tidal Evolution of Exoplanets, p. 239–266.
- COX, A. N. **Allen's astrophysical quantities**. [S.l.: s.n.], 2000.
- CUNTZ, M.; SAAR, S. H.; MUSIELAK, Z. E. On Stellar Activity Enhancement Due to Interactions with Extrasolar Giant Planets. **ApJ**, v. 533, p. L151–L154, abr. 2000.
- CURTIS, S. A.; NESS, N. F. Magnetostrophic balance in planetary dynamos - Predictions for Neptune's magnetosphere. **JGR**, v. 911, p. 11003–11008, out. 1986.
- DAS CHAGAS, M. L. **Atividade Cromosférica induzida por planetas extrasolares gigantes**. Dissertação (Mestrado) — DFTE/UFRN, Natal, 2010.
- DEBOSSCHER, J. **Automated Classification of variable stars: Application to the OGLE and CoRoT**. Tese (Doutorado) — Katholieke Universiteit Leuven, 2009.
- DO NASCIMENTO JR., J. D. et al. Lithium and rotation on the subgiant branch. II. Theoretical analysis of observations. **A&A**, v. 357, p. 931–937, maio 2000.
- DURAND-MANTEROLA, H. J. Dipolar magnetic moment of the bodies of the solar system and the Hot Jupiters. **P&SS**, v. 57, p. 1405–1411, out. 2009.
- EBERHARD, G.; SCHWARZSCHILD, K. On the reversal of the calcium lines H and K in stellar spectra. **ApJ**, v. 38, p. 292–295, out. 1913.
- ECHER, E. Magnetosferas planetárias. **Revista Brasileira de Ensino de Física @ONLINE**, v. 32, n. 2, p. 1–7, jun. 2010. Disponível em: <http://www.scielo.br/pdf/rbef/v32n2/v32n2a01.pdf>.
- ESA. The Hipparcos and Tycho Catalogues (ESA 1997). **VizieR Online Data Catalog**, v. 1239, p. 0, fev. 1997.
- FARRELL, W. M.; DESCH, M. D.; ZARKA, P. On the possibility of coherent cyclotron emission from extrasolar planets. **JGR**, v. 104, p. 14025–14032, jun. 1999.

- FERRAZ-MELLO, S.; RODRÍGUEZ, A.; HUSSMANN, H. Tidal friction in close-in satellites and exoplanets: The Darwin theory re-visited. **CeMDA**, v. 101, p. 171–201, maio 2008.
- FORTNEY, J. J. et al. Discovery and Atmospheric Characterization of Giant Planet Kepler-12b: An Inflated Radius Outlier. **ApJS**, v. 197, p. 9, nov. 2011.
- FRAGA, L. **Estrelas magnéticas quimicamente peculiares - Evolução, Oscilações e Imageamento Doppler**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Santa Catarina, nov. 2006.
- GILLON, M. et al. WASP-50 b: a hot Jupiter transiting a moderately active solar-type star. **A&A**, v. 533, p. A88, set. 2011.
- GOLDREICH, P.; SOTER, S. Q in the Solar System. , v. 5, p. 375–389, 1966.
- GRIEBMEIER, J.-M. **Aspects of the magnetosphere-stellar wind interaction of close-in extrasolar planets**. Tese (Doutorado) — Technische Universität Carolo-Wilhelmina, Braunschweig, 2006.
- GRIEBMEIER, J.-M. Aspects of the magnetosphere stellar wind interaction of close-in extrasolar planets. **P&SS**, v. 55, p. 530–531, mar. 2007.
- GRIEBMEIER, J.-M. et al. The influence of stellar wind conditions on the detectability of planetary radio emissions. **A&A**, v. 437, p. 717–726, jul. 2005.
- _____. The effect of tidal locking on the magnetospheric and atmospheric evolution of “Hot Jupiters”. **A&A**, v. 425, p. 753–762, out. 2004.
- GU, P.-G.; LIN, D. N. C.; BODENHEIMER, P. H. The Effect of Tidal Inflation Instability on the Mass and Dynamical Evolution of Extrasolar Planets with Ultrashort Periods. **ApJ**, v. 588, p. 509–534, maio 2003.
- HARTMANN, L. et al. An analysis of the Vaughan-Preston survey of chromospheric emission. **ApJ**, v. 276, p. 254–265, jan. 1984.
- HATZES, A. P. Extrasolar planets around intermediate mass stars. **PhST**, v. 130, n. 1, p. 014004, ago. 2008.
- HATZES, A. P. et al. Planets around giant stars. In: N. C. Santos, L. Pasquini, A. C. M. Correia, & M. Romaniello . **Precision Spectroscopy in Astrophysics**. [S.l.], 2008. p. 197–200.
- HEKKER, S. **Radial velocity variations in Red Giant Stars: Pulsations, spots and planets**. Tese (Doutorado) — Leiden Observatory, Leiden University, P.O. Box 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands, ago. 2007.

- HENRY, T. J. et al. A Survey of Ca II H and K Chromospheric Emission in Southern Solar-Type Stars. **AJ**, v. 111, p. 439, jan. 1996.
- HOWARD, A. W. et al. HAT-P-17b,c: A Transiting, Eccentric, Hot Saturn and a Long-period, Cold Jupiter. **ApJ**, v. 749, p. 134, abr. 2012.
- HUBBARD, W. B. **Planetary interiors**. New York: Van Nostrand Reinhold Co., 1984.
- IP, W.-H.; KOPP, A.; HU, J.-H. On the Star-Magnetosphere Interaction of Close-in Exoplanets. **ApJ**, v. 602, p. L53–L56, fev. 2004.
- ISAACSON, H.; FISCHER, D. Chromospheric Activity and Jitter Measurements for 2630 Stars on the California Planet Search. **ApJ**, v. 725, p. 875–885, dez. 2010.
- ISRAELIAN, G. The chemical composition of stars with extrasolar planetary systems. **AN**, v. 326, p. 1053–1056, dez. 2005.
- KASHYAP, V. L.; DRAKE, J. J.; SAAR, S. H. Extrasolar Giant Planets and X-Ray Activity. **ApJ**, v. 687, p. 1339–1354, nov. 2008.
- KASTING, J. F.; WHITMIRE, D. P.; REYNOLDS, R. T. Habitable Zones around Main Sequence Stars. , v. 101, p. 108–128, jan. 1993.
- KIVELSON, M. G.; KHURANA, K. K.; VOLWERK, M. The Permanent and Inductive Magnetic Moments of Ganymede. **Icar**, v. 157, p. 507–522, jun. 2002.
- KNUTSON, H. A.; HOWARD, A. W.; ISAACSON, H. A Correlation Between Stellar Activity and Hot Jupiter Emission Spectra. **ApJ**, v. 720, p. 1569–1576, set. 2010.
- LATHAM, D. W. et al. The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf. **Nature**, v. 339, p. 38–40, maio 1989.
- LÉGER, A. et al. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b: the first super-Earth with measured radius. **A&A**, v. 506, p. 287–302, out. 2009.
- _____. A new family of planets? “Ocean-Planets”. **Icar**, v. 169, p. 499–504, jun. 2004.
- LINSKY, J. L. Nonradiative activity across the H-R diagram - Which types of stars are solar-like? **SoPh**, v. 100, p. 333–362, out. 1985.
- LÓPEZ SANTIAGO, J. et al. A high-resolution spectroscopic survey of late-type stars: chromospheric activity, rotation, kinematics, and age. **A&A**, v. 514, p. A97, maio 2010.
- LOVIS, C. **Recherche de systèmes planétaires aux limites de la spectroscopie Doppler**. Tese (Doutorado) — Faculté des sciences de l’Université de Genève, set. 2007.

- MACDONALD, G. J. F. Tidal Friction. **RvGSP**, v. 2, p. 467–541, 1964.
- MARTÍNEZ ARNÁIZ, R. et al. Effect of magnetic activity saturation in chromospheric flux-flux relationships. **MNRAS**, v. 414, p. 2629–2641, jul. 2011.
- MARTÍNEZ-ARNÁIZ, R. et al. Chromospheric activity and rotation of FGK stars in the solar vicinity. An estimation of the radial velocity jitter. **A&A**, v. 520, p. A79, set. 2010.
- MARTIOLI, E. **Exoplanetas: o que são e como detectá-los**. Dissertação (Mestrado) — INPE, São José dos Campos, 2006.
- MAXTED, P. F. L. et al. WASP-41b: A Transiting Hot Jupiter Planet Orbiting a Magnetically Active G8V Star. **PASP**, v. 123, p. 547–554, maio 2011.
- MAYER, L. et al. Fragmentation of Gravitationally Unstable Gaseous Protoplanetary Disks with Radiative Transfer. **ApJ**, v. 661, p. L77–L80, maio 2007.
- MAYOR, M.; QUELOZ, D. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. **Nature**, v. 378, p. 355–359, nov. 1995.
- MCCULLOUGH, P. R. et al. The XO Project: Searching for Transiting Extrasolar Planet Candidates. **PASP**, v. 117, p. 783–795, ago. 2005.
- MIDDELKOOP, F. Magnetic structure in cool stars. IV - Rotation and CA II H and K emission of main-sequence stars. **A&A**, v. 107, p. 31–35, mar. 1982.
- MITTAG, M. **Chromospheric activity First results of the observations with the Hamburg Robotic Telescope**. Tese (Doutorado) — Hamburg University, 2009.
- MIZUTANI, H.; YAMAMOTO, T.; FUJIMURA, A. A new scaling law of the planetary magnetic fields. **AdSpR**, v. 12, p. 265–279, ago. 1992.
- NELLIS, W. J. Metallization of fluid hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar): implications for Jupiter. **P&SS**, v. 48, p. 671–677, jun. 2000.
- NELSON, O. R. **Sobre a natureza dos processos físicos de aquecimento da atmosfera de estrelas do tipo solar**. Tese (Doutorado) — DFTE/UFRN, Natal, 2008.
- NOYES, R. W. et al. Rotation, convection, and magnetic activity in lower main-sequence stars. **ApJ**, v. 279, p. 763–777, abr. 1984.
- OSWALT, T. D.; ZHAO, J. The Chromospheric Activity and Age Relation among Main Sequence Stars in Wide Binaries. In: **American Astronomical Society Meeting Abstracts #218**. [S.l.: s.n.], 2011. v. 43.

- PACE, G. The discontinuous nature of chromospheric-activity evolution. **Ap&SS**, v. 328, p. 307–311, jul. 2010.
- PACZYNSKI, B. Gravitational microlensing by the galactic halo. **ApJ**, v. 304, p. 1–5, 1986.
- PASQUINI, L. et al. Evolved stars suggest an external origin of the enhanced metallicity in planet-hosting stars. **A&A**, v. 473, p. 979–982, out. 2007.
- PERRYMAN, M. **The Exoplanet Handbook**. [S.l.: s.n.], 2011.
- PERRYMAN, M. A. C. Extra-solar planets. **RPPH**, v. 63, p. 1209–1272, ago. 2000.
- PERRYMAN, M. A. C.; ESA (Ed.). **The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission**, v. 1200 de **ESA Special Publication**, (ESA Special Publication, v. 1200). [S.l.: s.n.], 1997.
- POLLACCO, D. L. et al. The WASP Project and the SuperWASP Cameras. **PASP**, v. 118, p. 1407–1418, out. 2006.
- PONT, F. Empirical evidence for tidal evolution in transiting planetary systems. **MNRAS**, v. 396, p. 1789–1796, jul. 2009.
- POPPEHAEGER, K.; ROBRADÉ, J.; SCHMITT, J. H. M. M. Coronal properties of planet-bearing stars. **A&A**, v. 515, p. A98, jun. 2010.
- RODRÍGUEZ, A.; FERRAZ-MELLO, S.; HUSSMANN, H. Tidal friction in close-in planets. In: Y.-S. Sun, S. Ferraz-Mello, & J.-L. Zhou (Ed.). **IAU Symposium**. [S.l.: s.n.], 2008. (IAU Symposium, v. 249), p. 179–186.
- RUSSELL, C. T. Re-evaluating Bode's law of planetary magnetism. **Nature**, v. 272, p. 147, mar. 1978.
- SÁNCHEZ-LAVEGA, A. The Magnetic Field in Giant Extrasolar Planets. **ApJ**, v. 609, p. L87–L90, jul. 2004.
- SANTOS, N. C. et al. Spectroscopic metallicities for planet-host stars: Extending the samples. **A&A**, v. 437, p. 1127–1133, jul. 2005.
- SANTOS, N. M. C. **New Studies on Stars with Giant Planets**. Tese (Doutorado) — Observatoire de Genève, jun. 2002.
- SCHILLING, G. 'Hot Jupiters' Leave Theorists in the Cold. **Science**, v. 273, p. 429, jul. 1996.

- SCHNEIDER, J. et al. Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database. **A&A**, v. 532, p. A79, ago. 2011.
- SHKOLNIK, E. et al. The On/Off Nature of Star-Planet Interactions. **ApJ**, v. 676, p. 628–638, mar. 2008.
- SHKOLNIK, E.; WALKER, G. A. H.; BOHLENDER, D. A. Evidence for Planet-induced Chromospheric Activity on HD 179949. **ApJ**, v. 597, p. 1092–1096, nov. 2003.
- SHVETS, V. T. Electrical conductivity of metallic hydrogen in the nearly-free-electron model. **PMM**, v. 103, p. 330–336, abr. 2007.
- SIEGEL, S. **Estatística não paramétrica: para as ciências do comportamento**. São Paulo, SP: McGraw-Hill do Brasil, 1975. 350 p.
- SIRAG, S.-P. Gravitational magnetism. **Nature**, v. 278, p. 535–538, abr. 1979.
- STEVENSON, D. J. Planetary magnetic fields. **RPPH**, v. 46, p. 555–557, maio 1983.
- _____. Planetary magnetic fields. **EPSL**, v. 208, p. 1–11, mar. 2003.
- TRAMMELL, G. B.; ARRAS, P.; LI, Z.-Y. Hot Jupiter Magnetospheres. **ApJ**, v. 728, p. 152, fev. 2011.
- TRIAUD, A. H. M. J. et al. Spin-orbit angle measurements for six southern transiting planets. New insights into the dynamical origins of hot Jupiters. **A&A**, v. 524, p. A25, dez. 2010.
- _____. WASP-23b: a transiting hot Jupiter around a K dwarf and its Rossiter-McLaughlin effect. **A&A**, v. 531, p. A24, jul. 2011.
- UDRY, S.; SANTOS, N. C. Statistical Properties of Exoplanets. **ARA&A**, v. 45, p. 397–439, set. 2007.
- VALENTI, J. A.; FISCHER, D. A. Spectroscopic Properties of Cool Stars (SPOCS). I. 1040 F, G, and K Dwarfs from Keck, Lick, and AAT Planet Search Programs. **ApJS**, v. 159, p. 141–166, jul. 2005.
- WILSON, O. C.; VAINU BAPPU, M. K. H and K Emission in Late-Type Stars: Dependence of Line Width on Luminosity and Related Topics. **ApJ**, v. 125, p. 661, maio 1957.
- WOLSZCZAN, A.; FRAIL, D. A. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. **Nature**, v. 355, p. 145–147, jan. 1992.
- WRIGHT, J. T. et al. Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars. **ApJS**, v. 152, p. 261–295, jun. 2004.

Apêndices

Apêndice A

Teste Kolmogorov-Smirnov

O teste Kolmogorov-Smirnov, ou simplesmente *teste K - S*, é uma prova de aderência que informa sobre o grau de concordância entre uma dada distribuição de um conjunto de valores amostrais e uma determinada distribuição teórica específica. Aqui, usamos o teste K - S para comparar duas amostras observadas, de modo a verificar a probabilidade das amostras provirem de uma mesma população ou populações com a mesma distribuição. No teste K - S existem dois parâmetros de grande relevância:

- O parâmetro D, que acusa a maior divergência entre as distribuições;
- A significância P do desvio.

De forma análoga ao caso em que se compara uma amostra observada com uma amostra teórica (Nelson (2008)), quando comparamos duas amostras observadas, temos:

$$D = \max|S_{n1}(x) - S_{n2}(x)| \quad (\text{A.1})$$

sendo $S_{n1}(x)$ e $S_{n2}(x)$ as respectivas distribuições acumuladas de cada amostra. A partir deste parâmetro determina-se a significância usando a seguinte equação

$$P(D > \text{observado}) = Q_{KS}[(\sqrt{N} + 0,012 + 0,11/\sqrt{N})D], \quad (\text{A.2})$$

em que Q_{KS} é uma função monotônica, com limites $Q_{KS}(0) = 1$ e $Q_{KS}(\text{inf}) = 0$ e N é o número de intervalos ou pontos da amostra. Para $N \leq 40$, as amostras devem ter o mesmo número de pontos ou intervalos e para $N > 40$, calcula-se um valor efetivo para N dado por

$$N_{ef} = \frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2},$$

onde os índices 1 e 2 correspondem as amostras.

Apêndice B

Coeficientes de Correlação

B.1 Coeficiente de Correlação de Pearson

O coeficiente de correlação de Pearson – ou coeficiente de correlação produto-momento ou r de Pearson – é uma medida de associação¹ linear entre variáveis. Este índice é adimensional e assume valores no intervalo $\{r \in \mathbb{R} \mid -1 \leq r \leq 1\}$. É dado pela seguinte fórmula:

$$r = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i - \bar{x}}{S_x} \right) \left(\frac{y_i - \bar{y}}{S_y} \right) \quad (\text{B.1})$$

em que o par (x_i, y_i) representa o valor da observação i , \bar{x} e \bar{y} representa as médias dessas observações e (S_x, S_y) indica o valor do desvio padrão associado a estas observações. Matematicamente, o desvio padrão e a média são dados por:

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{B.2})$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{B.3})$$

¹Em estatística, dizer que duas variáveis estão associadas significa que elas guardam semelhanças na distribuição de seus escores, ou seja, elas podem se associar a partir da distribuição de suas frequências ou também pelo compartilhamento de variância. No caso particular da correlação de Pearson tem-se uma medida de variância compartilhada.

e de forma similar para a observação y .

Podemos interpretar o coeficiente de correlação de Pearson r da seguinte forma:

- $r = +1,0$ correlação perfeita positiva entre as duas variáveis;
- $r = 0,0$ as duas variáveis não dependem linearmente uma da outra;
- $r = -1,0$ correlação perfeita negativa entre as duas variáveis, ou seja, se uma aumenta, a outra sempre diminui.

B.2 Coeficiente de Correlação de Spearman

O Coeficiente de correlação de postos de Spearman ρ é uma medida de correlação não-paramétrica que, ao contrário do coeficiente de correlação de Pearson, não requer a suposição que existe uma relação linear entre o conjunto de dados estudado. É conveniente utilizar o coeficiente de correlação de Spearman ao invés do de Pearson quando o número de pares for menor do que 30, e os dados são ordenados.

Este coeficiente está definido no intervalo $\{\rho \in \mathbb{R} \mid -1 \leq \rho \leq 1\}$, e pode ser obtido a partir do estimador do coeficiente de Pearson (Siegel (1975)):

$$\rho = 1 - \frac{6 \sum_{i=1}^n d_i^2}{n^3 - n} \quad (\text{B.4})$$

em que n é o número de pares (x_i, y_i) , e $d_i = (\text{postos de } x_i \text{ dentre os valores de } x) - (\text{postos de } y_i \text{ dentre os valores de } y)$ é a diferença entre as ordenações. Observe que se todos os postos de x forem exatamente iguais aos postos de y então $d_i = 0 \forall i$ e $\rho = 1$.

Apêndice C

Parâmetros Planetários

Tabela C.1: Amostra de planetas extrassolares. As colunas representam: **Coluna 1** - Estrela: Nome da estrela no Catálogo de Planetas Extrassolares (CPE); **Coluna 2** - Planeta: Nome da estrela acrescido da letra nesta coluna fornece o nome do planeta no CPE; **Coluna 3** - M_{pl} : Massa do planeta, em massas de Júpiter, extraído do CPE; **Coluna 4** - R_{pl} : Raio planetário, em raios de Júpiter, extraído do CPE; **Coluna 5** - P_{orb} : Período da órbita, em dias, extraído de CPE; **Coluna 6** - a : Semi-eixo maior, em unidades astronômicas, extraído de CPE; **Coluna 7** - e : Excentricidade da órbita, extraído de CPE.

Estrela	Planeta	M_{pl}	R_{pl}	P_{orb}	a	e
Hospedeira		M_J	R_J	dias	UA	
55 Cnc	e	0.027 ± 0.002	0.19 ± 0.009	0.73654×10^{-6}	0.0156 ± 0.00011	$0.057^{+0.064}_{-0.041}$
CoRoT-7	b	0.0151 ± 0.0025	0.15 ± 0.008	0.853585×10^{-5}	0.0172 ± 0.00029	0
HD 97658	b	0.02 ± 0.002	0.262 ± 0.025	9.4957 ± 0.0022	0.0797 ± 0.007	$0.13^{+0.07}_{-0.06}$

Superterras

Estrela	Planeta	M_{pt}	R_{pt}	P_{orb}	a	e
Hospedeira		M_J	R_J	dias	UA	
Júpiteres Quentes						
CoRoT-1	b	$1,03 \pm 0,12$	$1,49 \pm 0,08$	$1,5090 \pm 6,4 \times 10^{-6}$	$0,0254 \pm 0,0004$	0
CoRoT-2	b	$3,31 \pm 0,16$	$1,465 \pm 0,029$	$1,7430 \pm 1,7 \times 10^{-6}$	$0,0281 \pm 0,0009$	0
CoRoT-6	b	$2,96 \pm 0,34$	$1,166 \pm 0,035$	$8,8866 \pm 4 \times 10^{-6}$	$0,0855 \pm 0,0015$	0,1
HAT-P-1	b	$0,524 \pm 0,031$	$1,217 \pm 0,04$	$4,4653 \pm 9,3 \times 10^{-5}$	$0,0554 \pm 0,00071$	0,067
HAT-P-13	b	$0,85 \pm 0,038$	$1,28 \pm 0,079$	$2,9162 \pm 3 \times 10^{-6}$	$0,0426^{+0,0006}_{-0,0012}$	0,0142
HAT-P-14	b	$2,2 \pm 0,04$	$1,2 \pm 0,04$	$4,6277 \pm 5 \times 10^{-6}$	$0,0594 \pm 0,0004$	$0,095 \pm 0,011$
HAT-P-15	b	$1,946 \pm 0,066$	$1,072 \pm 0,043$	$10,8635 \pm 27$	$0,0964 \pm 0,0014$	$0,19 \pm 0,019$
HAT-P-16	b	$4,193 \pm 0,094$	$1,289 \pm 0,066$	$2,7760 \pm 3 \times 10^{-6}$	$0,0413 \pm 0,0004$	$0,036 \pm 0,004$
HAT-P-17	b	0,53	1,01	10,3385	0,0882	0,346
HAT-P-2	b	$8,74 \pm 0,26$	$0,951^{+0,039}_{-0,053}$	$5,6335 \pm 6,1 \times 10^{-6}$	$0,0674 \pm 0,00081$	$0,5171 \pm 0,0033$
HAT-P-3	b	$0,591 \pm 0,018$	$0,827 \pm 0,055$	$2,8997 \pm 5,4 \times 10^{-5}$	$0,0387 \pm 0,00041$	0
HAT-P-4	b	$0,6 \pm 0,04$	$1,27 \pm 0,05$	$3,0565 \pm 2,8 \times 10^{-6}$	$0,0446 \pm 0,0012$	0
HAT-P-5	b	$1,06 \pm 0,11$	$1,26 \pm 0,05$	$2,7885 \pm 2,5 \times 10^{-5}$	$0,0408 \pm 0,00076$	0
HAT-P-6	b	$1,057 \pm 0,119$	$1,33 \pm 0,061$	$3,8530 \pm 5 \times 10^{-6}$	$0,0524 \pm 0,00087$	0
HAT-P-7	b	$1,8^{+0,063}_{-0,059}$	$1,421^{+0,144}_{-0,097}$	$2,2047 \pm 2,4 \times 10^{-6}$	$0,0379 \pm 0,0004$	0
HAT-P-8	b	$1,34 \pm 0,05$	$1,5^{+0,08}_{-0,06}$	$3,0763 \pm 3,1 \times 10^{-6}$	$0,0449 \pm 0,0007$	0
HAT-P-9	b	$0,67 \pm 0,08$	$1,4 \pm 0,06$	$3,9228 \pm 2 \times 10^{-6}$	$0,0530 \pm 0,002$	0
HD 149026	b	$0,356^{+0,013}_{-0,011}$	$0,718 \pm 0,065$	$2,8759 \pm 1,4 \times 10^{-6}$	$0,0429^{+0,00017}_{-0,00033}$	0,0005
HD 17156	b [†]	$3,38^{0,2}_{-0,47}$	$1,095 \pm 0,02$	$21,2164 \pm 1,59 \times 10^{-5}$	$0,1623^{+0,0015}_{-0,002}$	$0,6768 \pm 0,0034$
HD 189733	b	$1,138 \pm 0,025$	$1,178^{+0,016}_{-0,023}$	$2,2186^{+3,6 \times 10^{-7}_{-7,6 \times 10^{-7}}$	$0,0314 \pm 0,00052$	$0,0041^{+0,0025}_{-0,002}$

Estrela	Planeta	M_{pt}	R_{pt}	P_{orb}	a	e
Hospedeira		M_J	R_J	dias	UA	
HD 209458	b	0,714 ± 0,017	1,38 ± 0,018	3,5247 ± 3,8 × 10 ⁻⁷	0,0475 ± 0,00055	0,014 ± 0,005
HD 80606	b [†]	3,94 ± 0,11	0,921 ± 0,036	111,4364 ± 0,0009	0,4490 ± 0,006	0,93366 ^{+0,00014} -0,00043
Kepler-12	b	0,431 ± 0,041	1,695 ^{+0,028} -0,032	4,4380 ± 2 × 10 ⁻⁷	0,0556 ± 0,0007	0,01
Kepler-5	b	2,114 ± 0,064	1,431 ± 0,048	3,5485 ± 3,2 × 10 ⁻⁵	0,0506 ± 0,0007	0
Kepler-6	b	0,669 ^{+0,025} -0,03	1,323 ^{+0,026} -0,029	3,2342 ± 1,7 × 10 ⁻⁵	0,0457 ^{+9 × 10⁻⁰⁵} -0,00046	0,00055
Kepler-7	b	0,433 ^{+0,042} -0,041	1,614 ± 0,015	4,8855 ± 4 × 10 ⁻⁵	0,0625 ± 0,00046	0,1 ± 0,1
Kepler-8	b	0,603 ^{+0,13} -0,19	1,419 ^{+0,056} -0,058	3,5225 ^{+3 × 10⁻⁵} -5 × 10 ⁻⁵	0,0483 ^{+0,0006} -0,0012	0
TrES-1		0,761 ± 0,05	1,099 ± 0,035	3,0301 ± 2 × 10 ⁻⁷	0,0393 ± 0,0007	0
TrES-2		1,253 ± 0,052	1,169 ± 0,034	2,4706 ± 1 × 10 ⁻⁶	0,0356 ± 0,00075	0
TrES-3		1,91 ^{+0,06} -0,08	1,305 ^{+0,028} -0,09	1,3062 ± 3,8 × 10 ⁻⁷	0,0226 ± 0,0013	0
TrES-4		0,917 ± 0,07	1,706 ± 0,056	3,5539 ± 3,2 × 10 ⁻⁶	0,0508 ± 0,0005	0
WASP-1	b	0,86 ± 0,07	1,484 ^{+0,06} -0,09	2,5199 ± 8 × 10 ⁻⁷	0,0382 ± 0,0013	0
WASP-11/HAT-P-10	b	0,46 ± 0,028	1,045 ^{+0,05} -0,033	3,7225 ± 6,7 × 10 ⁻⁶	0,0439 ^{+0,0006} -0,0009	0
WASP-12	b	1,404 ± 0,099	1,736 ± 0,092	1,0914 ± 1,1 × 10 ⁻⁶	0,0229 ± 0,00078	0 ^{+0,015} -0,01
WASP-13	b	0,485 ^{+0,052} -0,058	1,365 ^{+0,054} -0,062	4,3530 ± 1,3 × 10 ⁻⁵	0,0538 ^{+0,00018} -0,00059	0,00077
WASP-14	b	7,725 ^{+0,43} -0,67	1,259 ^{+0,08} -0,058	2,2438 ± 2,8 × 10 ⁻⁶	0,0370 ± 0,001	0,0903 ± 0,0027
WASP-15 [†]	b	0,542 ± 0,05	1,428 ± 0,077	3,7521 ± 2,8 × 10 ⁻⁶	0,0499 ± 0,0018	0
WASP-18	b	10,43 ± 0,4	1,165 ± 0,077	0,9415 ± 4 × 10 ⁻⁷	0,0205 ± 0,00038	0,0088 ± 0,0012
WASP-19	b	1,168 ± 0,023	1,386 ± 0,032	0,7888 ± 3 × 10 ⁻⁷	0,0165 ± 0,00013	0,0046 ^{+0,0028} -0,0044
WASP-2	b	0,847 ± 0,045	1,079 ± 0,033	2,1522 ± 4 × 10 ⁻⁷	0,0314 ± 0,011	0
WASP-23	b	0,884 ± 0,088	0,962 ± 0,047	2,9444 ± 1,3 × 10 ⁻⁶	0,0376 ^{0,0016} -0,0024	0,062

Estrela	Planeta	M_{pt}	R_{pt}	P_{orb}	a	e
Hospedeira		M_J	R_J	dias	UA	
WASP-3	b	$2,06 \pm 0,13$	$1,454 \pm 0,084$	$1,8468 \pm 6 \times 10^{-7}$	$0,0313 \pm 0,0001$	0
WASP-4	b	$1,1215^{+0,087}_{-0,079}$	$1,363 \pm 0,02$	$1,3382 \pm 2,5 \times 10^{-7}$	$0,0231 \pm 0,00033$	0
WASP-41	b	$0,92 \pm 0,07$	$1,21 \pm 0,07$	$3,0524 \pm 4 \times 10^{-6}$	$0,0400 \pm 0,0005$	0
WASP-5	b	$1,637 \pm 0,082$	$1,171 \pm 0,057$	$1,6284 \pm 1,3 \times 10^{-6}$	$0,0273 \pm 0,00056$	0
WASP-50	b	$1,468^{+0,091}_{-0,086}$	$1,153 \pm 0,048$	$1,9551 \pm 5,1 \times 10^{-6}$	$0,0295 \pm 0,00085$	$0,009^{+0,011}_{-0,006}$
XO-1	b	$0,9 \pm 0,07$	$1,184 \pm 0,04$	$3,9415 \pm 2,8 \times 10^{-6}$	$0,0488 \pm 0,0005$	0
XO-2	b	$0,62 \pm 0,02$	$0,973 \pm 0,03$	$2,6158 \pm 8 \times 10^{-6}$	$0,0369 \pm 0,002$	$0,045 \pm 0,024$
XO-3	b	$11,79 \pm 0,59$	$1,217 \pm 0,073$	$3,1915 \pm 0,00023$	$0,0454 \pm 0,00082$	$0,26 \pm 0,017$
XO-4	b	$1,72 \pm 0,2$	$1,34 \pm 0,048$	$4,1250 \pm 2 \times 10^{-5}$	$0,0555 \pm 0,0011$	0

† Estes planetas não apresentam sincronização rotacional.

Apêndice D

Parâmetros Estelares

Tabela D.1: Amostra de estrelas hospedeiras de planetas. As colunas representam: **Coluna 1** - Estrela: Nome da estrela no Catálogo de Planetas Extrassolares (CPE); **Coluna 2** - TE: Tipo espectral; **Coluna 3** - $\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$: Indicador de Cálcio; **Coluna 4** - (B-V):Índice de cor.

Estrela	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)
Estrelas hospedeiras de Superterras.			
55 Cnc	K0IV-V	-5,06 ^j	0,87
CoRoT-7	K0V	-4,60 ^l	1,05
HD 97658	K1V	-4,97 ^m	0,85
Estrelas hospedeiras de Júpiteres quentes.			
CoRoT-1	G0V	-5,312 ^b	0,59 ^b
CoRoT-2	G7V	-4,331 ^b	0,69 ^b
CoRoT-6	F9V	-4,802 ^b	0,88 ± 0,17 ^f
HAT-P-1	GOV	-4,984 ^b	0,58 ^b
HAT-P-13	G4	-5,138 ^b	0,73 ± 0,02 ^f
HAT-P-14	F	-4,855 ^b	0,42 ± 0 ^f
HAT-P-15	G5	-4,977 ^b	0,71 ^b
HAT-P-16	F8	-4,863 ^b	0,53 ^b
HAT-P-17	K	-5,039 ^c	0,83 ^c
HAT-P-2	F8	-4,78 ^b	0,463 ± 0,016 ^a
HAT-P-3	K	-4,904 ^b	0,87 ^b
HAT-P-4	F	-5,082 ^b	0,58 ^b
HAT-P-5		-5,061 ^b	0,59 ^b

Estrela	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)
HAT-P-6	F	-4,799 ^b	0,41 \pm 0 ^f
HAT-P-7		-5,018 ^b	0,44 ^b
HAT-P-8		-4,985 ^b	0,54 ^b
HAT-P-9	F	-5,092 ^b	0,48 ^b
HD 149026	G0 IV	-5,03 ^b	0,611 \pm 0, 015 ^a
HD 17156	G0	-5,022 ^b	0,643 \pm 0, 012 ^a
HD 189733	K1-K2	-4,501 ^b	0,932 \pm 0, 008 ^a
HD 209458	G0 V	-4,97 ^b	0,594 \pm 0, 015 ^a
HD 80606	G5	-5,061 ^b	0,765 ^a
Kepler-12	G0	-5,25 ⁱ	0,56 ^f
Kepler-5		-5,037 ^b	0,5 ^b
Kepler-6		-5,005 ^b	0,68 ^b
Kepler-7		-5,099 ^b	0,59 ^b
Kepler-8		-5,05 ^b	0,52 ^b
TrES-1	K0V	-4,738 ^b	0,78 ^b
TrES-2	G0V	-4,949 ^b	0,62 ^b
TrES-3	G	-4,549 ^b	0,71 ^b
TrES-4	F	-5,104 ^b	0,52 ^b
WASP-1	F7V	-5,114 ^b	0,53 ^b
WASP-11/HAT-P-10	K3V	-4,823 ^b	1,01 \pm 0, 15 ^f
WASP-12	G0	-5,5 ^b	0,5 ^b
WASP-13	G1V	-5,263 ^b	0,6 ^b
WASP-14	F5V	-4,923 ^b	0,449 \pm 0, 003 ^f
WASP-15	F7	-5,331 ^b	0,4 ^a
WASP-18	F6	-5,43 ^b	0,49 \pm 0, 015 ^a
WASP-19	G8V	-4,66 ^b	0,7 ^b
WASP-2	K1V	-5,054 ^b	0,84 ^b
WASP-23	K1V	-4,68 ^e	0,88 \pm 0, 05 ^e
WASP-3	F7V	-4,872 ^b	0,44 \pm 0, 01 ^f
WASP-4	G8	-4,865 ^b	0,74 ^b
WASP-41	G8V	-4,67 ^g	0,73 \pm 0, 06 ^f
WASP-5	G5	-4,72 ^d	0,66 \pm 0, 005 ^d
WASP-50	G9	-4,67 ^h	0,99 \pm 0, 14 ^f
XO-1	G1V	-4,958 ^b	0,69 ^b

Estrela	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)
XO-2	K0V	-4,988 ^b	0,7 ± 0,03 ^f
XO-3	F5V	-4,595 ^b	0,46 ^b
XO-4	F5V	-5,292 ^b	0,47 ^b

^aESA (1997), Perryman & ESA (1997, 1997).

^bKnutson, Howard & Isaacson (2010).

^cHoward et al. (2012). ^dTriaud et al. (2010).

^eTriaud et al. (2011). ^fCDS (2011).

^gMaxted et al. (2011). ^hGillon et al. (2011).

ⁱFortney et al. (2011). ^jCanto Martins et al. (2011).

^lLéger et al. (2009). ^mIsaacson & Fischer (2010).

Apêndice E

Resultados dos Cálculos do Momentos

Tabela E.1: Resultados dos cálculos dos momentos magnéticos e rotacionais para a amostra de 53 estrelas e de 53 planetas extrassolares. As colunas representam: **Coluna 1** - Estrela Hospedeira: Nome da Estrela; **Coluna 2** - $\log \mathcal{M}_*$: Momento magnético estelar; **Coluna 3** - $\log \mathcal{L}_*$: *Momentum* angular estelar; **Coluna 4** - (B-V): Índice de cor; **Coluna 5** - $\log \mathcal{M}_{\text{pl}}$: Momento magnético planetário; **Coluna 6** - $\log \mathcal{L}_{\text{pl}}$: *Momentum* angular planetário.

Estrela Hospedeira	$\log \mathcal{M}_*$	$\log \mathcal{L}_*$	Planeta	$\log \mathcal{M}_{\text{pl}}$	$\log \mathcal{L}_{\text{pl}}$
	A m ²	kg m ² s ⁻¹		A m ²	kg m ² s ⁻¹
Estrelas hospedeiras de Júpiteres quentes.			Júpiteres quentes.		
CoRoT-1	30,23	41,72	CoRoT-1 b	26,17	38,63
CoRoT-2	30,94	42,26	CoRoT-2 b	27,37	39,06
CoRoT-6	30,64	41,53	CoRoT-6 b	26,84	38,13
HAT-P-1	30,57	41,98	HAT-P-1 b	25,51	37,70
HAT-P-13	30,85	41,93	HAT-P-13 b	26,09	38,13
HAT-P-14	31,05	43,03	HAT-P-14 b	26,94	38,31
HAT-P-15	30,53	41,62	HAT-P-15 b	26,65	37,85
HAT-P-16	30,82	42,32	HAT-P-16 b	27,24	38,85
HAT-P-17	30,14	41,89	HAT-P-17 b	25,70	37,46
HAT-P-2	31,27	42,95	HAT-P-2 b	27,05	39,07
HAT-P-3	30,21	41,20	HAT-P-3 b	26,49	37,59
HAT-P-4	30,93	42,29	HAT-P-4 b	25,83	38,01

Estrela Hospedeira	$\log \mathcal{M}_*$	$\log \mathcal{L}_*$	Planeta	$\log \mathcal{M}_{\text{pl}}$	$\log \mathcal{L}_{\text{pl}}$
	A m ²	kg m ² s ⁻¹		A m ²	kg m ² s ⁻¹
HAT-P-5	30,55	41,97	HAT-P-5 b	26,39	38,23
HAT-P-6	31,10	43,09	HAT-P-6 b	26,21	38,14
HAT-P-7	31,18	43,07	HAT-P-7 b	26,84	38,67
HAT-P-8	31,02	42,46	HAT-P-8 b	26,32	38,44
HAT-P-9	30,68	42,50	HAT-P-9 b	25,57	37,98
HD 149026	30,90	42,19	HD 149026 b	26,15	37,26
HD 17156	30,92	42,11	HD 17156 b [†]	27,49	38,47
HD 189733	30,60	41,50	HD 189733 b	26,65	38,30
HD 209458	30,62	41,97	HD 209458 b	25,69	38,04
HD 80606	30,32	41,42	HD 80606 b [†]	27,42	38,75
Kepler-12	30,67	42,19	Kepler-12 b	24,65	37,90
Kepler-5	31,13	42,73	Kepler-5 b	26,92	38,54
Kepler-6	30,83	41,95	Kepler-6 b	25,72	38,01
Kepler-7	31,22	42,50	Kepler-7 b	24,73	37,84
Kepler-8	30,87	42,43	Kepler-8 b	25,44	37,99
TrES-1	30,46	41,40	TrES-1	26,24	37,93
TrES-2	30,46	41,72	TrES-2	26,76	38,29
TrES-3	30,59	41,68	TrES-3	27,19	38,85
TrES-4	31,07	42,64	TrES-4	25,59	38,33
WASP-1	30,72	42,32	WASP-1 b	25,85	38,33
WASP-11/HAT-P-10	30,31	41,18	WASP-11/HAT-P-10 b	25,69	37,58
WASP-12	30,52	42,35	WASP-12 b	26,32	39,04
WASP-13	30,29	41,76	WASP-13 b	25,21	37,77
WASP-14	30,82	42,71	WASP-14 b	27,40	39,21
WASP-15	30,58	42,86	WASP-15 b	25,29	37,92
WASP-18	30,25	42,19	WASP-18 b	27,60	39,63
WASP-19	30,73	41,75	WASP-19 b	26,60	38,90
WASP-2	30,12	41,15	WASP-2 b	26,47	38,11
WASP-23	30,38	41,77	WASP-23 b	26,67	37,65
WASP-3	30,89	42,77	WASP-3 b	27,00	38,82
WASP-4	30,72	41,65	WASP-4 b	26,47	38,64
WASP-41	30,75	41,71	WASP-41 b	26,28	38,10
WASP-5	30,79	42,18	WASP-5 b	27,09	38,31

Estrela Hospedeira	$\log \mathcal{M}_*$	$\log \mathcal{L}_*$	Planeta	$\log \mathcal{M}_{pl}$	$\log \mathcal{L}_{pl}$
	A m ²	kg m ² s ⁻¹		A m ²	kg m ² s ⁻¹
WASP-50	30,52	41,37	WASP-50 b	27,01	38,45
XO-1	30,35	41,52	XO-1	26,24	37,96
XO-2	30,37	41,52	XO-2	26,26	37,81
XO-3	31,23	42,94	XO-3	27,39	39,34
XO-4	30,69	42,61	XO-4	26,77	38,33
Estrelas hospedeiras de superterras.			Superterras.		
55 Cnc	30,27	42,01	55 Cnc e	24,79	35,58
CoRoT-7	30,63	41,96	CoRoT-7 b	24,45	35,05
HD 97658	30,03	41,76	HD 97658 b	24,67	34,65

† Estes planetas não apresentam sincronização rotacional.

Apêndice F

Amostra de Controle

Tabela F.1: Amostra de estrelas sem planetas detectados até o presente. As colunas representam: **Coluna 1** - HIP: Nome da Estrela no catálogo Hipparcos; **Coluna 1** - TE: Tipo espectral; **Coluna 1** - $\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$: Indicador de Atividade Cromosférica; **Coluna 1** - (B-V): Índice de cor; **Coluna 1** - M/M_{\odot} : Massa estelar, em massas solares.

HIP	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)	M/M_{\odot}
490	G0V	$-4,413 \pm 0,004$	$0,595 \pm 0,008$	$1,66 \pm 0,25$
682	G2V	$-4,365 \pm 0,010$	$0,626 \pm 0,015$	$0,79 \pm 0,12$
919	K0V	$-4,375 \pm 0,014$	$0,755 \pm 0,015$	$1,22 \pm 0,18$
1444	G0V	$-5,012 \pm 0,001$	$0,599 \pm 0,004$	$1,18 \pm 0,17$
3236	F8V	$-4,823 \pm 0,002$	$0,528 \pm 0,007$	$1,07 \pm 0,15$
3979	G6V	$-4,864 \pm 0,002$	$0,663 \pm 0,005$	$1,02 \pm 0,14$
5938	K0V	$-4,415 \pm 0,009$	$0,753 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,12$
6197	G5V	$-4,642 \pm 0,001$	$0,701 \pm 0,001$	$1,3 \pm 0,24$
6405	G3V	$-4,929 \pm 0,002$	$0,627 \pm 0,006$	$0,97 \pm 0,13$
7090	G0V	$-4,938 \pm 0,002$	$0,622 \pm 0,005$	$1,12 \pm 0,17$
7276	G1V	$-5,189 \pm 0,001$	$0,639 \pm 0,006$	$1,57 \pm 0,22$
7339	G6V	$-5,008 \pm 0,001$	$0,686 \pm 0,003$	$1,13 \pm 0,15$
7585	G5V	$-4,911 \pm 0,003$	$0,648 \pm 0,008$	$1,09 \pm 0,15$
7733	G8V	$-4,979 \pm 0,002$	$0,733 \pm 0,005$	$1,09 \pm 0,16$
7902	G5V	$-5,009 \pm 0,002$	$0,691 \pm 0,008$	$1,07 \pm 0,16$
9829	G2V	$-4,982 \pm 0,000$	$0,662 \pm 0,001$	$0,87 \pm 0,12$
10321	G0V	$-4,495 \pm 0,005$	$0,672 \pm 0,007$	$1,05 \pm 0,15$
10339	G0V	$-4,400 \pm 0,012$	$0,7 \pm 0,015$	$0,88 \pm 0,13$

HIP	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)	M/M_{\odot}
10449	G1V	$-4,953 \pm 0,005$	$0,582 \pm 0,014$	$1,51 \pm 0,32$
10798	G8V	$-4,857 \pm 0,002$	$0,724 \pm 0,003$	$1,03 \pm 0,14$
11548	G0V	$-5,113 \pm 0,004$	$0,591 \pm 0,014$	$1,37 \pm 0,2$
12306	G0V	$-4,966 \pm 0,004$	$0,583 \pm 0,01$	$1,44 \pm 0,22$
14150	G8V	$-4,884 \pm 0,004$	$0,696 \pm 0,009$	$0,97 \pm 0,13$
14501	G1V	$-5,020 \pm 0,003$	$0,645 \pm 0,01$	$1,45 \pm 0,21$
14623	G5V	$-4,499 \pm 0,001$	$0,678 \pm 0,002$	$1,042 \pm 0,098$
15442	G2V	$-4,830 \pm 0,001$	$0,655 \pm 0,002$	$1,06 \pm 0,15$
20899	G2V	$-4,464 \pm 0,006$	$0,609 \pm 0,01$	$1,13 \pm 0,19$
23286	G5V	$-5,138 \pm 0,001$	$0,673 \pm 0,008$	$1,26 \pm 0,21$
24864	F8V	$-4,990 \pm 0,002$	$0,531 \pm 0,007$	$1,05 \pm 0,17$
25490	G1V	$-5,073 \pm 0,002$	$0,6 \pm 0,006$	$1,28 \pm 0,2$
26737	G2V	$-4,767 \pm 0,003$	$0,648 \pm 0,005$	$0,87 \pm 0,13$
27417	G1V	$-4,556 \pm 0,003$	$0,566 \pm 0,007$	$1,22 \pm 0,18$
27435	G4V	$-4,945 \pm 0,001$	$0,639 \pm 0,002$	$1,05 \pm 0,14$
29432	G3V	$-4,946 \pm 0,003$	$0,642 \pm 0,007$	$0,84 \pm 0,12$
30067	F8V	$-4,972 \pm 0,002$	$0,562 \pm 0,006$	$1,11 \pm 0,16$
30243	G4V	$-5,026 \pm 0,000$	$0,686 \pm 0,001$	$1 \pm 0,15$
33094	G5V	$-5,096 \pm 0,001$	$0,708 \pm 0,005$	$1,88 \pm 0,26$
33277	G0V	$-4,956 \pm 0,004$	$0,573 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,13$
33382	G8V	$-4,986 \pm 0,007$	$0,69 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,16$
34017	G4V	$-4,964 \pm 0,003$	$0,595 \pm 0,008$	$1,134 \pm 0,095$
36704	G5V	$-4,371 \pm 0,021$	$0,863 \pm 0,018$	$0,74 \pm 0,11$
39157	G8V	$-4,953 \pm 0,002$	$0,716 \pm 0,005$	$1,29 \pm 0,18$
39710	G0V	$-4,966 \pm 0,001$	$0,6 \pm 0,004$	$1,05 \pm 0,15$
40843	F6V	$-4,920 \pm 0,001$	$0,487 \pm 0,004$	$1,095 \pm 0,082$
41484	G5V	$-4,956 \pm 0,002$	$0,624 \pm 0,004$	$1,03 \pm 0,14$
41844	G1V	$-4,996 \pm 0,000$	$0,63 \pm 0$	$1,01 \pm 0,16$
41968	F7V	$-5,059 \pm 0,000$	$0,525 \pm 0,001$	$1,15 \pm 0,19$
42074	G5V	$-4,381 \pm 0,011$	$0,791 \pm 0,011$	$0,92 \pm 0,13$
43297	G5V	$-4,645 \pm 0,007$	$0,689 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,14$
43852	G5V	$-4,464 \pm 0,011$	$0,771 \pm 0,012$	$1,22 \pm 0,18$
44089	G2V	$-4,983 \pm 0,005$	$0,68 \pm 0,015$	$1,05 \pm 0,17$
48423	G5V	$-4,458 \pm 0,001$	$0,718 \pm 0,001$	$1,11 \pm 0,16$

HIP	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)	M/M_{\odot}
49942	G2V	$-4,992 \pm 0,003$	$0,637 \pm 0,009$	$1,85 \pm 0,34$
50139	G1V	$-4,927 \pm 0,002$	$0,609 \pm 0,005$	$1,36 \pm 0,21$
50316	G0V	$-5,075 \pm 0,002$	$0,635 \pm 0,006$	$1,33 \pm 0,19$
51386	G1V	$-4,446 \pm 0,004$	$0,562 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,22$
52462	K1V	$-4,323 \pm 0,012$	$0,873 \pm 0,01$	$1,18 \pm 0,16$
52888	G2V	$-5,063 \pm 0,001$	$0,596 \pm 0,002$	$1,12 \pm 0,19$
53747	G8V	$-4,398 \pm 0,014$	$0,76 \pm 0,015$	$0,93 \pm 0,14$
54400	G0V	$-4,981 \pm 0,003$	$0,606 \pm 0,009$	$1,27 \pm 0,18$
55210	G8V	$-4,940 \pm 0,005$	$0,732 \pm 0,013$	$1 \pm 0,14$
55262	F8V	$-5,007 \pm 0,002$	$0,507 \pm 0,012$	$1,11 \pm 0,18$
55459	G5V	$-5,000 \pm 0,002$	$0,642 \pm 0,007$	$1,04 \pm 0,15$
56960	F7V	$-4,576 \pm 0,006$	$0,549 \pm 0,015$	$1 \pm 0,16$
57488	F7V	$-4,489 \pm 0,001$	$0,521 \pm 0,003$	$1,19 \pm 0,19$
57629	F7V	$-4,994 \pm 0,001$	$0,518 \pm 0,004$	$1,1 \pm 0,16$
59280	K0V	$-4,649 \pm 0,000$	$0,794 \pm 0$	$0,91 \pm 0,13$
59572	G8V	$-4,760 \pm 0,001$	$0,792 \pm 0,001$	$0,97 \pm 0,14$
60074	G2V	$-4,343 \pm 0,001$	$0,604 \pm 0,001$	$1,03 \pm 0,15$
62523	G5V	$-4,575 \pm 0,001$	$0,703 \pm 0,002$	$1,08 \pm 0,15$
63048	G2V	$-4,960 \pm 0,003$	$0,665 \pm 0,008$	$1,23 \pm 0,19$
67904	G5V	$-4,838 \pm 0,005$	$0,687 \pm 0,01$	$1 \pm 0,15$
68030	F6V	$-4,952 \pm 0,001$	$0,518 \pm 0,004$	$0,96 \pm 0,13$
69414	G8V	$-4,974 \pm 0,003$	$0,733 \pm 0,008$	$1,3 \pm 0,18$
70319	G1V	$-4,945 \pm 0,002$	$0,639 \pm 0,006$	$1,149 \pm 0,099$
70873	G5V	$-5,062 \pm 0,001$	$0,702 \pm 0,003$	$1,17 \pm 0,16$
71774	G0V	$-5,249 \pm 0,002$	$0,591 \pm 0,015$	$1,17 \pm 0,21$
72043	G5V	$-4,961 \pm 0,004$	$0,636 \pm 0,01$	$1,29 \pm 0,2$
72772	G1V	$-5,194 \pm 0,001$	$0,605 \pm 0,006$	$1,45 \pm 0,21$
73269	G0V	$-4,514 \pm 0,005$	$0,554 \pm 0,012$	$1,38 \pm 0,23$
73593	G2V	$-5,026 \pm 0,004$	$0,599 \pm 0,013$	$0,89 \pm 0,13$
73941	F8V	$-4,964 \pm 0,001$	$0,537 \pm 0,004$	$0,98 \pm 0,14$
74702	K0V	$-4,517 \pm 0,002$	$0,83 \pm 0,002$	$0,616 \pm 0,085$
76543	F8V	$-5,069 \pm 0,002$	$0,531 \pm 0,009$	$0,88 \pm 0,14$
78241	K0V	$-4,937 \pm 0,001$	$0,757 \pm 0,003$	$0,78 \pm 0,11$
79946	G0V	$-4,947 \pm 0,001$	$0,616 \pm 0,002$	$0,92 \pm 0,15$

HIP	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)	M/M_{\odot}
81767	G2V	$-5,058 \pm 0,001$	$0,683 \pm 0,005$	$1,32 \pm 0,25$
81800	F8V	$-5,023 \pm 0,003$	$0,541 \pm 0,011$	$1,06 \pm 0,14$
81813	K1V	$-4,991 \pm 0,000$	$0,769 \pm 0,001$	$0,96 \pm 0,13$
83181	G5V	$-4,618 \pm 0,009$	$0,652 \pm 0,015$	$1,33 \pm 0,22$
84636	G3V	$-5,170 \pm 0,002$	$0,647 \pm 0,02$	$1,79 \pm 0,28$
85007	F8V	$-4,922 \pm 0,001$	$0,526 \pm 0,004$	$0,88 \pm 0,13$
85235	K0V	$-4,930 \pm 0,001$	$0,759 \pm 0,003$	$0,94 \pm 0,13$
85799	G0V	$-5,061 \pm 0,002$	$0,534 \pm 0,006$	$1,33 \pm 0,21$
85810	G1V	$-4,897 \pm 0,001$	$0,639 \pm 0,003$	$0,8 \pm 0,11$
86431	G0V	$-4,970 \pm 0,002$	$0,576 \pm 0,005$	$1,28 \pm 0,2$
88194	G2V	$-4,997 \pm 0,002$	$0,635 \pm 0,005$	$1,24 \pm 0,17$
88533	F7V	$-4,803 \pm 0,001$	$0,509 \pm 0,005$	$1,28 \pm 0,18$
89474	G2V	$-5,084 \pm 0,001$	$0,641 \pm 0,005$	$0,98 \pm 0,13$
90864	G8V	$-4,924 \pm 0,004$	$0,692 \pm 0,009$	$0,92 \pm 0,13$
91287	G4V	$-4,912 \pm 0,002$	$0,687 \pm 0,005$	$1 \pm 0,15$
91381	G5V	$-4,892 \pm 0,001$	$0,704 \pm 0,002$	$0,9 \pm 0,14$
91438	G6V	$-4,901 \pm 0,001$	$0,673 \pm 0,002$	$0,91 \pm 0,12$
91700	G8V	$-4,823 \pm 0,006$	$0,748 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,14$
94751	F8V	$-5,121 \pm 0,001$	$0,588 \pm 0,004$	$1,5 \pm 0,24$
94981	G8V	$-4,943 \pm 0,001$	$0,676 \pm 0,003$	$2,02 \pm 0,28$
96183	G8V	$-4,560 \pm 0,007$	$0,745 \pm 0,008$	$0,88 \pm 0,12$
98589	G5V	$-4,801 \pm 0,006$	$0,654 \pm 0,011$	$1,09 \pm 0,16$
100072	F6V	$-4,724 \pm 0,004$	$0,567 \pm 0,01$	$0,84 \pm 0,13$
101997	G8V	$-4,921 \pm 0,002$	$0,719 \pm 0,005$	$0,9 \pm 0,12$
102970	G8V	$-4,962 \pm 0,004$	$0,685 \pm 0,011$	$1,1 \pm 0,15$
103455	G0V	$-4,739 \pm 0,002$	$0,584 \pm 0,005$	$1,18 \pm 0,17$
103682	G1V	$-5,082 \pm 0,002$	$0,635 \pm 0,008$	$1,22 \pm 0,18$
104071	G0V	$-5,083 \pm 0,004$	$0,606 \pm 0,015$	$1,34 \pm 0,24$
104733	G3V	$-4,770 \pm 0,004$	$0,666 \pm 0,007$	$0,93 \pm 0,13$
104809	G6V	$-4,518 \pm 0,001$	$0,689 \pm 0,002$	$1,19 \pm 0,17$
105918	F8V	$-4,577 \pm 0,002$	$0,529 \pm 0,006$	$1,24 \pm 0,18$
107040	G0V	$-4,985 \pm 0,005$	$0,6 \pm 0,015$	$1,45 \pm 0,23$
109422	F6V	$-5,044 \pm 0,001$	$0,489 \pm 0,007$	$1,06 \pm 0,14$
111349	G8V	$-4,940 \pm 0,001$	$0,721 \pm 0,003$	$0,96 \pm 0,14$

HIP	TE	$\log \mathcal{R}_{\text{HK}}$	(B-V)	M/M_{\odot}
113829	G1V	$-4,466 \pm -0,007$	$0,62 \pm 0,011$	$1,15 \pm 0,16$
113896	F8V	$-5,028 \pm -0,002$	$0,581 \pm 0,006$	$1,05 \pm 0,15$
113989	G6V	$-4,885 \pm -0,004$	$0,646 \pm 0,009$	$1,29 \pm 0,18$
114096	F7V	$-4,701 \pm -0,003$	$0,544 \pm 0,008$	$1,15 \pm 0,12$
114424	G0V	$-4,882 \pm 0,000$	$0,604 \pm 0$	$0,91 \pm 0,14$
114670	F8V	$-4,859 \pm -0,005$	$0,561 \pm 0,015$	$1,1 \pm 0,17$
