

Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo



Propriedades estatísticas de sistemas planetários

Aluno: João Antônio S. do Amarante

Orientador: Dr. Helio Jaques Rocha-Pinto

Dissertação para a obtenção do título de Mestre em Astronomia

Rio de Janeiro
Julho/2012

”Estes mundos no espaço são incontáveis assim como todos os grãos de areia de todas as praias da Terra. Cada um desses mundos são tão reais quanto o nosso e cada um deles é uma sucessão de incidentes, eventos, ocorrências que influencia o seu futuro. Incontáveis mundos, inumeráveis momentos, uma imensidão de espaço e tempo. E nosso pequeno planeta neste momento, aqui nós enfrentamos um ponto crítico na história: o que nós fazemos com nosso mundo, agora mesmo, irá propagar-se através dos séculos e afetar poderosamente o destino de nossos descendentes. Está sob nosso comando o poder de destruir nossa civilização e talvez nossas espécies também.” (Carl Sagan)

Dedico aos meus pais e ao meu professor e orientador Helio Jaques.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente aos meus pais, João e Regina, e minha irmã, Joana, por todo apoio, carinho e amor que me deram durante minha vida;

Agradeço a todos meus amigos e colegas por todos os bons e maus momentos passados durante esta fase do Mestrado. Um agradecimento em especial aos meus amigos de sala e companheiros no cafezinho Carlos Molina e Edgar, e a Ihani, Loloano, Lygia, Stefano e Victor que sempre me alegam;

Agradeço a todos meus familiares que me apoiaram e as minhas famílias cariocas ‘emprestadas’: os Ribeiro e os Almeida;

Agradeço a Virgínia Valiate Gonzalez por todo carinho e amor; além de seu brilho no olhar que me apaixona e incentiva meus estudos.

Agradeço especialmente ao meu orientador científico e acadêmico, Helio J. Rocha-Pinto, por todo apoio e ajuda dada durante minha graduação e principalmente no Mestrado, graças ao seu incentivo e apoio eu pude concluir mais uma etapa em minha vida;

Resumo

Nesta dissertação, realizamos um estudo estatístico das propriedades de planetas extrassolares. Para isso, apresentamos de que forma os planetas fora do Sistema Solar são detectados através dos métodos de detecção indiretos – *velocidade radial* e *trânsito* – e diretos – *imageamento*. Através deles, principalmente o método de velocidade radial, uma enorme quantidade de exoplanetas vem sendo descoberta. Isso possibilitou uma melhor análise estatística de suas propriedades. Fizemos um estudo apontando as principais características destes sistemas planetários, sempre que possível refazendo a análise com dados mais recentes. Com as características apontadas, partimos então para os modelos de formação e migração planetária, que devem dar conta da diversidade encontrada de exoplanetas. Feito isto, apresentamos um estudo sobre a distribuição de momento angular orbital dos planetas extrassolares, motivados pelo fato de que em nosso Sistema Solar a maior parte do momento angular está contida no movimento orbital dos planetas e não no Sol, apesar deste possuir 99.8% de toda a massa do sistema. Neste estudo, encontramos duas populações planetárias segregadas pela relação entre o momento angular orbital e a massa planetária, onde aparentemente cada uma das populações segue uma relação linear distinta. Por fim, investigamos as propriedades de cada população que devem ter sofrido processos de migração distintos.

Palavras-chave: Detecção Planetária, Formação de sistemas planetários, Exoplanetas.

Abstract

On this dissertation, we did a statistical analysis of the properties of extrasolar planets. To do this, we present how planets beyond the Solar System are detected by indirect – *radial velocity* and *transit* – and direct – *imaging* – detection methods. With them, specially through the radial velocity method, a huge number of exoplanets are being detected allowing a better statistical analysis of their properties. We review the literature on this subject pointing to the main characteristics of these planetary systems, and as much as possible, we reanalyse them using the most recent data. We studied the planetary formation and migration models, that shall reproduce the diversity found among the exoplanets. Then, we present a study of the orbital angular momentum distribution of the exoplanets, motivated by the fact that, in our Solar System, most of the total angular momentum is in the planets and not in the Sun, although it has 99.8% of all the system mass. In this study, we found two planetary populations segregated by the relation of the orbital angular momentum logarithm with planetary mass logarithm, where apparently each one of them follows a different linear relation. Finally, we investigate the properties of each population that might have undergone different migration process.

Keywords: Planetary Detection, Planetary systems formation, Exoplanets.

Conteúdo

Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	x
1 Introdução	1
1.1 Histórico	1
1.2 Métodos de detecção	4
1.2.1 Detecção via velocidade radial	5
1.2.2 Detecção via trânsito	8
1.2.3 Detecção via imageamento direto	11
1.2.4 Missões CoRoT e Kepler	14
1.3 Características dos sistemas conhecidos	16
2 Sistemas Planetários	39
2.1 Formação de sistemas planetários	39
2.1.1 Introdução	39
2.1.2 Discos protoplanetários	41
2.1.3 Da poeira aos planetésimos	45
2.1.4 Planetas rochosos	48
2.1.5 Planetas gigantes gasosos	49
2.2 Migração planetária	55

2.3	Transporte de momento angular	57
3	Momento angular em sistemas planetários	61
3.1	Introdução	61
3.2	Seleção amostral e cálculo do momento angular	62
3.3	Momento angular e metalicidade	64
3.4	A distribuição de momento angular	71
3.5	Propriedades das populações	80
4	Conclusões	88
5	Apêndice A	91
5.1	Estimação de densidades por kernel gaussiano	91
5.2	Testes estatísticos não paramétricos	92
5.2.1	O teste Kolmogorov-Smirnov	93
5.2.2	O teste de Mann-Whitney	95
5.2.3	Teste da tabela de contingência	96
6	Apêndice B	98
6.1	Amostra e resultados finais	98

Lista de Figuras

1.1	<i>Retirada de Marcy & Butler (1998):</i> medidas observacionais de velocidade radial da estrela 47 UMa.	6
1.2	<i>Retirada de Charbonneau et al. (2000):</i> trânsito de HD 209458b	10
1.3	<i>Retirada de Swain et al. (2009):</i> espectro de HD 209458b	11
1.4	<i>Retirada de Marois (2008):</i> detecção direta de três planetas em órbita da estrela HR 8799.	13
1.5	Diagrama $\log m \sin i$ – $\log a$ para os planetas detectados pela missão CoRoT e Kepler.	15
1.6	<i>Fischer & Valenti (2005),</i> relação da probabilidade de detecção de um planeta em função da da metalicidade da estrela.	17
1.7	<i>Retirada de Sousa et al. (2008):</i> histograma de metalicidade de estrelas com planetas de baixa massa.	18
1.8	Distribuição de densidade de probabilidade de estrelas com planetas neptunianos, $m \sin i \leq 25 M_{\oplus}$ e de estrelas com planetas mais massivos $m \sin i > 25 M_{\oplus}$	20
1.9	<i>Retirada de Israelian et al. (2009):</i> abundância de Li em estrelas com planetas detectados.	22
1.10	Matriz de gráficos que relaciona as seguintes variáveis: os logaritmos da massa do planeta, semieixo maior e período, excentricidade, metalicidade e massa da estrela central.	25

1.11	<i>Udry, Mayor & Santos (2003)</i> : Distribuição de $\log P$ em função da massa planetária.	26
1.12	Distribuição atual de $\log P$, em dias, em função da massa planetária.	27
1.13	<i>Retirada de Ribas & Miralda-Escudé (2007)</i> . Excentricidade em função do período orbital de todos objetos de sua amostra.	29
1.14	<i>Retirada de Ribas & Miralda-Escudé (2007)</i> . Distribuição de excentricidade de três amostras: binárias espectroscópicas, objetos subestelares com planetas massivos e não massivos.	30
1.15	Excentricidade em função do período orbital de todos planetas de nossa amostra.	31
1.16	Histogramas mostrando a distribuição de excentricidade dos planetas com $m \sin i > 4 M_J$ e $m \sin i \leq 4 M_J$ de nossa amostra.	32
1.17	<i>Retirada de Lovis & Mayor (2007)</i> . Histograma de massa planetária para certos intervalos de massa estelar.	33
1.18	Diagrama de caixas mostrando a distribuição de $\log m \sin i$ para determinados intervalo de M_e	34
1.19	Distribuição de densidade do logaritmo do semieixo maior para estrelas com $M_e > 1.2 M_\odot$ e de estrelas com $M_e < 1.2 M_\odot$	35
1.20	<i>Retirada de von Bloh et al. (2007)</i> : zona habitável estelar em função da idade de um planeta rochoso.	38
2.1	<i>Retirada de Kraus et al. (2012)</i> . Frequência de discos protoplanetários em função da separação projetada de entre binárias.	42
2.2	<i>Retirada de Kraus et al. (2012)</i> . Frequência de discos protoplanetários em função da idade estelar de estrelas G, K e M.	44
2.3	<i>Retirada de Lunine et al. (2010)</i> . Distribuição de semieixo maior (UA) e excentricidade de objetos simulados.	50

2.4	<i>Retirada de D'Angelo et al. (2010).</i> Modelo de formação de um planeta gigante gasoso.	53
2.5	<i>Retirada de Lunine et al. (2009).</i> Ilustração que representa estágios da formação planetária e suas respectivas escalas de tempo.	54
2.6	<i>Retirada de Lubow & Ida (2010).</i> Escala de tempo para a migração planetária em função da massa planetária.	58
3.1	A razão $\mathcal{L}/\mathcal{L}_e$ em função da excentricidade do planeta.	64
3.2	Logaritmo do momento angular de planetas extrassolares em função da metalicidade da estrela hospedeira.	67
3.3	Representação das f.d.p.'s de $\log \mathcal{L}$ para $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.1$ e $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$	68
3.4	Diagramas de caixas para a distribuição de momento angular dos planetas em função da classe espectral estelar.	69
3.5	Distribuições de momento angular de exoplanetas que orbitam estrelas anãs G em função da metalicidade.	70
3.6	Relações entre momento angular, massa, semieixo maior e período orbital.	72
3.7	Relações entre momento angular, massa, semieixo maior e período orbital com código de cor.	73
3.8	Relação $\log \mathcal{L}$ –massa.	75
3.9	Modas das f.d.p. de $\log \mathcal{L}$ para diversos intervalos de massa.	76
3.10	A distribuição do valor de Y' para ambas populações.	79
3.11	Relação de $\log \mathcal{L}$ –massa para uma amostra mais recente.	80
3.12	Classificação dos sistemas planetários conhecidos e o Sistema Solar, de acordo com população β ou população α	82
3.13	A razão do \mathcal{L} orbital do sistema planetário com o \mathcal{L} rotacional da estrela, LS , em função do índice de classificação planetária Y'	83
3.14	Propriedades das populações α e β	85

Lista de Tabelas

1.1	Raios interno e externo da zona habitável estelar.	36
3.1	Resultados dos testes KS para diferentes cortes em metalicidades.	66
3.2	Valores de z_0 dos testes MW para diferentes cortes em metalicidades.	66
3.3	Valores obtidos do ajuste linear realizado a partir das modas das distribuições de $\log \mathcal{L}$ para cada uma das populações.	77
3.4	Tabela utilizada para o teste da tabela de contingência.	86
5.1	Tabela de contingência $r \times c$	96
6.1	Tabela com os dados planetários utilizados neste trabalho.	98

Capítulo 1

Introdução

1.1 Histórico

Quem nunca ficou admirado com toda a beleza de um céu estrelado? Quem nunca se perguntou se em um Universo tão vasto não haveria outros mundos como o nosso, em órbita de outras estrelas? Todavia, esta pergunta e a possibilidade de vida em outros lugares do Universo, além da Terra, não se trata de um questionamento em particular do homem contemporâneo; na Grécia antiga, filósofos já indagavam sobre o assunto. Em oposição aos Maias e Chineses, por exemplo, os gregos não somente utilizavam os dados de observações para fins religiosos e práticos, mas também como uma tentativa de entender a arquitetura do cosmo. Diversos filósofos tentavam decifrar os mistérios do universo. Por exemplo, entre os séculos 500 e 300 a.C., Leucipo, Demócrito e Epicuro, que faziam parte da *Escola dos Atomistas*, acreditavam em um Universo infinito em extensão e preenchido por átomos microscópicos. Não somente isso, acreditavam também na existência de infinitos mundos sendo criados e destruídos. Havia o *Princípio da Plenitude*, onde nada era único; a Terra para eles não tinha de nada especial, era apenas uma pequena parte de um cosmos muito extenso.

Porém, por muitos séculos, a ideia principal que perdurou foi a visão de um Universo

aristotélico: finito e com a Terra em seu centro, onde tudo que era visto no céu orbitava em torno dela e era imutável, ou seja, o movimento das estrelas poderia ser previsto e nada de novo apareceria no céu. O principal motivo para que esta ideia fosse mantida por tanto tempo deve-se principalmente ao domínio da Igreja sobre a filosofia do mundo ocidental, que resolveu adotar o modelo geocêntrico como o modelo cosmológico, porque talvez assim fosse mais fácil justificar o seu poder, uma vez que, com a Terra no centro do Universo, aí também estaria a Igreja. Com essa ideia geocêntrica, onde a Terra era única no Universo, no sentido de que apenas aqui era encontrada alguma forma de vida, os planetas de nosso Sistema Solar visíveis a olho nu, Mercúrio, Vênus, Marte, Júpiter, e Saturno, eram também considerados como “estrelas”, e não como corpos em órbita do Sol, porém com movimento aparente no céu mais rápido que as outras estrelas; vem daí a origem do nome *planeta*, que em grego significa *aquele que vagueia*.

A visão geocêntrica, por sua vez, foi aos poucos perdendo espaço, apesar das medidas repressivas tomadas pela Igreja. Copérnico, foi um dos primeiros a ter sua ideia de heliocentrismo publicada. Agora, o Sol era o centro do Universo e não mais a Terra; todos os planetas, assim como a Terra, orbitariam o Sol em órbitas circulares. Um dos principais motivos para sua ideia é a facilidade com a qual este modelo explicava os movimentos planetários. Giordano Bruno, porém, foi além de Copérnico; para ele o Universo era infinito onde as estrelas que são vistas à noite são da mesma natureza que o Sol. Note que essa ideia já havia sido considerada pelos gregos muito antes, e era novidade apenas para aquela época, quando as ideias da Igreja predominavam. Para sua infelicidade, Giordano Bruno foi queimado pela Inquisição Romana devido a suas “heresias”.

Com o início do uso do telescópio por Galileu para fazer ciência, relatando e estudando o que se observa, nosso Sistema Solar passou ser visto de outra maneira. Ele observou 4 luas em órbita de Júpiter, crateras na Lua, fases de Vênus assim como as fases lunares e manchas solares. O Universo imaginado por Aristóteles não era mais o mesmo, não existia

imutabilidade e a Terra não parecia mais ser o centro de tudo. Cada vez mais o modelo heliocêntrico era fortalecido.

Com o passar do tempo e com o aprimoramento das técnicas de observação, o homem foi descobrindo a imensidão do Universo. Além de já termos o conhecimento de que a Terra não era o centro do Universo, o homem descobriu que nem o próprio Sol o era; e, mais ainda, descobriu-se que nosso Sistema Solar encontra-se em um dos braços espirais, na periferia de nossa Galáxia, a qual, por sinal, também não fica no centro do Universo, e corresponde a apenas mais uma entre os bilhões de galáxias conhecidas.

Ficou evidente que não éramos e nunca fomos o centro de tudo, de modo que, para alguns, isto servia para mostrar nossa insignificância. Mas, para Carl Sagan, apesar da insignificância da Terra perante o Universo, deveríamos valorizar e muito o que temos aqui: *vida*. Carl Sagan foi mais além, ele foi um proponente da busca por vida fora da Terra. Seu esforço foi tanto que concorreu para a fundação do projeto SETI (sigla, em inglês, para Busca por Inteligência Extraterrestre). Mas, para encontrar vida era necessário também encontrar planetas como o nosso.

A procura de planetas extrassolares era menos focada pelas agências espaciais do que a procura por vida no Sistema Solar. Era necessário um suporte teórico que mostrasse que planetas deveriam existir. O modelo de formação a partir da hipótese nebular de Laplace indicava que planetas deveriam existir e serem comuns. Em 1963, van der Kamp anunciou o que seria a primeira descoberta de um planeta extrassolar 60% mais massivo que Júpiter orbitando a *estrela de Barnard* (van der Kamp, 1963). Porém, sua descoberta não foi bem aceita pela comunidade científica, devido à qualidade dos dados utilizados, e até então não foi comprovada a existência desse planeta em torno dessa estrela. Na década de 80, com o satélite IRAS, foram realizadas as primeiras descobertas de excesso em infravermelho observado em estrelas da sequência principal devido à poeira circum-estelar (Aumann et al., 1984; Aumann, 1985). Esta descoberta, segundo o autor, seria *‘a primeira evidência*

semidireta de que planetas são, de fato, comuns no Universo'. Em 1992, foi realizada o que se considera então a primeira descoberta de um planeta fora do Sistema Solar, que se situa em órbita do pulsar PSR 1257+12 (Wolszcan & Frail, 1992).

Finalmente, em 1995, o time suíço de Michel Mayor e Didier Queloz anunciaram o primeiro planeta extrassolar em órbita de uma estrela de tipo solar, 51 Pegasi. Não foi uma observação direta do planeta, e sim apenas a constatação do efeito gravitacional que o planeta causa na estrela, através da técnica de velocidade radial. Hoje, mais de 15 anos depois da primeira descoberta do planeta extrassolar, mais de 700 planetas já foram detectados e confirmados, graças ao aprimoramento das técnicas de detecção.

1.2 Métodos de detecção

Existem duas maneiras de detectar um planeta:

1. *Diretamente*: fotos ou espectro dos próprios planetas — i.e., fótons emitidos pelos exoplanetas — são evidências diretas de sua existência;
2. *Indiretamente*: medidas precisas de propriedades estelares, tais como posição, brilho ou espectro, podem indiretamente revelar os efeitos de planetas que orbitam uma estrela, apesar de não serem vistos diretamente.

Devido ao enorme contraste entre o brilho da estrela e o do planeta, é possível compreender a enorme dificuldade de detectar diretamente um planeta extrassolar. Entretanto, a detecção indireta abre a possibilidade de detecção de inúmeros planetas, apesar de não fornecer dados físicos dos planetas, com exceção do método de trânsito. Vamos a seguir descrever os métodos de detecção via velocidade radial e trânsito — métodos indiretos — e por imageamento — método direto. Existem outras formas de detecção tais como, astrometria, *timming* (Wolszcan, 1997) e lentes gravitacionais.

1.2.1 Detecção via velocidade radial

A começar pela descoberta realizada por Mayor & Queloz (1995), este é o método que mais detectou planetas extrassolares. Ele consiste em detectar a variação do movimento radial da estrela, através de suas linhas espectrais, devido à presença de um planeta. Sabemos que dois corpos ligados gravitacionalmente orbitam o centro de massa do sistema; desta forma, em um sistema composto por uma estrela e um planeta, o planeta não orbita o centro da estrela, mas sim ambos orbitam o centro de massa comum do sistema. Porém, como praticamente toda a massa do sistema está contida na estrela, o centro de massa do sistema localiza-se muito próximo ao centro da estrela, dando-nos a falsa impressão de que apenas o planeta está realizando o movimento orbital. Para um observador na Terra, o movimento que uma estrela realiza ao orbitar o centro de massa pode ser descrito como um ‘bamboleio’ em torno de sua posição, ora se aproximando ora se afastando do observador. Na Fig. 1.1 mostramos os dados observacionais da estrela 47 UMa obtidos através deste método.

Medimos a intensidade desse movimento através dos desvios das linhas espectrais da estrela; quando a estrela aproxima-se do observador, suas linhas são desviadas para a parte azul do espectro, aos menores comprimentos de onda, enquanto que ao se afastar do observador a estrela tem suas linhas desviadas para a parte vermelha do espectro, aos maiores comprimentos de onda. Pode-se mostrar que a velocidade deste movimento, de uma estrela com massa M_e orbitada por um planeta de massa m_p , é dada por:

$$K_1 = 212.9 \left(\frac{M_e}{P} \right)^{1/3} \frac{q}{(1+q)^{2/3}} \frac{\sin i}{\sqrt{1-e^2}} [\text{km s}^{-1}], \quad (1.1)$$

onde $q = m_p/M_e$, e corresponde à excentricidade do planeta, P ao seu período e $\sin i$ nos dá a inclinação do sistema em relação à linha de visada. Para termos um exemplo da ordem de grandeza do que está sendo medido, tomemos o Sol e Júpiter. Sendo a massa do Sol da ordem de 10^{30} kg, a massa Jupiter da ordem de 10^{27} kg e seu período de 12

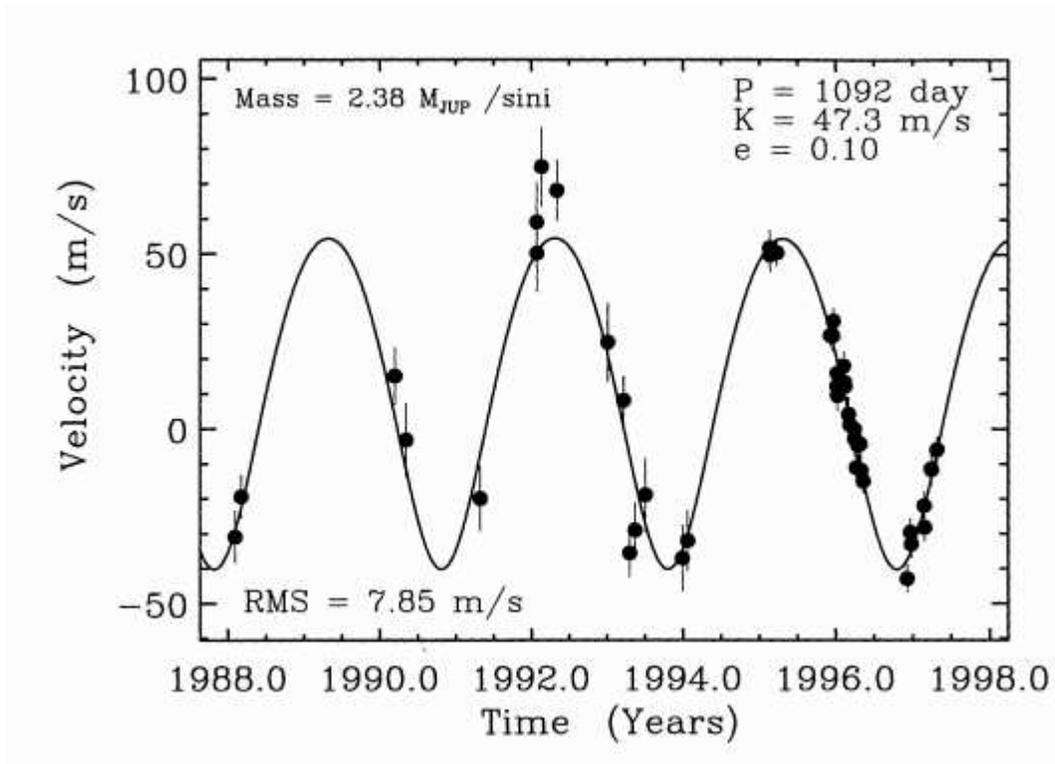


Figura 1.1: *Retirada de Marcy & Butler (1998)*: o movimento orbital da estrela em torno do centro de massa do sistema faz com que, para um observador na Terra, a estrela pareça estar bamboleando no céu. Através do espectro estelar, é possível medir a velocidade de aproximação e afastamento da estrela em relação ao observador. Neste gráfico estão representados as medidas observacionais da estrela 47 UMa, pontos pretos; a linha sólida representa o melhor ajuste do modelo. O melhor ajuste resulta em $M_p = 2.38 M_J$, um período, P , de 1092 dias, excentricidade, $e = 0.1$, e amplitude do movimento estelar $K = 47.3$ m/s.

anos, temos que K_1 é da ordem de 10 m/s. Para um planeta semelhante à Terra este valor decresce para a ordem de 10 cm/s!

O desvio das linhas, medido nas observações, é calculado através da equação de Doppler em sua forma não relativística:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}, \quad (1.2)$$

onde $\delta\lambda$ é o desvio da linha observada, v é a velocidade radial, e c , a velocidade da luz. Para um sistema semelhante a Sol-Júpiter, as linhas espectrais na faixa do visível sofrem

desvio da ordem de 10^{-4} Å.

Pela Eq. 1.1, podemos perceber que quanto menor for a razão entre as massas da estrela e do planeta e quanto menor for seu período, maior será o efeito que o planeta causará na estrela. Devido a este processo de seleção, grande parte dos planetas extrassolares detectados possuem massa da ordem da de Júpiter e possuem períodos curtos de apenas dias. Estes planetas são chamados de *jupíteres quentes*¹. A presença destes planetas criou vínculos a serem considerados nos modelos de formação planetária. Não se espera que a formação de planetas gigantes gasosos ocorra tão perto da estrela; logo, eles devem ter sofrido um processo de migração que os levou a órbitas mais internas em relação ao seu raio de formação. Falaremos mais adiante, no capítulo 2, sobre aos processos de formação e migração de planetas.

Outra limitação do método é o fato de apenas obtermos a massa projetada, $m \sin i$, do planeta. Para sabermos a massa verdadeira do planeta é necessário o conhecimento da inclinação do plano da órbita, através de, por exemplo, observações de trânsito. Apesar disto, Jorissen et al. (2001) e Watson et al. (2010), através de métodos distintos, mostraram que as massas mínimas obtidas são muito próximas do valor verdadeiro da massa do planeta. Jorissen et al. (2001) utilizou uma abordagem mais puramente estatística para estimar as distribuições de massas planetárias, excluindo a hipótese de que as massas verdadeiras dos planetas detectados até aquele momento fossem muito maiores do que realmente se espera. Já Watson et al. (2010) estimaram a massa verdadeira dos planetas, obtendo o valor de $\sin i$ através da relação:

$$\sin i = \frac{P_{\text{rot}} v_{\sin i}}{2\pi R_e}, \quad (1.3)$$

onde P_{rot} é o período de rotação estelar, $v_{\sin i}$ é a velocidade equatorial projetada da estrela

¹Note que em Língua Portuguesa não existe palavra cuja sílaba tônica caia antes da antepenúltima sílaba. A despeito da estranheza que possa causar, o plural regular de júpiter é jupíteres.

na linha de visada de um observador na Terra, e R_e , o raio estelar. Claro que, para isso, devemos considerar que as órbitas planetárias sejam perpendiculares ao eixo de rotação da estrela. Eles partem da premissa de que esta seja uma boa aproximação para estrelas não binárias, uma vez que o Sistema Solar possui ângulo entre a eclíptica e o equador solar em torno de 7° .

Atualmente, um dos principais detectores de planetas através do método de velocidade radial chama-se HARPS (sigla, em inglês, para Buscador de Planetas de Velocidade Radial de Alta Precisão; Mayor et al., 2003). HARPS é um espectrógrafo echelle de alta precisão instalado no telescópio de 3.6 m no Observatório de La Silla, no Chile. Sua precisão pode chegar a medir variações na velocidade radial da estrela de até 0.97 m/s. Ele já detectou mais de 30 planetas extrassolares, dentre os quais três dos quatro planetas do sistema GJ 581 (Mayor et al., 2009). Um deles, GJ 581c, que possui pouco mais que 5 massas terrestres, aparenta estar orbitando na zona habitável da estrela. Introduziremos apenas na próxima seção o conceito de zona habitável de uma estrela.

1.2.2 Detecção via trânsito

A simples ideia de observar um trânsito planetário já era mencionada por Ptolomeu em seu livro *Almagesto* — Ptolomeu considerava o fato de não detectarem na época um trânsito de Vênus e Mercúrio, deve-se ao pequeno tamanho dos dois planetas ou a um possível desalinhamento de seus planos orbitais. Já em 1631, o primeiro trânsito a ser observado foi de Mercúrio, graças às previsões de Johannes Kepler. A partir de então, os trânsitos observados no Sistema Solar serviam como uma estimativa dos tamanhos dos corpos internos de nosso Sistema.

À parte do auxílio que este método nos trouxe, no estudo do Sistema Solar, ele também é muito utilizado em sistemas binários estelares, pois através do trânsito destes sistema é possível testar modelos estelares, uma vez que é possível obter os raios e massas das

estrelas.

Somente em 1999, o primeiro trânsito de um planeta extrassolar foi confirmado por Charbonneau e colaboradores (Charbonneau et al., 2000): o planeta HD 209458b, que possui uma órbita de $a = 0.045$ UA, $m \sin i = 0.69 M_J$, e já havia sido observado pelo método de velocidade radial. A observação deste trânsito planetário possibilitou a confirmação de que se tratava realmente de um planeta gasoso, devido a sua densidade.

Mas, afinal, do que se trata um trânsito planetário? Durante um trânsito, ocorre a diminuição do fluxo de luz da estrela quando um planeta passa entre a estrela e o observador. Este fenômeno pode ser observado se o plano orbital do planeta for quase paralelo a nossa linha de visada. Na Fig. 1.2, reproduzimos a medida do fluxo observado da estrela HD 209458 durante um trânsito planetário.

Podemos fazer uma estimativa quanto à probabilidade de ocorrência de um trânsito entre dois objetos como:

$$P = \frac{R_e + R_p}{a}, \quad (1.4)$$

onde R_e é o raio da estrela, R_p é o raio do planeta em trânsito e a é a distância entre os dois durante o trânsito. Como normalmente $R_e \gg R_p$, a probabilidade de trânsito torna-se proporcional apenas ao raio da estrela e inversamente proporcional à distância. Por exemplo, a probabilidade de um observador muito distante observar um trânsito de Vênus é da ordem de 1%, enquanto para Júpiter a probabilidade cai para 0.1%.

Uma forma de aumentar a probabilidade de detecção via trânsito consiste em pré-selecionar estrelas com inclinações favoráveis, i.e., com alta inclinação do eixo de rotação². Desta forma, pode-se aumentar a probabilidade de detecção por um fator de 3 a 5 vezes, uma vez que a inclinação do plano orbital do planeta deve ser aproximadamente a mesma do eixo de rotação da estrela. Além disso, um júpiter quente, previamente detectado através de velocidade radial, possui probabilidade de detecção via trânsito de até 10%.

²A determinação do ângulo de inclinação, i , do eixo de rotação da estrela com a linha de visada do observador pode ser feita através da técnica de astrossismologia (ver Gizon & Solanki 2003).

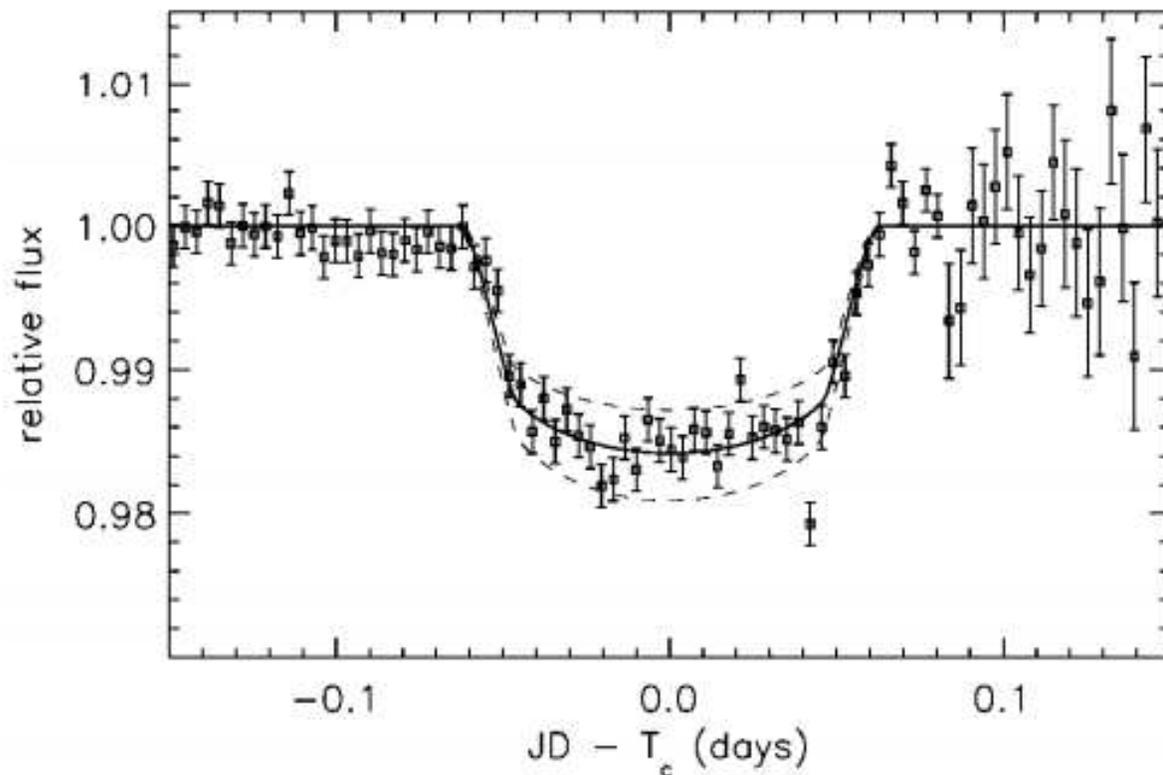


Figura 1.2: *Retirada de Charbonneau et al. (2000)*: redução do fluxo de luz estelar durante um trânsito do exoplaneta HD 209458b. O planeta, ao passar entre a estrela e o observador, causa a diminuição do fluxo de luz estelar, como é representado pelo diagrama de fluxo. Ao final do trânsito, o fluxo de luz volta ao seu normal. A curva sólida representa o melhor ajuste de um modelo, onde o raio do planeta mede 1.27 vezes o raio de Júpiter. As curvas tracejadas inferior e superior, representam o modelo com um raio do planeta 10% maior e menor, respectivamente.

Ao detectar um trânsito de um exoplaneta, podemos também caracterizar sua estrutura atmosférica. Pode-se obter seu espectro ao observar a estrela antes e durante o trânsito: desta forma é possível subtrair o espectro observado durante daquele após o trânsito e, desta forma, obter o espectro do planeta. Esta observação, entretanto, é muito difícil e apenas alguns planetas conseguiram ser caracterizados desta maneira. Na Fig. 1.3 reproduzimos o espectro observado do planeta HD 209458b e o melhor modelo atmosférico que descreve a observação realizada.

Atualmente, existem duas missões espaciais cujo objetivo principal é a detecção de

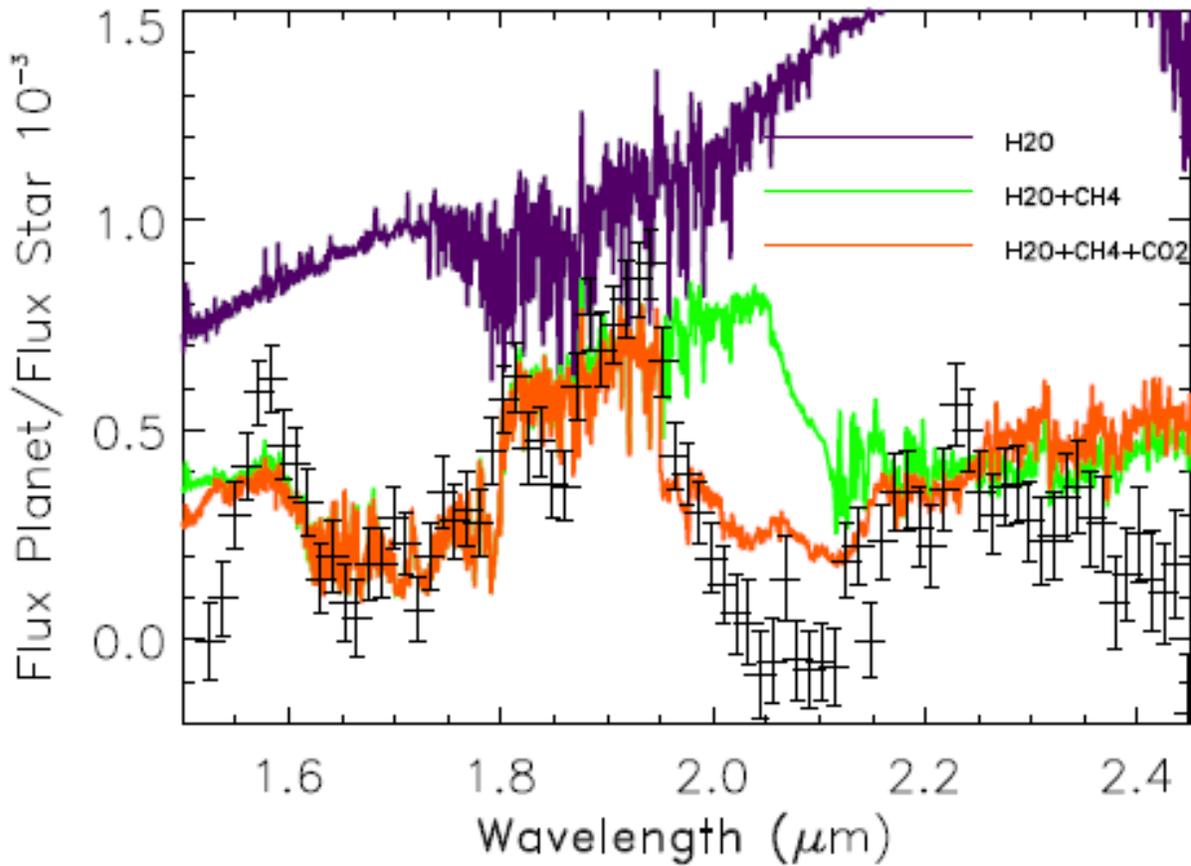


Figura 1.3: *Retirada de Swain et al. (2009)*. Espectro observado do planeta HD 209458b representado pelos pontos pretos com as barras de erro de 1σ . Para comparação, foram considerados 3 modelos atmosféricos com diferentes composições de H_2O , CH_4 e CO_2 .

planetas terrestres em órbita de estrelas tardias da sequência principal: o satélite CoRoT (sigla em inglês para Convecção Rotação e Trânsitos planetários; Auvergne et al. (2009) — da Agência Espacial Européia e com participação brasileira no projeto — e o satélite Kepler da NASA (Borucki, 2010). No final desta seção comentaremos mais sobre essas duas missões e suas descobertas até agora.

1.2.3 Detecção via imageamento direto

Detectar diretamente um planeta extrassolar, isto é, poder distingui-lo claramente numa imagem, observando os fótons emitidos pelo próprio exoplaneta, é uma tarefa muito com-

plicada. O contraste entre o brilho da estrela e do planeta pode chegar à ordem de 10^7 - 10^8 na faixa do visível. Todavia, este contraste é reduzido a 10^5 se compararmos os brilhos no infravermelho. Desde a primeira detecção direta dos exoplanetas HD 209458b (Deming et al., 2005) e Trés1 b (Charbonneau et al., 2005) divulgadas simultaneamente, apenas 9 planetas com $m \sin i \leq 10 M_J$ foram detectados diretamente.

A possibilidade de detectar diretamente o planeta abre portas para a determinação de propriedades físicas do planeta como sua composição química. É possível determinar também a temperatura de brilho do planeta em um dado comprimento de onda e, através de modelos atmosféricos, estimar a temperatura de corpo negro. Este método de detecção favorece também a observação de objetos com períodos longos, complementando buscas de velocidade radial.

As duas principais técnicas de detecção direta de planetas são: *coronografia* e *interferometria*. A primeira técnica vem sendo utilizada há muito tempo para estudar a coroa solar. Esta técnica trata do uso de um instrumento, chamado de coronógrafo, que bloqueia a luz do Sol. Ao aplicar esta técnica para planetas extrassolares, o coronógrafo agora bloqueia a luz da estrela possibilitando a obtenção de imagem de algum possível planeta. Veja, por exemplo, Guyon et al. (2006) para uma descrição dos limites de detecção de planetas terrestres com coronógrafos. Um aprimoramento desta técnica, chamado de um “coronógrafo vortex”, conseguiu, com um telescópio de apenas 1.5 metros de diâmetro, a realização da observação de 3 planetas já conhecidos orbitando a estrela HR 8799 (Serabyn et al., 2010); o que é um fato incrível, uma vez que esta técnica, aplicada a telescópios de maior porte, poderia possibilitar a detecção direta de planetas terrestres.

Já a técnica de interferometria, famosa pelo experimento de Michelson, consiste na sobreposição de duas ou mais ondas eletromagnéticas de mesmo comprimento para estudar o padrão de interferência causado entre elas. Através desta técnica é possível obter uma resolução angular muito boa; desta forma, é possível distinguir exatamente qual feixe de

luz veio de certa parte do sistema observado. Pode-se também ajustar o interferômetro para que a luz proveniente do centro do campo de visão, onde está a estrela, seja bloqueada de modo que a luz proveniente de qualquer outra parte seja vista mais facilmente (Angel & Woolf, 1997). A dificuldade de realizar uma observação usando esta técnica se dá pelo fato de exigir pelo menos dois telescópios observando a mesma fonte simultaneamente, para que possa ser feito a interferência dos feixes de luz observados. Na Fig. 1.4, reproduzimos a imagem do sistema planetário HR 8799 obtida pelos telescópios Keck, localizados no Havaí, utilizando a técnica de interferometria (Marois et al., 2008).

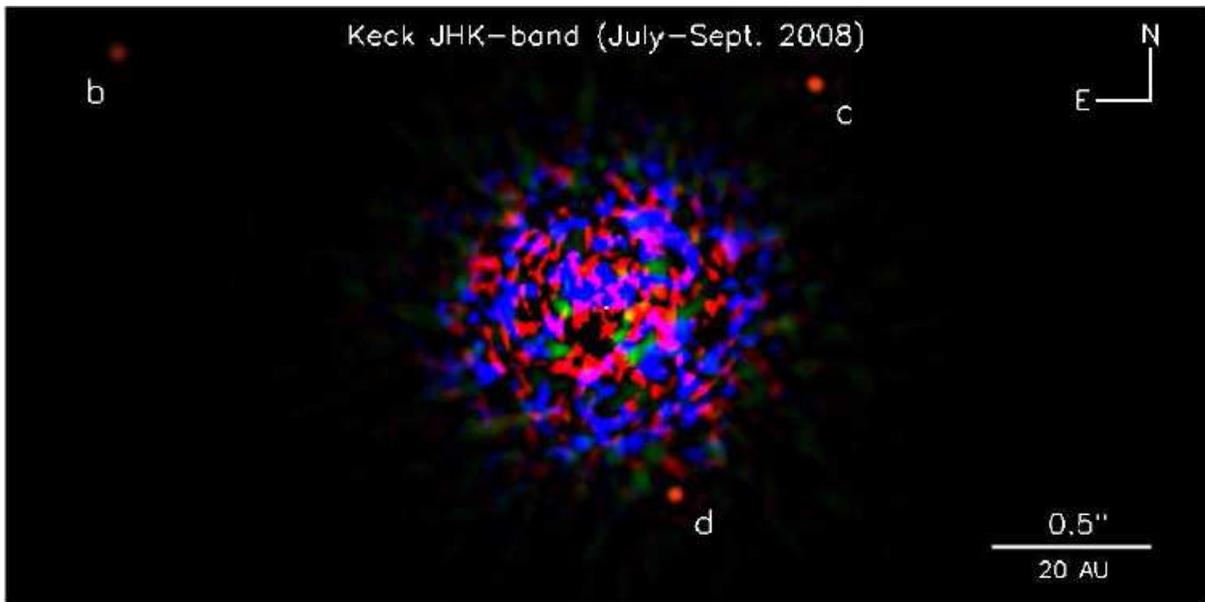


Figura 1.4: *Retirada de Marois (2008)*. Imagem obtida pelas bandas JHK do telescópio Keck no Havaí. A luz da estrela HR 8799 foi subtraída e foi possível então detectar 3 planetas do sistema. As massas dos planetas *b* e *c* são estimadas em $10 M_J$ e distam da estrela central em 68 UA e 38 UA, respectivamente. Já o planeta *d* possui massa estimada em $7 M_J$ e dista da estrela em 24 UA.

Um projeto promissor para a detecção direta de planetas terrestres nas zonas habitáveis de suas estrelas é o TPF (sigla, em inglês, para Localizador de Planetas Terrestres), da NASA (Hunyad, 2007). Esta missão espacial é projetada para ter dois observatórios separados complementares: um coronógrafo, que operará na faixa visível do espectro, e

um interferômetro de base ampla, operando na faixa do infravermelho. O objetivo desta missão é investigar a presença e propriedades de planetas em estrelas próximas além dos processos de formação e desenvolvimento planetário em discos de gás e poeira de estrelas recém-formadas. Sua resolução será capaz de detectar planetas terrestres similares à Terra e obter seus espectros, podendo então caracterizar a atmosfera planetária. Este é, sem dúvida, um dos projetos mais audaciosos e interessantes, pois não somente seria capaz de observar planetas tão pequenos quanto a Terra, mas, também, através do estudo da composição química de sua atmosfera, seria possível inferir a possibilidade da presença de vida neles.

1.2.4 Missões CoRoT e Kepler

Estas duas missões marcam o início de uma nova era de descobertas de planetas extrassolares. A missão CoRoT foi a primeira com capacidade de detectar um planeta rochoso com algumas massas terrestres. O satélite responsável pelas observações foi lançado no final de 2006, e é um projeto da Agência Espacial Européia com colaboração brasileira. Este satélite tem como principal objetivo monitorar as mudanças no brilho estelar e, através da astrossismologia, determinar com precisão a massa, idade e composição química estelar. Como consequência deste estudo, espera-se detectar diversos planetas rochosos em trânsito. Até agora, foram descobertos 23 planetas por esta missão, mas todos eles são planetas gasosos (Rouan et al., 2012).

O satélite da missão Kepler foi lançado em março de 2009, e seus primeiros resultados começaram a ser anunciados em 2010. Assim como o satélite CoRoT, este satélite será capaz de detectar planetas extrassolares rochosos, inclusive alguns deles na zona habitável do sistema, através de trânsitos planetários. Esta missão irá monitorar continuamente cerca de 100 mil estrelas medindo as variações no brilho estelar (Batalha et al., 2010). Em janeiro de 2011, foi confirmada a detecção de seu primeiro planeta rochoso, *Kepler-10*

b (Batalha et al., 2011), medindo 1.4 vezes o tamanho da Terra. Além dos 63 planetas confirmados, existem mais de 2000 candidatos a planetas que ainda devem ser confirmados ou não por outros métodos de detecção.

Na Fig. 1.5 representamos o diagrama $\log m \sin i - \log a$ dos planetas detectados por ambas as missões. Devido às limitações do método de trânsito, percebe-se que todos os planetas detectados possuem órbitas intraterrestres. Além disso, com exceção de alguns poucos, são na maioria planetas gasosos.

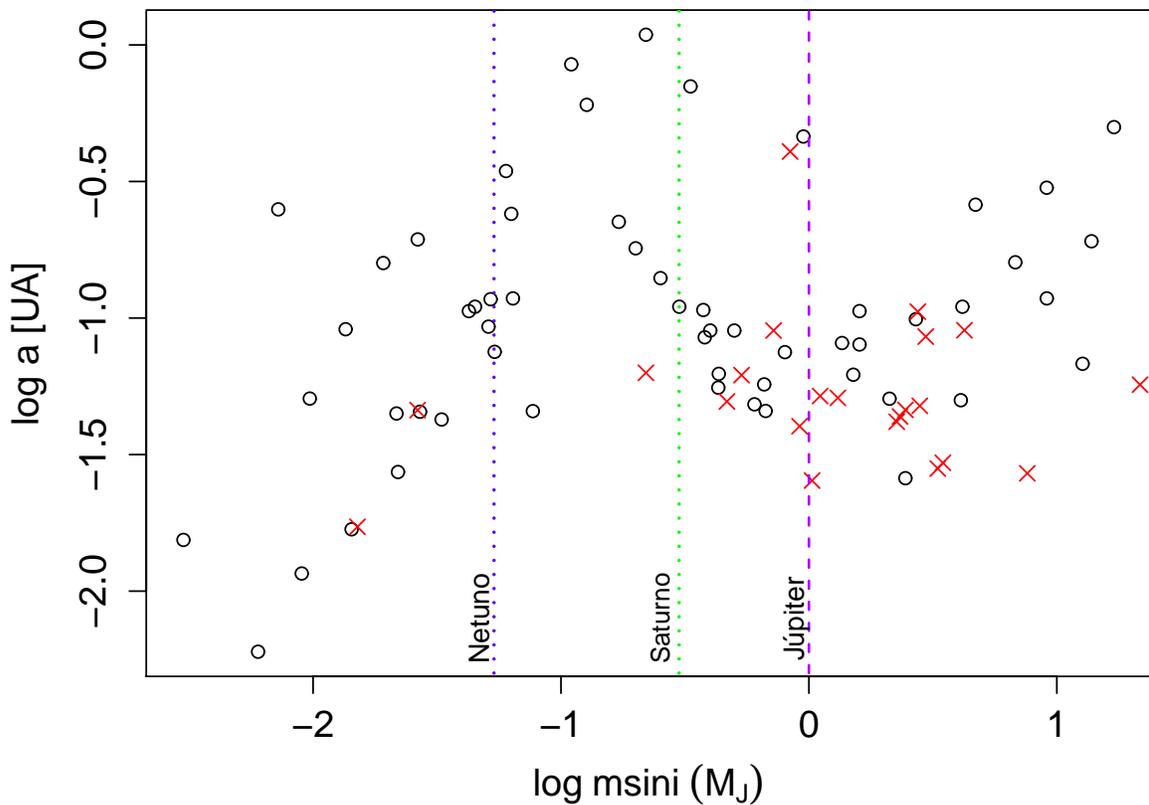


Figura 1.5: Diagrama $\log m \sin i - \log a$ para os planetas detectados pela missão CoRoT (cruzes vermelhos) e os detectados pela missão Kepler (círculos pretos). Percebe-se pela limitação da detecção via trânsito que todos os planetas possuem órbitas intraterrestres (i.e., $a < 1$ UA), e em sua maioria são planetas gasosos. As linhas tracejadas verticais indicam a massa de Júpiter (roxo), Saturno (verde) e Netuno (azul).

1.3 Características dos sistemas conhecidos

Como tem sido apresentado até o momento, com o aumento do número de planetas ex-trassolares descobertos, correlações significativas entre as suas propriedades se tornam mais evidentes. Através de modelos detalhados de formação planetária, estas correlações encontradas podem ser investigadas mais a fundo. Nossa intenção nesta seção é fazer uma revisão dos tópicos mais discutidos encontrados na literatura e confrontar alguns resultados com dados mais atuais dos exoplanetas detectados. Para esta seção, nossa amostra corresponde a 726 exoplanetas obtidos da base de dados <http://exoplanet.eu> em 17/06/2012. Destacamos que, a partir daqui, sempre que nos referirmos a massa planetária, período, semieixo maior e massa estelar elas estarão em unidades de M_J , dias, UA e M_\odot , respectivamente. Quando não utilizarmos estas unidades, explicitaremos de forma clara.

A primeira e principal tendência aparente descoberta na amostra de exoplanetas conhecidos foi a conexão entre planeta e metalicidade (González, 1997; Fischer & Valenti, 2005): planetas tendem a ser encontrados em órbita de estrelas ricas em metais. Na Fig. 1.6, podemos ver como a frequência de estrelas com planetas aumenta com a metalicidade. Ida & Lin (2004), através de simulações de Monte Carlo, mostraram que essa tendência pode dever-se ao fato de que a probabilidade de formação de planetas gigantes gasosos aumenta rapidamente com o aumento da metalicidade da estrela central. Além disso, Ida & Lin (2008), sugerem que a migração Tipo I, que será comentada no próximo capítulo, aumenta a tendência encontrada por Fischer & Valenti (2005). Pois, esta migração é mais intensa para discos mais pobres em metais, causando uma depleção de núcleos planetários para a formação de gigantes gasosos.

Como já mostramos anteriormente, os métodos de detecção por velocidade radial possuem uma tendência de detectar planetas massivos com órbita muito próxima de sua estrela central. Estes planetas são caracterizados por possuírem massa superior à massa de Júpiter e estarem em órbitas intraterrestres ($a < 1$ UA) ao redor de estrelas com

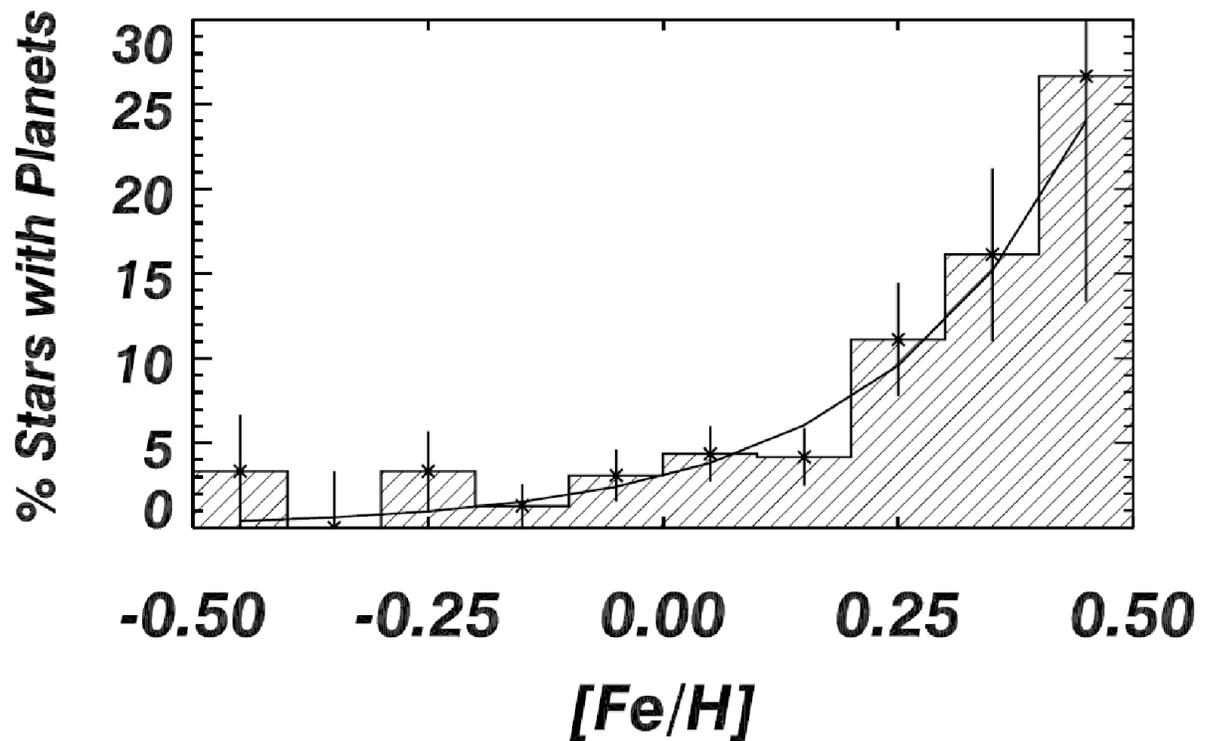


Figura 1.6: *Fischer & Valenti (2005)*, relação da probabilidade de detecção de um planeta em função da da metalicidade da estrela. Esta foi a primeira tendência aparente descoberta, segundo a qual estrelas mais ricas em metais possuem maior probabilidade de detecção de um planeta.

abundância $[Fe/H] > 0$. Devido a esta facilidade de detecção, grande parte dos planetas extrassolares conhecidos até hoje pertencem a este grupo de planetas júpiteres quentes. Desta maneira, a primeira tendência apontada (conexão entre planeta e metalicidade) pode restringir-se somente a esta população joviana quente, uma vez que ela não é encontrada para estrelas com planetas de menor massa como sugerido por Sousa et al. (2008).

Sousa et al. (2008) apresentaram um catálogo com parâmetros estelares obtidos para 451 estrelas que fazem parte da amostra do projeto HARPS GTO³. Neste trabalho, eles também apresentaram a distribuição de metalicidade das estrelas de sua amostra que têm planetas de baixa massa, planetas neptunianos ($m \leq 25 M_{\oplus}$), detectados apenas

³HARPS Guaranteed Time Observations (GTO) é um projeto cujo objetivo é detectar planetas extrassolares de baixa massa, aumentando a acurácia da medida da variação da velocidade radial estelar.

pelo HARPS, mostrando que, para estas estrelas, a metalicidade média é de $\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle = -0.09$. Se a amostra de planetas neptunianos fosse estendida considerando, por sua vez, todos os planetas neptunianos detectados até aquele momento, o valor da metalicidade média estelar passaria a $\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle = -0.03$ (ver Fig. 1.7); todavia, considerando estrelas com *apenas* planetas neptunianos detectados, a média de metalicidade estelar passa a $\langle[\text{Fe}/\text{H}]\rangle = -0.21$. Por fim, compararam a distribuição de metalicidade da amostra de estrelas com planetas neptunianos conhecidos com aquela outra da amostra composta pelo restante das estrelas com planetas; o teste Kolmogorov-Smirnov resultou que as duas amostras não provêm da mesma população.

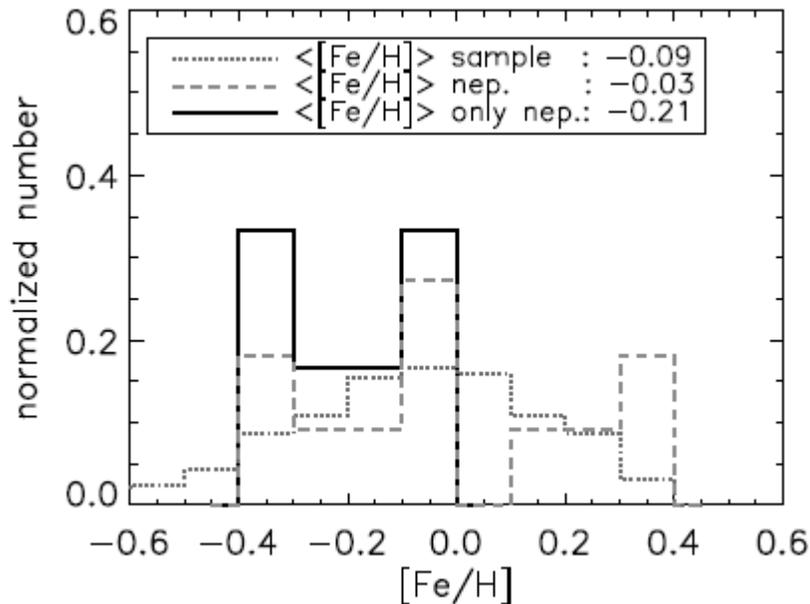


Figura 1.7: *Retirada de Sousa et al. (2008)*. Histogramas das estrelas da amostra de seu trabalho (linha pontilhada), de todas as estrelas com planetas neptunianos (linha tracejada) e de todas as estrelas cujos planetas detectados até então fossem apenas de planetas neptunianos (linha cheia). A média de cada amostra está representada no gráfico. Nota-se que agora a média de metalicidade para estas estrelas é subsolar, em oposição à média de metalicidade de estrelas com planetas massivos.

Eles ressaltam que este resultado deve ser interpretado com cuidado, uma vez que a amostra de estrelas com planetas neptunianos é composta principalmente por anãs M, e

existe a possibilidade de que estas estrelas possam formar planetas massivos com menor frequência.

Refizemos a mesma análise realizada por Sousa et al. (2008), agora com a distribuição de densidade de probabilidade obtida através de um kernel gaussiano, e continuamos encontrando a mesma tendência apontada por eles (ver Fig. 1.8). Separamos nossa amostra atual em estrelas com planetas neptunianos, $m \sin i \leq 25 M_{\oplus}$, e estrelas com planetas mais massivos, $m \sin i > 25 M_{\oplus}$. Se uma estrela possui tanto planetas neptunianos quanto jovianos ela foi considerada em ambas as amostras. As distribuições de ambas amostras continuam diferindo entre si: o teste K-S rejeita a hipótese nula de que ambas amostras provém da mesma população com *valor - p* = 6.8×10^{-5} . A média de $[\text{Fe}/\text{H}]$ das estrelas com planetas neptunianos continua subsolar, $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.05$, e a média de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de estrelas com planetas de mais massa continua supersolar, $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.052$.

Veremos mais adiante que a metalicidade da estrela é uma importante característica a ser levada em conta nos modelos de formação planetária. Porém, ainda não está claro como o enriquecimento de metais no disco pode favorecer a formação de planetas. Pinotti et al. (2005), através de um modelo simples para calcular a probabilidade de formação planetária, apontaram que, de certa forma, um disco rico em metais, além de favorecer a formação de planetas massivos, facilita a formação destes planetas em órbitas de período curto. Vale apontar aqui que os próprios autores reconhecem a simplicidade do modelo, que não leva em conta a densidade de sólidos, e outros processos que poderiam influenciar também a órbita final do planeta além da migração de tipo II.

O enriquecimento metálico encontrado nestas estrelas poderia ser também um efeito induzido como apontam González (1997) e Addams & Laughlin (1997): planetas jovianos, ao migrarem de seu raio de formação para órbitas mais internas, eventualmente lançariam planetésimos para a estrela. Estes planetésimos, ricos em metais, poluiriam a atmosfera da estrela fazendo com que esta parecesse rica em metal.

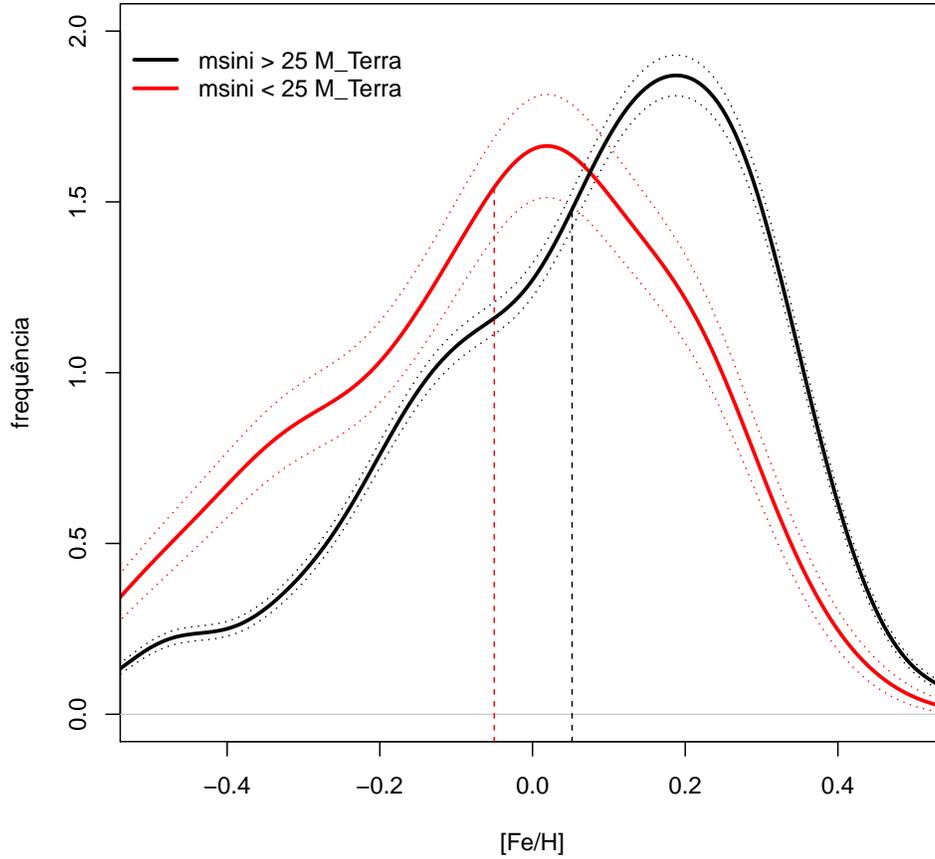


Figura 1.8: Distribuição de densidade de probabilidade de estrelas com planetas neptunianos, $m \sin i \leq 25 M_{\oplus}$, linha cheia em vermelho, e de estrelas com planetas mais massivos $m \sin i > 25 M_{\oplus}$, linha cheia em preto. Assim como foi apontado por Sousa et al. (2008), a tendência de detectar planetas em órbita de estrelas ricas em metal não é encontrada para aqueles com planetas de baixa massa. As distribuições pontilhadas representam o erro poissônico \sqrt{n} de cada distribuição. As linhas tracejadas representam as médias de $[\text{Fe}/\text{H}]$ das estrelas com planetas neptunianos, $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -0.05$, e das estrelas com planetas massivos, $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.052$.

É evidente a importância de caracterizarmos as propriedades físicas das estrelas com planetas: isto permite averiguar se, de alguma forma, elas diferem daquelas estrelas sobre as quais se desconhece ter ou não planetas (*estrelas sem planetas*) no momento.

Por exemplo, o estudo de abundâncias químicas em estrelas orbitadas por planetas

conhecidos não se restringe somente aos elementos pesados, mas também inclui elementos leves como lítio e berílio. O motivo disto é a escassa abundância atual de lítio na superfície solar se comparada com a abundância protossolar (inferida de meteoritos), além de modelos estelares clássicos não preverem esta depleção encontrada em estrelas da sequência principal (Mendes et al., 1999). Essa diferença aponta para a existência de um processo de mistura, cujo funcionamento não é muito claro, no qual lítio é levado para regiões mais internas do Sol, sendo aí queimado, uma vez que a superfície solar não apresenta temperatura suficiente para a queima deste elemento (para um estudo mais detalhado, recomendamos Piau & Turck-Chièze 2002).

Israelian et al. (2009) apontam que esta depleção de lítio também é encontrada em estrelas com planetas extrassolares; neste estudo, eles mostram que esta depleção não é influenciada nem pela massa nem pela idade da estrela. Como espera-se que a abundância de lítio seja reduzida à medida que a estrela evolui, em princípio se as estrelas com planetas fossem em média mais velhas que o restante da amostra, elas teriam queimado maior quantidade de lítio. Seu estudo consistiu em comparar a abundância de lítio de estrelas com planetas com a das estrelas sem planetas detectados, a partir de uma amostra de 451 estrelas. Porém, nenhuma correlação foi encontrada entre a abundância de lítio e o indicador de idade cromosférica R_{HK}^4 . Além disto, as estrelas da amostra possuem massas muito similares, o que implica mesma profundidade da zona convectiva externa; logo, deve existir algum outro mecanismo que causa esta falta de lítio em estrelas com planetas. Na Fig. 1.9 reproduzimos os resultados apresentados em Israelian et al. (2009).

Uma proposta dos autores é que o mecanismo de perda do momento angular da estrela e extensão de sua zona convectiva externa é afetada pela presença de um sistema planetário. Eles comentam que uma interação de longa duração entre a estrela e o disco, durante a

⁴O índice R_{HK} consiste em um indicador de idade estelar, ao medir as intensidades das linhas de emissão cromosférica H e K do Ca II. Entretanto, vale ressaltar aqui que este índice não é o mais correto uma vez que não corrige a contribuição fotosférica ao fundo destas linhas. Uma correção deste problema é apresentada em Noyes (1983), mediante a introdução do índice R'_{HK} .

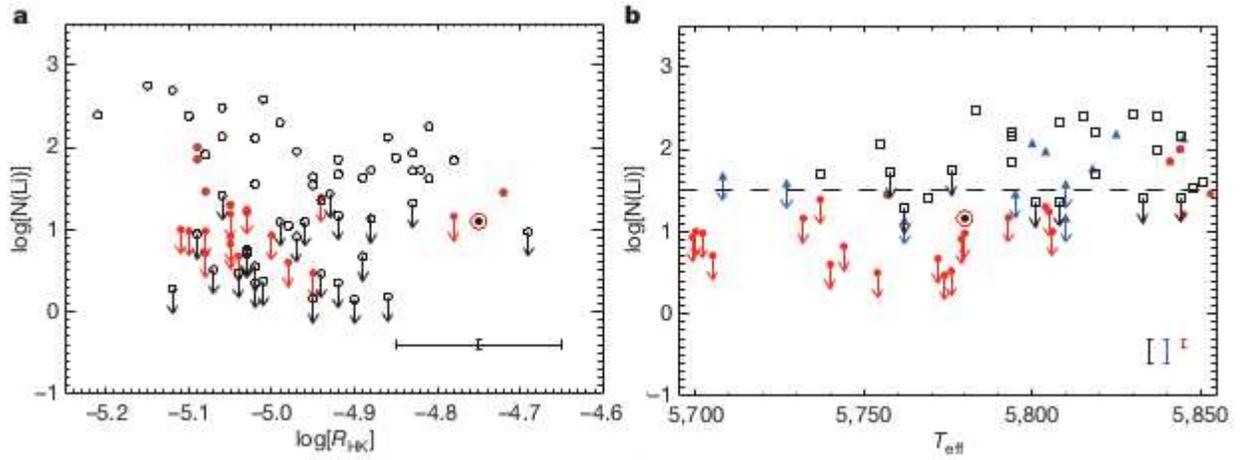


Figura 1.9: *Retirada de Israelian et al. (2009)*. Estrelas com e ‘sem’ planetas estão representadas pelos pontos vermelho e círculos abertos, respectivamente. O Sol está representado pelo círculo vermelho com o ponto preto no centro. O painel A mostra a relação da quantidade de átomos de lítio, $N(\text{Li})$, com o indicador de idade cromosférica R_{HK} . Como podemos ver, estrelas com planetas tendem a ter menor abundância de Li se comparadas com estrelas sem planetas; entretanto, os autores apontam que ambas as amostras possuem a mesma distribuição de R_{HK} , desta forma, a idade não seria responsável pela depleção de lítio. No painel B temos a relação $\log N(\text{Li})-T_{\text{eff}}$ para estrelas com planetas (pontos vermelhos), estrelas dos aglomerados abertos M67 (triângulos azuis) e NGC 6253 (quadrados abertos). Uma vez que a temperatura efetiva, T_{eff} , é um indicador da massa da estrela, e como não existe nenhuma diferença evidente nas distribuições de $\log N(\text{Li})-T_{\text{eff}}$ entre as estrelas com planetas e de aglomerados, a massa da estrela não influencia na depleção de lítio encontrado nas estrelas com planetas.

fase de pré-Sequência Principal, deixaria a estrela com uma baixa velocidade de rotação. Esta interação também causaria uma grande diferença entre a rotação do núcleo radiativo e do envoltório convectivo que poderia causar a depleção observada do lítio nas estrelas com planetas.

Barnes (2001) mostrou não haver diferença no período de rotação das estrelas que possuem planetas e estrelas observadas no programa de monitoramento regular do Observatório de Mount Wilson. Ele aponta que não existe nenhuma diferença entre a taxa de rotação das estrelas com planetas e a das estrelas em aglomerados abertos, concluindo que os dados disponíveis até o presente momento não sugerem que as estrelas com planetas possuam rotação diferente se comparadas às estrelas sem planetas. Em outras palavras,

a presença de planetas pode não necessariamente afetar a taxa de rotação das estrelas em torno das quais eles orbitam. Logo, a perda de momento angular que ocorre após o colapso gravitacional da protoestrela não possui nenhuma relação aparente com a presença ou não de planetas. A estrela irá perder momento angular durante sua evolução, independentemente de haver ou não um sistema planetário formando-se em torno dela. Entretanto, planetas que se formem em torno da estrela podem se tornar repositórios naturais de momento angular perdido, como pode ter sido o caso do Sistema Solar. É importante ressaltarmos que Barnes (2001) apenas mostra que as estrelas com e sem planetas possuem mesma taxa de rotação, porém não indica de que forma o momento angular foi perdido, fortalecendo o argumento de Israelian et al. (2009) de que o *mecanismo* de perda do momento angular de cada estrela deva ter sido diferente.

Kashyap et al. (2008) também apresentou uma outra característica apresentada por estrelas com planetas: estrelas com júpiteres quentes possuem luminosidade em raios-X até 2 vezes maior, em média, em comparação a de estrelas com planetas cujas órbitas têm períodos mais longos (as que têm $a > 1.5$ UA). Os júpiteres quentes, sendo massivos e estando muito próximos à estrela ($a < 0.15$ UA), interagiriam com o campo magnético estelar de tal modo a influenciar na estrutura dos campos e, portanto, na energia do campo coronal da estrela. Desta maneira, estes planetas favoreceriam a dissipação de energia magnética da estrela.

Falamos até aqui de algumas relações das propriedades de estrelas com planetas conhecidos. Mas, e quanto às relações entre os observáveis do planeta detectado? Uma maneira simples de buscar correlações e tendências a partir dos dados atuais é construir uma “matriz” de gráficos onde diversas variáveis são relacionadas entre si. Na Fig. 1.10, relacionamos as seguintes variáveis: os logaritmos da massa do planeta — $\log m \sin i$ em unidades de $\log M_J$ —, semieixo maior — $\log a$ em unidades de \log UA — e período — $\log P$ em unidades logarítmicas de dia —, excentricidade, metalicidade — $[\text{Fe}/\text{H}]$ — e

massa da estrela central — em M_{\odot} . A leitura deste painel é feita da seguinte maneira: sendo i e j os números que podem representar linhas ou colunas, na matriz de gráficos, então o gráfico arbitrário $X_{i,j}$ (nesse caso, i e j escolhidos correspondem a linha e coluna de X) contém os valores de j em função de i . Por exemplo: ao lermos as colunas 2 e 3 correspondentes a $\log a$ e $\log P$, respectivamente, temos que o gráfico $X_{2,3}$ representa $\log a$ em função de $\log P$, enquanto que $X_{3,2}$ representa $\log P$ em função de $\log a$. Além disto, na diagonal da matriz de gráficos, apresentamos a distribuição das variáveis individuais através de histogramas.

A primeira correlação que se pode verificar imediatamente é encontrada no gráfico que utilizamos como exemplo para a leitura do painel, onde período e semieixo maior são relacionados. Entretanto, esta relação não possui nada de novo, uma vez que apenas reproduz a terceira lei de Kepler:

$$2 \log P = 3 \log a + \log \frac{4\pi^2}{GM} \quad (1.5)$$

Alguns planetas desviam-se da relação meramente linear por orbitarem uma estrela de massa muito maior ou muito menor que $1 M_{\odot}$.

A distribuição de período orbital em função da massa planetária ($X_{3,1}$ ou $X_{1,3}$) também aponta para existência de ‘populações’ planetárias que podem estar ligadas à migração. Udry, Mayor & Santos (2003) propuseram que a falta de planetas massivos ($M \sin i > 2 M_J$) em órbitas de curto período e de planetas com baixa massa ($m \sin i < 0.75 M_J$) em órbitas de longo período, além de uma escassez de planetas com período orbital entre 10-100 d, ocorria devido aos processos de migração que cada planeta sofreu durante seu processo de formação (ver também a Fig. 1.11).

Entretanto, com os dados atuais podemos ver que a única tendência apresentada por Udry, Mayor & Santos (2003) que realmente persiste é a escassez de planetas com período orbital entre 10-100 d, como mostra o histograma de $\log P$ na Fig. 1.10, indicando um pro-

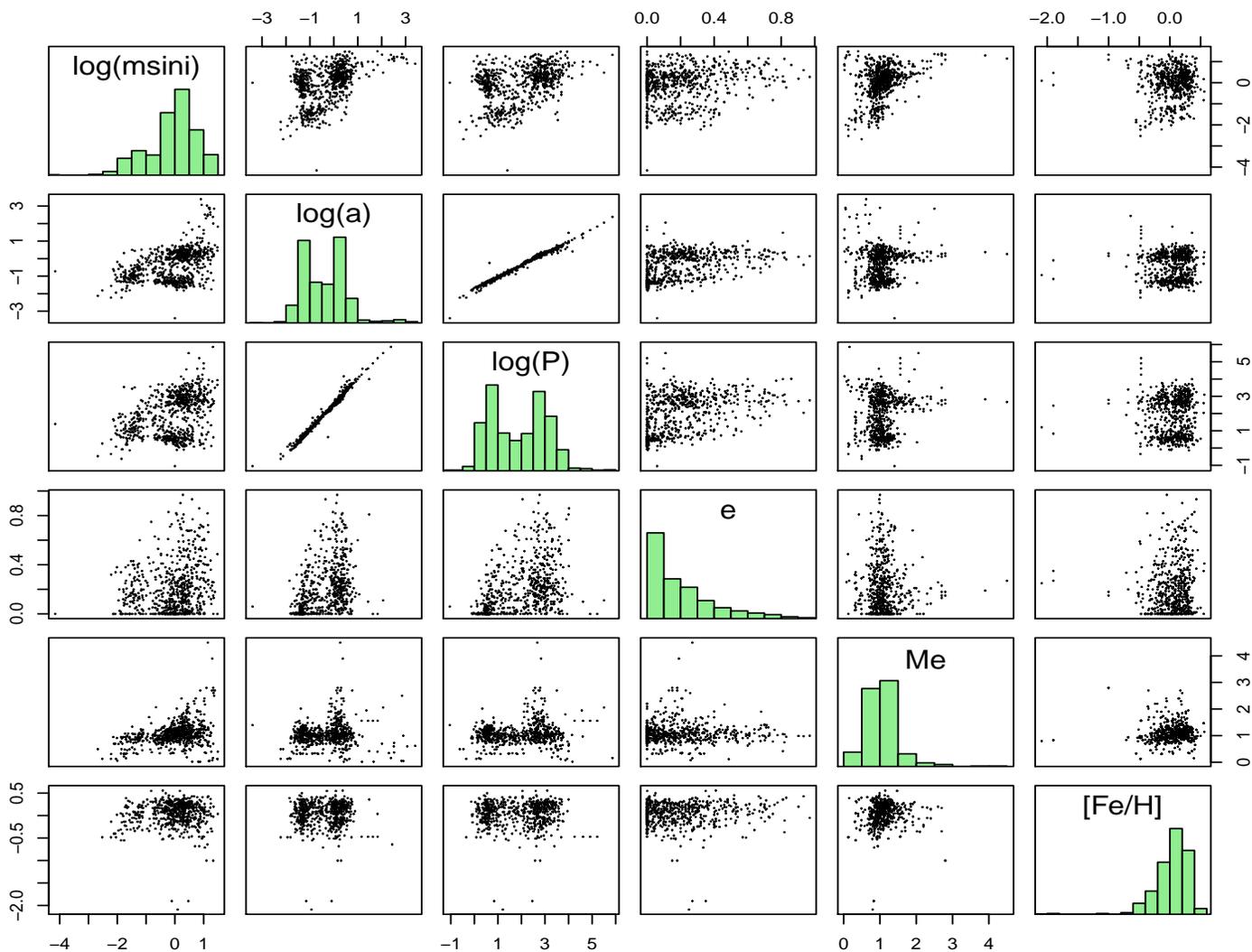


Figura 1.10: Matriz de gráficos que relaciona as seguintes variáveis: os logaritmos da massa do planeta ($\log m \sin i$, M_J), semieixo maior ($\log a$, UA) e período ($\log P$, dias), excentricidade, metalicidade ($[Fe/H]$) e massa da estrela central (M_\odot). Na diagonal principal também está representado o histograma de cada uma das variáveis. A partir de um gráfico como este, é possível encontrar correlações e tendências de forma mais imediata.

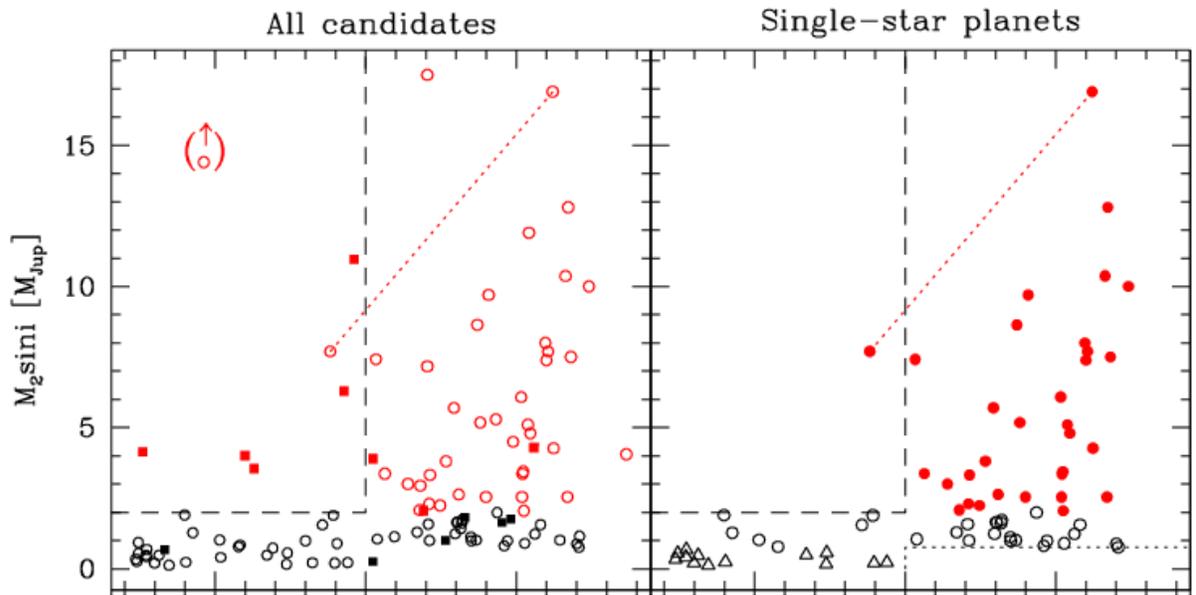


Figura 1.11: *Udry, Mayor & Santos (2003)*: Distribuição de $\log P$ em função da massa planetária. O painel esquerdo possui planetas em órbita de binárias representados por quadrados. No painel direito apenas planetas em órbita de estrelas singulares. Círculos preenchidos representam planetas com $m \sin i \geq 2 M_J$, círculos abertos, planetas com $0.75 M_J < m \sin i < 2 M_J$, e triângulos, planetas com $m \sin i \leq 0.75 M_J$. Podemos ver a ausência de planetas com $m \sin i \geq 2 M_J$ em órbitas de períodos curto.

cesso de migração que, de fato, favorece planetas de maior massa. Agora, ao refazermos a Fig. 1.11, percebemos que já se conhece planetas massivos em órbitas de período curto e planetas de baixa massa em órbitas de período longo, como podemos ver na Fig. 1.12A na área hachurada. Resolvemos fazer o mesmo gráfico mas agora com a massa também na escala logarítmica (ver Fig. 1.12B). Apesar de já conhecermos planetas na região hachurada, apontada inicialmente por Udry, Mayor & Santos (2003), fica mais claro que esta região é pouco povoada, apesar de ser fácil a detecção de planetas nesta região. A outra área deserta desta mesma figura, $\log P > 2$ e $\log m \sin i \leq -0.75$, onde não se encontram planetas de baixa massa em órbitas de períodos longo, deve-se aos atuais limites de detecção.

Outra distribuição muito estudada na literatura é a relação período–excentricidade dos planetas extrassolares ($X_{4,3}$ ou $X_{3,4}$ na Fig. 1.10). Primeiramente, devemos apontar que

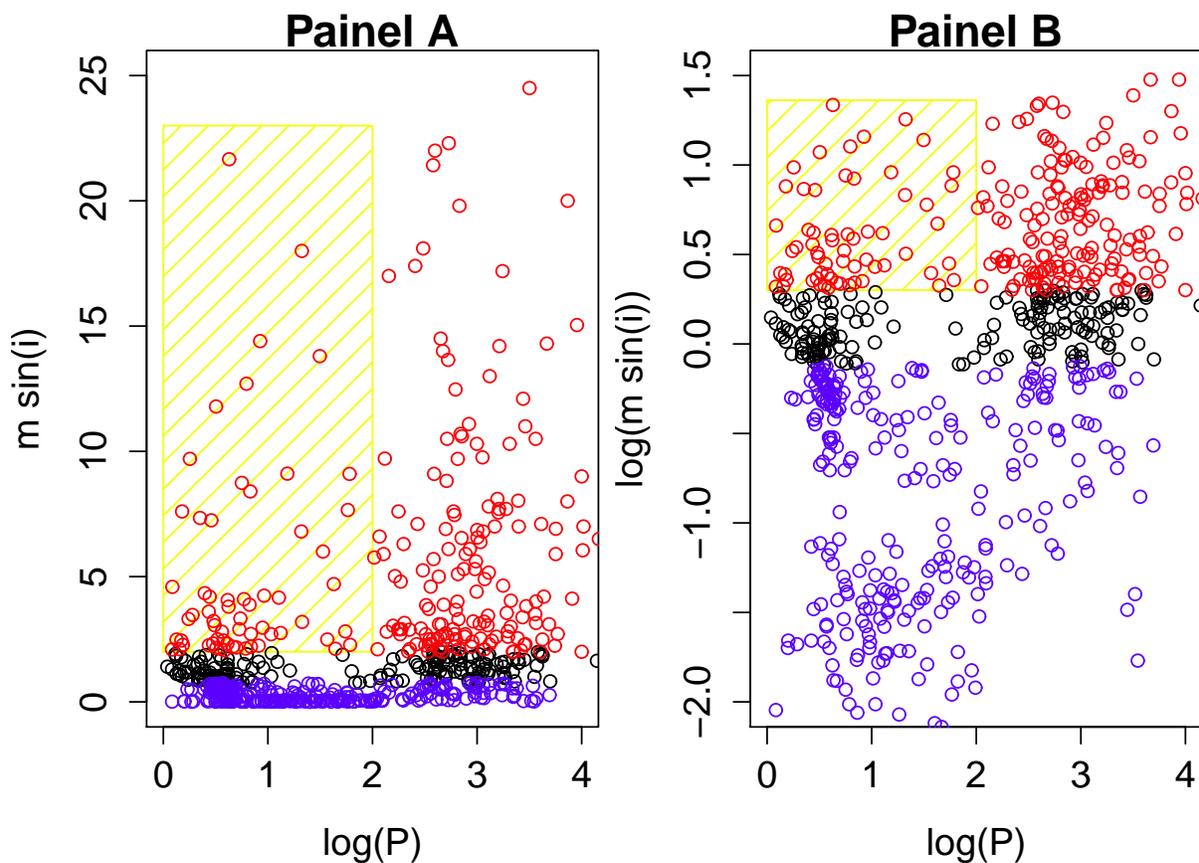


Figura 1.12: Distribuição atual de $\log P$, em dias, em função da massa planetária. A área hachurada em amarelo representa a mesma área apresentada na Fig. 1.11, $\log P > 2$ e $m \sin i > 2 M_J$. Aqui distinguimos os planetas de diferentes massas através de cores: *vermelho*, $m \sin i \geq 2 M_J$, *preto*, $0.75 M_J < m \sin i < 2 M_J$ e *azul*, $m \sin i \leq 0.75 M_J$

o planeta com maior excentricidade em nosso Sistema Solar é Mercúrio ($e = 0.2056$). O restante dos planetas possui valores de e menores que 0.093; assim, podemos considerar como boa aproximação que eles possuem órbitas circulares. Entretanto, para os exoplanetas conhecidos, o valor médio de excentricidade é igual a $\langle e \rangle = 0.199$. E mais de 270 planetas conhecidos possuem órbitas com $e \geq 0.3$. De fato, são valores muito altos para órbitas planetárias, se compararmos com nosso Sistema Solar, uma vez que se esperava que estes planetas jovianos, ao final de seu processo de formação, possuísem órbitas inicialmente quase circulares. Posteriormente, elas até poderiam ser perturbados por

algum mecanismo que aumentaria sua excentricidade. Um exemplo de perturbação é o *mecanismo Kozai*: que promove uma modificação anticorrelacionada entre a excentricidade e a inclinação de uma órbita. Logo, um planeta com uma órbita quase circular porém muito inclinada em relação ao plano orbital estelar pode evoluir para uma órbita pouco inclinada porém muito excêntrica. Este mecanismo, porém, é mais comum em planetas que orbitem uma estrela que faça parte de um sistema binário.

Ribas & Miralda-Escudé (2007) estudaram a distribuição de excentricidade dos exoplanetas e compararam com a distribuição de sistemas estelares binários. Em sua análise, eles utilizaram o valor máximo de $m \sin i = 13 M_J$ ⁵ para mostrar que a excentricidade tende a crescer com a massa (veja Fig. 1.13). Sua amostra foi composta pelos dados disponíveis de exoplanetas naquela época, além de mais 17 objetos adicionados cujo intervalo de massa, $0.013 M_\odot < m \sin i < 0.08 M_\odot$, os caracteriza por anãs marrons. Compararam, então, as distribuições de excentricidade entre os exoplanetas e estrelas de sistemas binários, mostrando que objetos com $m \sin i > 4.0 M_J$ possuem maiores valores de e e sua distribuição assemelha-se à de estrelas binárias, enquanto que planetas com $m \sin i < 4.0 M_J$ possuem valores inferiores de e (ver Fig. 1.14).

Devido à maior inércia dos planetas massivos, não era esperado tal tendência encontrada. Apesar de interações entre o disco e o planeta poderem aumentar as excentricidades mais facilmente para planetas massivos através de processos de migração, como veremos mais adiante, este mecanismo sozinho não explica a atual distribuição. Por outro lado, esta característica encontrada pode ser um indicador de diferentes processos de formação de planetas gigantes gasosos. Planetas com $m \sin i \leq 4 M_J$, podem ser produto de acreção de gás em um núcleo de rocha e gelo, enquanto aqueles mais massivos, $m \sin i > 4 M_J$ poder-se-iam formar mediante a fragmentação e/ou instabilidade durante o colapso gravitacional da nuvem molecular. No próximo capítulo estudaremos um pouco sobre estes

⁵Valores de massa superiores a $13 M_J$ já poderiam caracterizar anãs marrons.

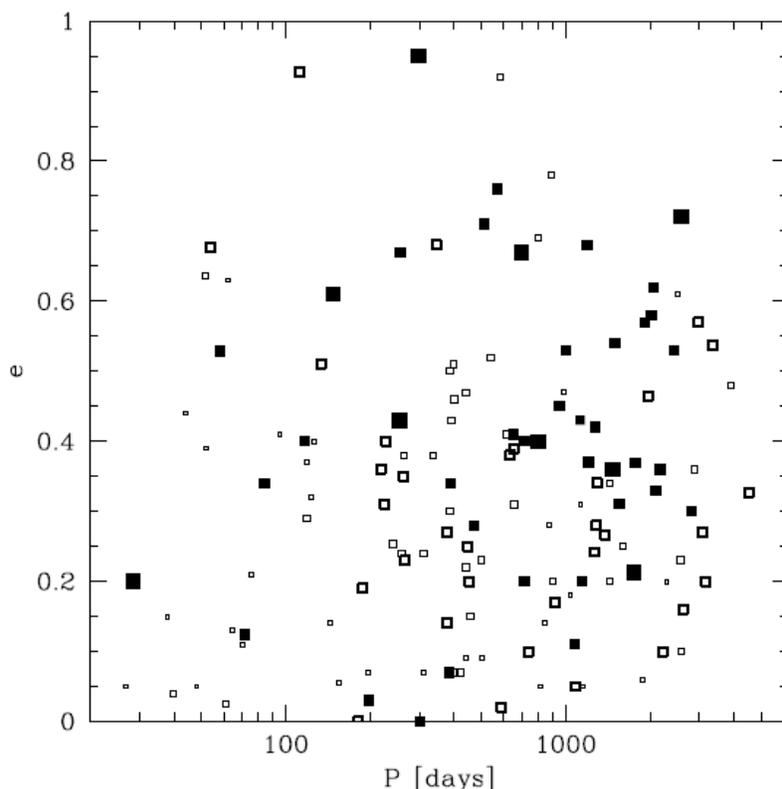


Figura 1.13: *Retirada de Ribas & Miralda-Escudé (2007)*. Excentricidade em função do período orbital de todos objetos de sua amostra. Os objetos com $a < 0.2\text{UA}$ foram retirados da amostra por tenderem a apresentar circularização mareal e, portanto, baixa excentricidade. *Quadrados pequenos*: $m \sin i < 1 M_J$; *quadrados médios*: $1 M_J < m \sin i < 2 M_J$; *quadrados grandes*: $2 M_J < m \sin i < 4 M_J$; *quadrados grandes preenchidos*: $4 M_J < m \sin i < 13 M_J$; *quadrados maiores preenchidos*: $13 M_J < m \sin i$

processos.

Para verificarmos a tendência encontrada por eles, refizemos a relação período–excentricidade, na Fig. 1.15, com os dados isponíveis até o momento e para um valor máximo de $m \sin i = 13 M_J$. Agora, a tendência do aumento da excentricidade com a massa planetária já não é mais tão evidente quanto antes. Ao refazermos os histogramas (ver Fig. 1.16), percebemos também que as distribuições de excentricidade para planetas menos massivos difere daquela de planetas mais massivos; entretanto, a distribuição desta última já não possui tanta semelhança com a distribuição de estrelas binárias.

Ressaltamos aqui que um dos problemas de alto valor da excentricidade planetária

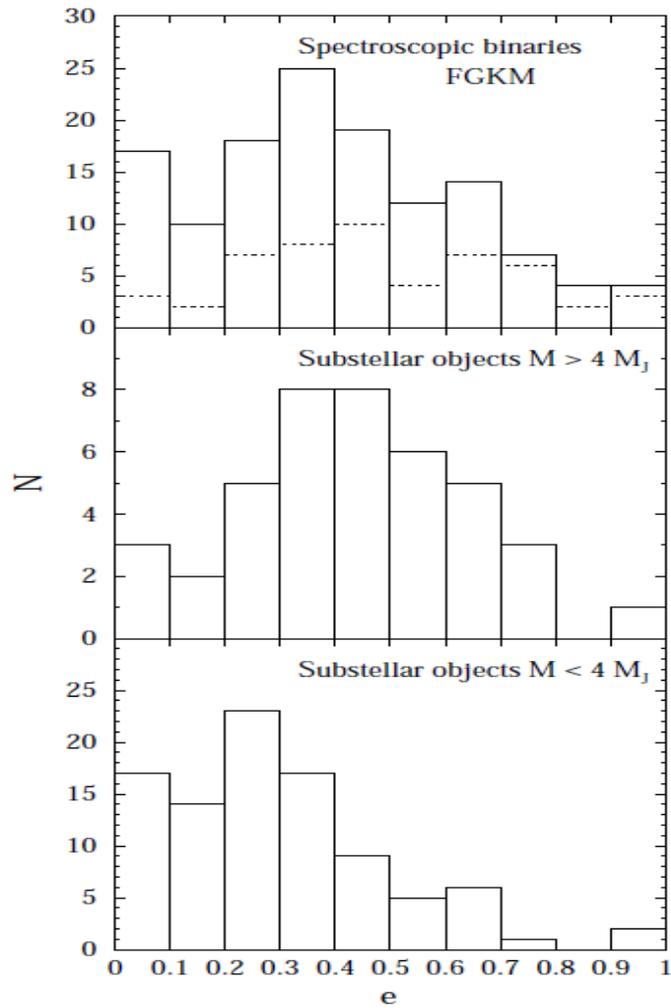


Figura 1.14: *Retirada de Ribas & Miralda-Escudé (2007)*. Distribuição de excentricidade de três amostras: binárias espectroscópicas (topo), objetos subestelares com planetas com $m \sin i > 4 M_J$ (meio) e objetos subestelares com planetas com $m \sin i < 4 M_J$. Os objetos com $a < 2$ UA foram desconsiderados para evitar efeitos de circularização. A linha tracejada representa o histograma de binárias espectroscópicas de linha duplas; estas estrelas, em geral, possuem massa muito semelhante.

diz respeito quanto à habitabilidade do planeta ou, até mesmo, do sistema planetário; um planeta terrestre com órbita muito excêntrica teria uma grande variação do fluxo de energia estelar recebido durante um período orbital, de tal modo que sua órbita não estaria sempre dentro do raio da zona habitável da estrela; assim como um planeta gigante gasoso com período orbital curto e órbita muito excêntrica poderia perturbar a estabilidade orbital

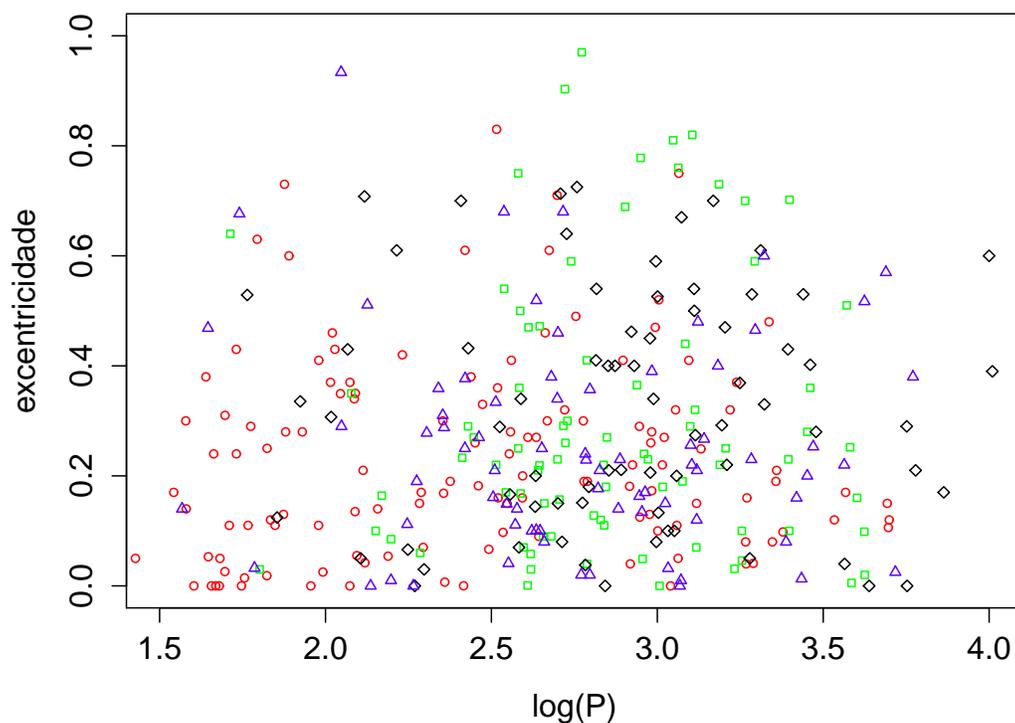


Figura 1.15: Excentricidade em função do período orbital de todos planetas de nossa amostra. Pelos mesmos motivos de Ribas & Miralda-Escudé (2007), excluímos aqueles planetas com $a < 0.2$ UA. *círculos vermelhos*: $m \sin i < 1 M_J$; *quadrados verdes*: $1 M_J < m \sin i < 2 M_J$; *triângulos azuis*: $2 M_J < m \sin i < 4 M_J$; *losangos pretos*: $4 M_J < m \sin i < 13 M_J$.

de um hipotético planeta terrestre na zona habitável, ejetando-o do sistema.

Outra tendência, apontada por Lovis & Mayor (2007), foi a relação entre massa estelar e massa do planeta. Eles investigaram a presença de planetas em órbita de estrelas gigantes vermelhas, com $1.5 M_{\odot} \leq M \leq 4 M_{\odot}$ de aglomerados abertos. A vantagem desta busca é a melhor determinação de propriedades estelares em aglomerados abertos tal como massa, metalicidade e idade. A escolha de busca em gigantes vermelhas foi para melhor entender o processo de formação em estrelas de massa intermediária já que estas estrelas possuem baixa velocidade de rotação e mais linhas espectrais, o oposto de estrelas tardias da Sequência Principal. Ao final de seu trabalho, Lovis & Mayor (2007) mostraram através de um histograma (ver Fig. 1.17) que estrelas mais massivas tendem a possuir

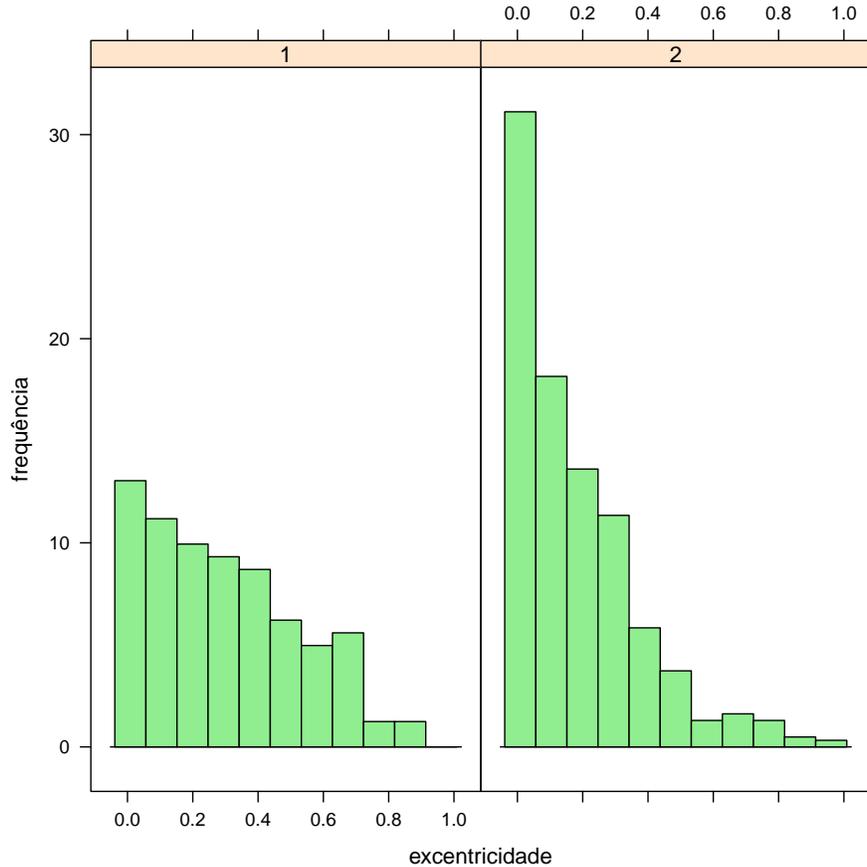


Figura 1.16: Histogramas mostrando a distribuição de excentricidade dos planetas com $m \sin i > 4 M_J$, painel 1, e $m \sin i \leq 4 M_J$, painel 2, de nossa amostra. Podemos perceber que a distribuição dos planetas mais massivos não se assemelha tanto com a distribuição de binárias apresentada por Ribas & Miralda-Escudé (2007), pois agora o pico da distribuição fica em $e < 0.1$. Entretanto, fica claro que a excentricidade dos objetos menos massivos é menor.

sistemas planetários mais massivos.

Refizemos o gráfico de Lovis & Mayor (2007), mas agora em forma de diagramas de caixa e utilizando todas as estrelas com planetas conhecidos, e vemos que a tendência continua a persistir, Fig. 1.18. O mesmo resultado pode ser visto na Fig. 1.10, no gráfico que relaciona a massa da estrela, M_e , com a massa do planeta, $m \sin i$, ($X_{1,5}$ ou $X_{5,1}$). Vemos que a maior parte dos planetas de alta massa são encontrados em órbita de estrelas mais massivas; desta forma podemos concluir que estrelas de baixa massa não tendem a

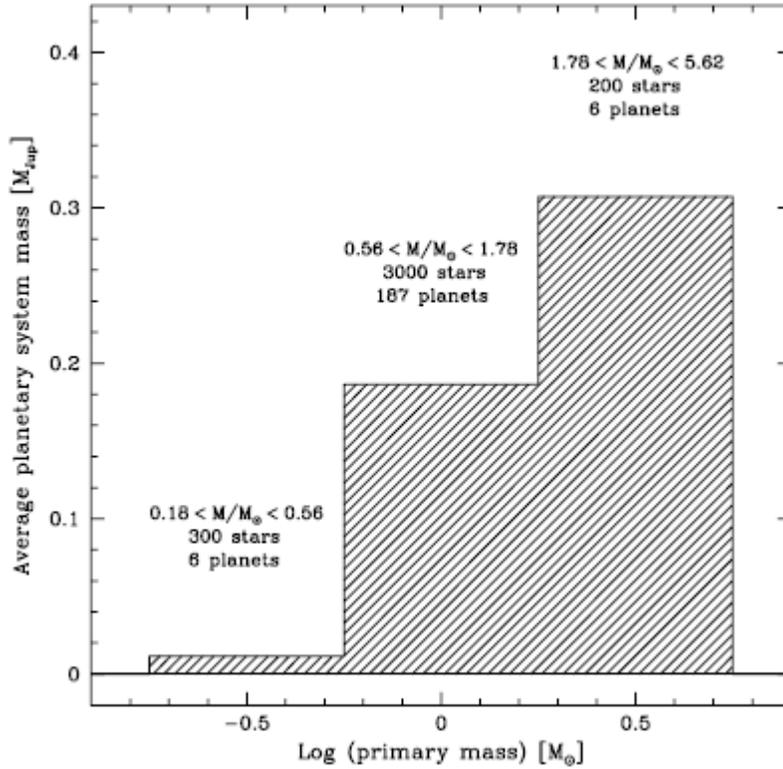


Figura 1.17: *Retirada de Lovis & Mayor (2007)*. Cada intervalo do histograma foi separado em intervalos iguais do logaritmo da massa estelar, M_{\odot} . Foi feita uma estimativa de quantas estrelas em cada intervalo de massa haviam sido investigadas de forma suficiente para inferir a presença de planetas massivos até fevereiro de 2007. Deste histograma eles excluíram aqueles planetas em órbita de estrelas binárias e adicionaram à amostra objetos candidatos a anãs marrons com massa inferior a $40 M_J$.

formar planetas massivos, por circunstância de baixa disponibilidade de material para a formação de tal planeta. Devemos ressaltar que planetas massivos em órbita de estrelas de baixa massa seriam facilmente detectados, de tal modo que este resultado aparenta não ser tendencioso.

A massa estelar também é determinante para distribuição de semieixo maior dos exoplanetas. Currie (2009) explica, através de um simples modelo de formação planetária, que a falta de planetas massivos próximo a estrelas de maior massa, $M_e > 1.2 M_{\odot}$, deve-se ao fato de que o tempo de depleção do disco protoplanetário é menor em comparação ao de estrelas de menor massa. Assim, o planeta massivo teria menos tempo de interação

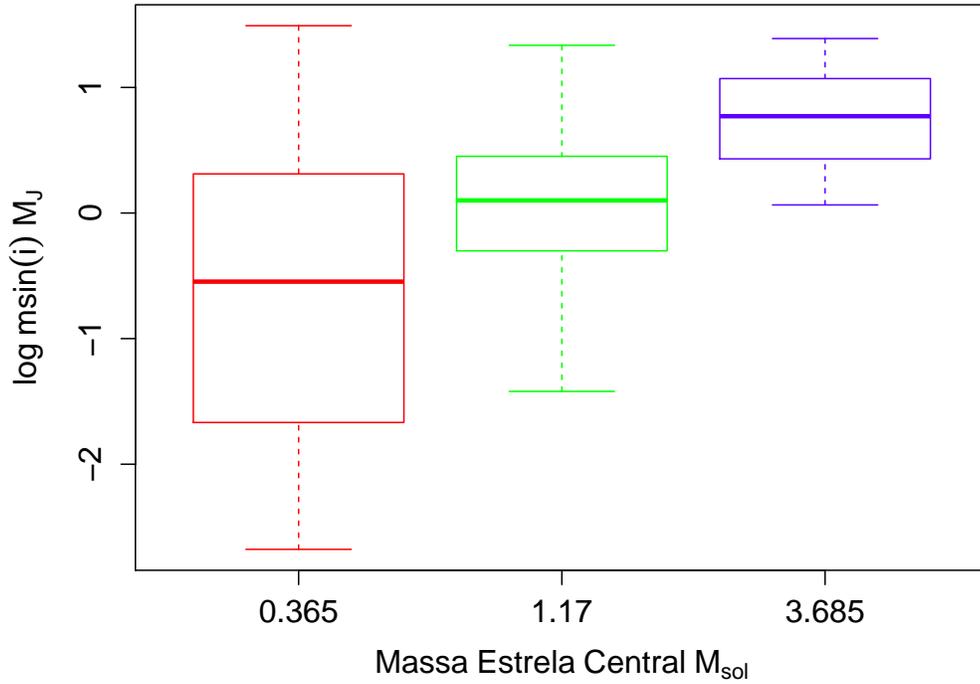


Figura 1.18: Diagrama de caixas mostrando a distribuição de $\log m \sin i$ para determinados intervalos de M_e . Em vermelho $0.18 M_\odot < M_e < 0.55 M_\odot$; em verde $0.55 M_\odot < M_e < 1.78 M_\odot$; em azul $1.78 M_\odot < M_e < 5.62 M_\odot$. No eixo das abscissas estão representados os valores médios de M_e . Fica claro que estrelas mais massivas tendem a ter planetas mais massivos em sua órbita como foi apontado por Lovis & Mayor (2007).

com o disco e não sofreria uma migração tão intensa. Essa relação pode ser vista na Fig. 1.10 na relação log semieixo maior–massa estelar ($X_{5,2}$ ou $X_{2,5}$). Burkert & Ida (2007) haviam realizado um estudo semelhante observando a distribuição de semieixo maior para diferentes massas estelares e chegaram a mesma conclusão. Refizemos a distribuição de Burkert & Ida (2007) na Fig. 1.19, e podemos notar ainda que o vale de planetas com semieixo maior entre $-1 < \log a < 0$ é mais acentuado para estrelas com massa $M_e > 1.2 M_\odot$, distribuição representada pela linha preta.

Por fim, na Fig. 1.10, podemos encontrar mais uma relação: semieixo maior–massa ($X_{1,2}$ ou $X_{2,1}$) cuja análise e subseqüentes investigações deixaremos para mais adiante.

Fora esses, a Fig. 1.10 não aparenta apresentar mais nenhuma relação significativa

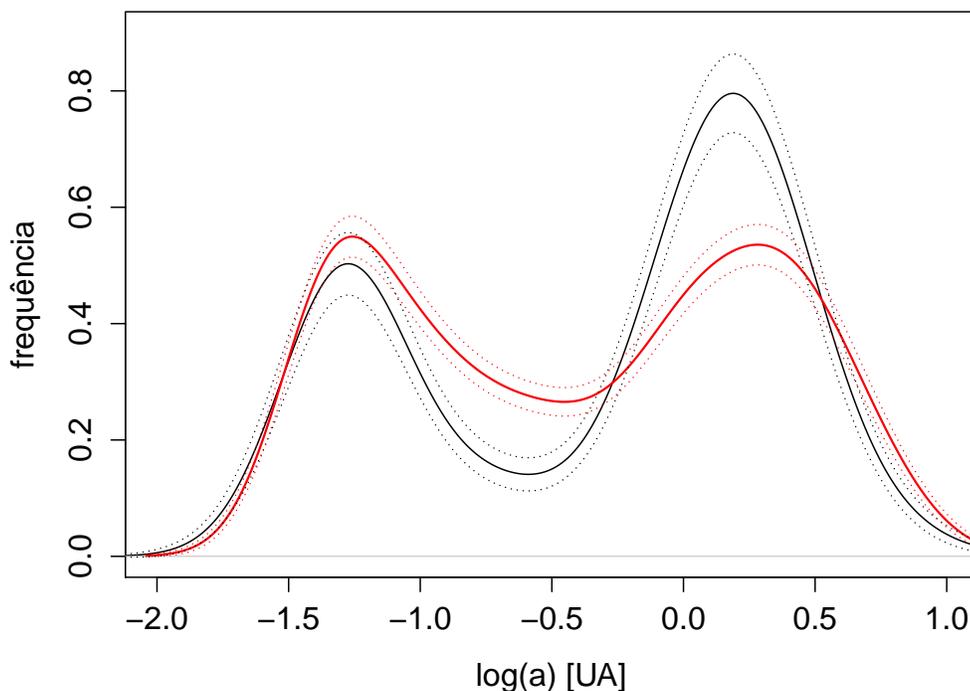


Figura 1.19: Distribuição de densidade do logaritmo do semieixo maior para estrelas com $M_e > 1.2 M_\odot$, linha sólida preta, e de estrelas com $M_e < 1.2 M_\odot$, linha sólida vermelha. As linhas pontilhadas representam o erro poissônico \sqrt{n} de cada distribuição. Como foi mostrado por Burkert & Ida (2007), estrelas mais massivas perdem mais rapidamente o disco protoplanetário, o que explicaria a maior depleção de planetas com $-1 < \log a < 0$ nessas estrelas.

entre as variáveis, e as principais relações encontradas na literatura já foram comentadas até aqui.

Falamos até agora acerca das propriedades físicas dos sistemas planetários conhecidos. O que podemos dizer sobre a habitabilidade desses sistemas? Haveria algum deles onde seria possível a formação de um planeta semelhante à Terra, sobre o qual exista um ambiente propício ao desenvolvimento da vida? Na literatura existem estudos sobre tal possibilidade, mas, antes de discuti-los, é necessário introduzir o conceito de Zona Habitável (Z.H.) que já foi comentado algumas vezes neste trabalho. A Z.H. de um sistema planetário é a região circundante à estrela central do sistema no interior da qual há

condições físicas que permitam a presença de água em estado líquido sobre a superfície de um planeta aí existente. O tamanho e a distância desta região à estrela, é claro, devem depender da classe espectral desta. Uma anã de classe F com $M_e = 1.2 M_\odot$, por exemplo, possui sua Z.H. entre 1.17 UA e 1.71 UA, em oposição a uma anã M com $M_e = 0.6 M_\odot$ cujos raios interno e externo da Z.H. são bem menores: 0.41 e 0.60 UA, respectivamente. Na Tab. 1.1, apresentamos os raios interno e externo da Z.H. para estrelas com diferentes massas (Hart, 1993).

$M_e(M_\odot)$	r_i (UA)	r_e (UA)	largura (UA)
0.8	0.542	0.551	0.009
0.9	0.732	0.755	0.023
1.0	0.958	1.04	0.046
1.1	1.221	1.292	0.071
1.2	1.543	1.630	0.087

Tabela 1.1: Nesta tabela estão representados os raios interno (r_i), externo (r_e) e a largura da Z.H. para quatro valores de massa estelar (M_e) (Hart, 1993). Quanto mais massiva for a estrela, mais distante e maior é a Z.H. desta.

Porém, o conceito de Z.H. não é plenamente adequado, uma vez que a mera possível presença de água líquida na superfície planetária não garante a habitabilidade. Por exemplo, Buccino et al. (2007) realizaram um estudo sobre a Z.H. das estrelas de classe M. Essas estrelas possuem atividade magnética muito intensa, devido a sua espessa zona convectiva, favorecendo a emissão de fótons e partículas muito energéticas. Esses fótons e partículas poderiam impossibilitar o aparecimento e/ou desenvolvimento de vida em um hipotético planeta na Z.H. clássica de uma estrela M. Entretanto, eles apontam a necessidade de o planeta receber uma quantidade não desprezível de fótons ultravioleta, pois estes são responsáveis pela síntese de macromoléculas complexas, necessárias à biogênese. Eles definem então a Z.H. ultravioleta da estrela, que é a região orbital definida onde um planeta com atmosfera receba radiação ultravioleta que não danifique o DNA (raio interno) mas que fosse intensa o suficiente para a síntese química de moléculas complexas (raio externo). Os sistemas estudados ficam, de maneira geral, longe da Z.H. clássica; ou seja, um planeta

terrestre na Z.H. da estrela pode não desenvolver vida, uma vez que não recebe radiação suficiente para a biogênese.

Apesar disso, o conceito de Z.H. é muito utilizado e, de certa maneira, simplifica a definição de um sistema planetário como habitável. Jones et al. (2006) estudaram a habitabilidade dos sistemas planetários conhecidos baseado nas propriedades físicas das estrelas centrais e na dinâmica orbital dos sistemas. De forma complementar, von Bloh et al. (2007) estudaram a habitabilidade de 86 sistemas planetários conhecidos levando em conta, além da habitabilidade dinâmica do sistema calculada por Jones et al. (2006), a área continental do suposto planeta rochoso na Z.H. Este estudo mais detalhado deve-se ao fato de que a habitabilidade do planeta não depende apenas das propriedades físicas da estrela, mas também das características físicas do planeta. Por exemplo, a área continental de um planeta rochoso influencia diretamente o ciclo do carbono, este que é importante para uma *homeostase*⁶ de longa duração sob o aumento da luminosidade estelar. Na Fig. 1.20, eles mostram, para uma estrela com luminosidade $L = 1 L_{\odot}$ e temperatura efetiva $T_{ef} = 5700$ K, os limites da Z.H. em função da idade e da proporção de área continental do planeta rochoso. Vemos que o limite interior da Z.H. não se altera significativamente com a idade, em oposição ao limite exterior da Z.H. Com a evolução da estrela, sua luminosidade tende a aumentar e, de acordo com o modelo deles, mais CO_2 é extraído da atmosfera o que enfraqueceria o efeito estufa; desta forma, a temperatura é reduzida e a homeostase é realizada.

Dos 86 sistemas planetários analisados por eles, 54 são favoráveis à existência de planetas rochosos dinamicamente habitáveis, em 20 sistemas o planeta gigante está dentro da Z.H. e em apenas 12 sistemas não existe chance para a existência de um planeta rochoso dinamicamente habitável. Seu resultado mostrou que o Sistema Solar é um sistema planetário ordinário como qualquer outro, fortalecendo o *princípio da mediocridade*. Este

⁶Homeostase é o termo cunhado à propriedade que sistemas abertos têm de regular o ambiente interno para que se mantenha uma condição de estabilidade.

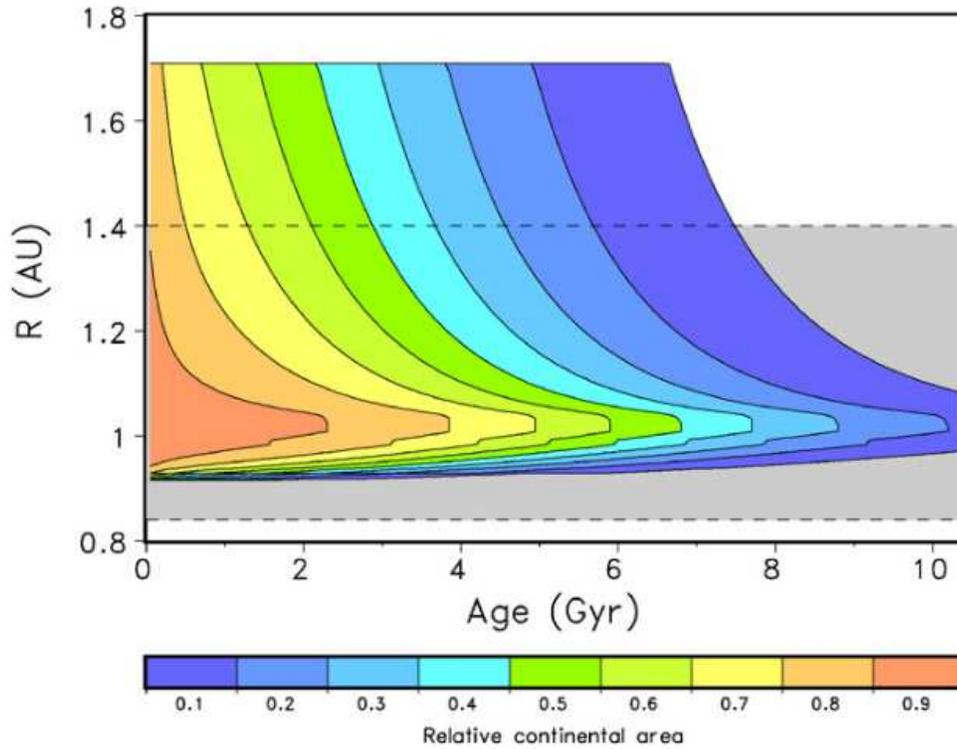


Figura 1.20: *Retirada de von Bloh et al. (2007)*. Zona habitável de uma estrela com luminosidade de $L = 1 L_{\odot}$ e temperatura efetiva $T_{\text{ef}} = 5700 \text{ K}$ em função da idade do planeta rochoso. As áreas hachuradas coloridas mostram a extensão da Z.H. para diferentes áreas continentais. As linhas tracejadas representam os limites da Z.H. clássica.

princípio propõe que a vida na Terra não possui nada de especial, uma vez que a vida tenderia a desenvolver-se da mesma forma em qualquer lugar que forneça as condições apropriadas e tempo suficiente.

Capítulo 2

Sistemas Planetários

Até aqui, discutimos, de maneira sucinta, um breve histórico das descobertas dos exoplanetas, onde descrevemos alguns dos principais métodos de detecção planetária, por fim descrevendo as principais características dos sistemas apontadas na literatura. Neste capítulo apresentamos os principais modelos de formação planetária: fragmentação e colapso gravitacional, e os vínculos que as observações fornecem aos modelos. Introduziremos também uma questão importante para o desenvolvimento deste trabalho que é o transporte de momento angular em um disco protoplanetário, que servirá como base para o estudo desenvolvido por nós no próximo capítulo.

2.1 Formação de sistemas planetários

2.1.1 Introdução

No século XVIII, Kant e Laplace já descreviam como deveria ocorrer naturalmente a formação de sistemas planetários: uma grande nuvem molecular colapsaria gravitacionalmente dando origem a uma estrela envolta por um disco de poeira situado em seu plano equatorial. Este disco protoplanetário daria então origem aos planetas deste sistema.

De fato, observações e modelos de formação estelar e sistemas planetários indicam que a origem de sistemas planetários se dá de forma similar (Dullemond et al., 2006; Manoj, 2010).

Os modelos de formação planetária devem ser capazes de explicar não somente os sistemas exoplanetários, mas também as características de nosso Sistema Solar. Até então, nenhum outro sistema planetário detectado possui características semelhantes ao nosso no que se refere a:

- Presença de dois gigantes gasosos, Júpiter e Saturno, ricos em hidrogênio e hélio;
- Dois gigantes de gelo, Urano e Netuno, compostos por H_2O , NH_3 , CH_4 , além de silicatos e metais;
- Dois planetas rochosos grandes, Terra e Vênus, e dois pequenos, Marte e Mercúrio;
- Com exceção de Mercúrio, todos tem excentricidade inferior a 0.1 e baixa inclinação da órbita em relação ao plano orbital médio.

Como já vimos, a maior parte dos sistemas planetários conhecidos são formados por gigantes gasosos muito próximo às estrelas. A missão Kepler vem descobrindo sistemas mais semelhantes ao nosso, com planetas com massa de até $0.3 M_J$ (cerca de $100 M_\oplus$). Em comparação com a multiplicidade de planetas, o sistema HD 10180 é composto por 6 planetas confirmados, mas todos com massa entre 0.03 e $0.2 M_J$, em órbita de uma anã G a distâncias inferiores a 3.4 UA .

Um vínculo muito utilizado nos modelos de formação planetária, é a Massa Mínima da Nebulosa Solar (MMNS) fornecida em massas solares. Através das massas e composição de todo o Sistema Solar, somos capazes de estimar um limite inferior da quantidade de gás que deveria estar presente na época de formação do Sistema Solar. Weidenschilling & Marzari (1996) estimam um valor da ordem de $M_{MMNS} \approx 0.01 M_\odot$ para a massa de gás no

disco, próximo aos valores típicos de discos protoplanetários (e.g., Andrews & Williams, 2007) A seguir, resumiremos os eventos essenciais que devem ocorrer durante a formação de um sistema planetário.

2.1.2 Discos protoplanetários

Nossa Galáxia possui uma vasta quantidade de nuvens moleculares frias ($T \approx 10 - 30$ K) e densas ($\rho \approx 10^3$ moléculas por cm^3). Estas nuvens possuem massa que pode variar de 10^5 a $10^6 M_{\odot}$ e são observadas através da detecção de linhas espectrais de CO e NH_3 , por exemplo. Caso elas colapsem gravitacionalmente, poderão dar origem a novas estrelas e sistemas planetários. Para que ocorra o início do colapso de uma nuvem molecular que estava inicialmente em equilíbrio, i.e., quando suas propriedades físicas macroscópicas não variavam com o tempo, é necessário que uma perturbação externa atue sobre a nuvem. Esta perturbação pode ser, por exemplo, tanto a explosão de uma supernova próxima como, também, a compressão sofrida pela nuvem ao cruzar um braço espiral da Galáxia.

Uma única nuvem não deve dar origem a apenas uma única estrela: diversos colapsos ocorrem em regiões distintas da nuvem que apresentará ‘caroços’ que darão origem a novas estrelas. Cada caroço, mesmo aqueles com baixa velocidade de rotação, possui um elevado valor de momento angular, devido a sua grande massa e tamanho. Por fim, a protoestrela, ao contrair-se muitas ordens de grandeza, rotacionaria tão rapidamente que a força centrífuga poderia superar a força de atração gravitacional causando o seu rompimento, caso toda energia obtida do colapso fosse convertida em velocidade de rotação estelar e não fosse redistribuída. Assim, é esperado que estrelas isoladas e, mesmo estrelas binárias e múltiplas, sejam rodeadas por um disco de poeira e gás em algum estágio de sua formação. Porém, Kraus et al. (2012) mostram que discos protoplanetários em sistemas binários são menos frequentes em comparação com estrelas únicas, ver Fig. 2.1. É neste disco que a maior parte do momento angular do sistema deve estar contido.

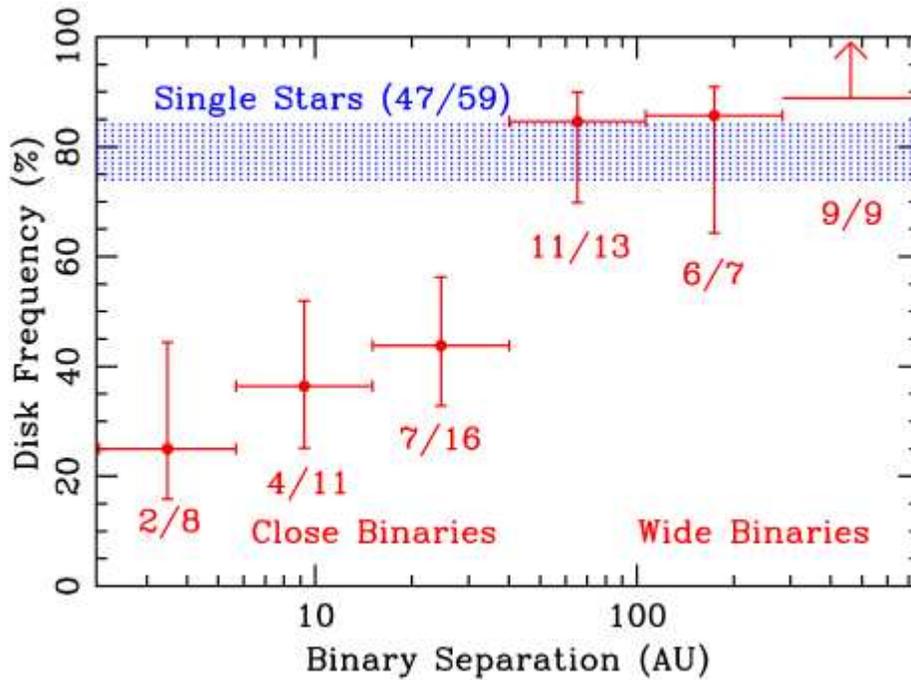


Figura 2.1: *Retirada de Kraus et al. (2012)*. Frequência de discos protoplanetários em função da separação projetada de entre binárias. Resultado obtido através da observação de estrelas G0-M4 na associação Taurus-Auriga. Seis intervalos de separação estão representados pelos pontos vermelhos, e os erros representam o intervalo de confiança de 1σ . Para separações superiores a 40 UA, a frequência de discos em sistemas binários é a mesma que em estrelas únicas.

Uma evidência deste modelo de formação é a observação de estrelas *T Tauri*. Estas estrelas ainda estão na fase pré-Sequência Principal e são caracterizadas por terem um espectro dominado por intensas linhas de emissão, fato que se deve ao envoltório de poeira e gás que circunda a protoestrela. Além disso, sua distribuição de energia espectral possui excesso no infravermelho, indicando a presença de poeira aquecida no disco. Alguns objetos também possuem excesso no ultravioleta, indicando regiões onde o gás do disco está sendo acretao pela estrela. Outra característica importante das estrelas T Tauri são os indícios de fortes ventos estelares.¹

O perfil de temperatura de discos passivos, aqueles onde não há acreção de matéria,

¹Para uma breve revisão sobre maiores detalhes da Física de formação estelar recomendamos Larson (2003).

é $T_{\text{disco}} \propto r^{-1/4}$. Com este perfil, a razão entre a altura, h , do disco e a distância, r , da estrela é: $\frac{h}{r} \propto r^{1/8}$. Desta forma, o disco se alarga com a distância ficando com o aspecto de disco encurvado. Este formato também deve ser o encontrado para discos ativos, aqueles onde há acreção de matéria pela estrela central, mas, apenas nas regiões suficientemente distantes da estrela.

Andrews & Williams (2007) mostraram, através de observações em alta resolução em comprimento de onda submilimétrico, que os discos protoplanetários possuem, em geral, raio externo superior a 100 UA. Poucos são os discos menores que 10 UA. Este fato é importante principalmente para o caso de formação de sistemas planetários em sistemas binários. Raghavan et al. (2010) mostraram que aproximadamente 2/3 de estrelas binárias possuem separação inferior a 100 UA, assim, a região de truncamento do disco, região de instabilidade gravitacional devido à atração de ambas estrelas, reduziria o tamanho do disco, conseqüentemente haverá menos material disponível para a formação planetária nesses sistemas.

São nestes discos de poeira circundante à protoestrela que se dá início a formação planetária. A escala de tempo de dispersão do disco deve ser bem estabelecida observacionalmente, pois os modelos de formação e migração planetária são vinculados a este parâmetro. Como mostra a Fig. 2.2, as estrelas parecem ter discos protoplanetários até que atinjam idades entre 6-10 Ma. Estrelas com idades superiores já devem ter dispersado seus disco de gás e poeira, cessando qualquer processo de formação e migração planetária, que estejam associados a presença do gás do disco.

O estudo do processo de formação planetária abrange o conhecimento do crescimento de partículas de poeira com tamanho da ordem de microns até corpos com raios de centenas de quilômetros. São pelo menos 12 ordens de grandeza de diferença. Cada partícula sólida com tamanho diferente apresenta um regime distinto de interação com o gás, que influencia em seu processo de crescimento. Abaixo seguem as diferentes etapas de crescimento das

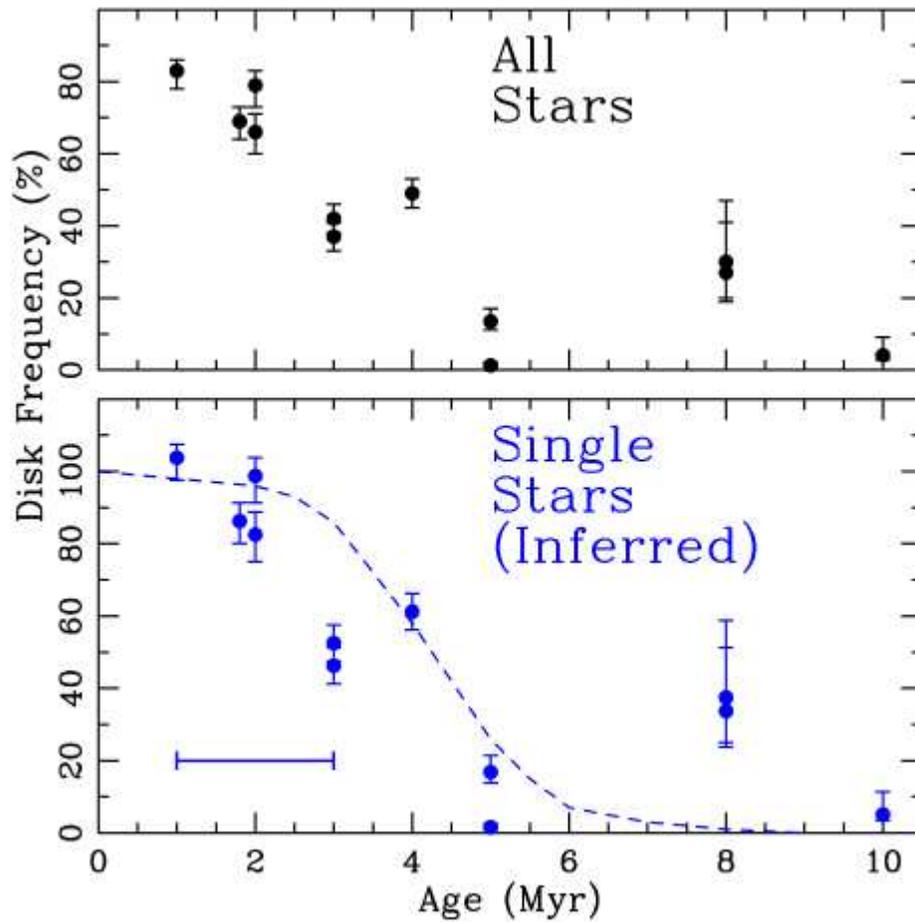


Figura 2.2: *Retirada de Kraus et al. (2012)*. Frequência de discos protoplanetários em função da idade estelar de estrelas G, K e M de diversas associações estelares jovens. No gráfico superior estão representadas todas as estrelas. No gráfico inferior, apenas estrelas que não fazem parte de um par binário detectado.

partículas sólidas:

- *Poeira* – são pequenas partículas cujo tamanho varia de 10^{-6} a 10^{-2} metros de diâmetro. Elas estão acopladas com o gás, de forma que sua dinâmica depende do arraste causado por este, e seu crescimento ocorre através de colisões, gerando aglomeração;
- *‘Pedras’* – são objetos com escala de dezenas a centenas de metros que interagem fracamente com o gás do disco. Apesar de seu mecanismo de crescimento permanecer

incerto, sabe-se que este ocorre rapidamente;

- *Planetésimos* – são corpos cuja escala de tamanho é acima dos 10 km e são massivos o suficiente para que sua dinâmica seja considerada totalmente livre da interação com o gás. Uma população de corpos deste tamanho é considerada como a condição inicial para o estágio subsequente de formação planetária, uma vez que a evolução de tal população é um problema de N -corpos que envolve forças puramente gravitacionais;
- *Planetas de massa terrestres ou progenitores de núcleos de planetas gigantes* – Uma vez que os planetas em formação atingem massa da ordem de $1 M_{\oplus}$ eles voltam a interagir com o gás do disco. Este acoplamento é importante no contexto de diferentes regimes de *migração* que serão discutidos posteriormente. No caso de planetas rochosos, é possível que a formação de corpos com massa terrestre ocorra após a dispersão do disco; porém, no caso de planetas gigantes em crescimento é inevitável a interação com o gás;
- *Núcleos planetários* com massa da ordem de $10 M_{\oplus}$ passam a sofrer um processo de rápida acreção de gás após o qual se tornarão planetas gasosos.

2.1.3 Da poeira aos planetésimos

Sendo o nosso principal interesse neste estudo a formação de planetas gigantes gasosos, uma vez que a grande maioria de planetas extrassolares detectados pertencem a esta classe, poderíamos ir direto ao assunto que nos interessa e ver como se dá o processo de formação planetária a partir de corpos planetários rochosos já formados. Porém, assim estaríamos ignorando um importante passo na formação planetária que é a formação dos planetésimos.

Após o colapso gravitacional da nuvem molecular gerar a estrela circundada por um disco protoplanetário de gás e poeira, dá-se início aos processos de formação de

planetésimos. As partículas de poeira que formarão, posteriormente, o núcleo rochoso dos planetas estão fortemente acopladas ao gás do disco. Este gás possui grande influência na dinâmica destas partículas e nos processos de formação planetária e impõe vínculos a serem considerados nos modelos de formação, uma vez que este gás é dispersado ao longo da evolução da protoestrela, provavelmente durante a sua fase T Tauri. Nesta fase, o gás pode ser dispersado tanto por fotovaporização, devido à alta luminosidade ultravioleta, quanto pelos fortes ventos estelares característicos das T Tauri.

A condensação dos grãos de poeira ocorre à medida que o disco protoplanetário começa a resfriar-se. As primeiras moléculas a condensar-se na forma de grãos, nas regiões mais internas do disco, são aquelas compostas por ferro e silicatos. Já nas regiões externas do disco, mais frias, diversos grãos constituídos por gelos de água e outros voláteis se condensam. Os grãos, à medida que se condensam, tendem a sedimentar-se no plano do disco protoplanetário, devido à atração gravitacional causada pela estrela. Entretanto, o tempo que um grão de $1\ \mu\text{m}$ levaria para chegar até o plano do disco, se levarmos em conta apenas a atração causada pela estrela, é da ordem de 10^7 anos, sendo portanto inconsistente com o tempo que a estrela passa na fase T Tauri (da ordem de 10^6 anos). Uma forma de resolver este problema é considerar o crescimento colisional, que diminui o tempo de sedimentação em várias ordens de grandeza. Alguns modelos sugerem que a maior parte do material foi capaz de aglomerar-se em corpos de tamanhos macroscópicos em até 10^4 anos a uma distância de 1 UA (por exemplo, Nomura & Nakagawa 2006). Modelos mais atuais e mais completos também levam em conta efeitos de turbulência no disco, que são importantes na evolução dinâmica do disco e que ajudam a diminuir o tempo de sedimentação no disco.

Uma vez que as partículas iniciam seu crescimento através de colisões e atingem tamanhos da ordem do centímetro, seu crescimento para planetésimos de tamanho da ordem do quilômetro depende principalmente do movimento relativo entre os corpos. As partículas

com tamanho centimétrico continuam com seu movimento fortemente acoplado com o gás. O gás do disco, por experimentar um gradiente de pressão na direção radial, sofre uma aceleração menor que as partículas, movendo-se mais lentamente do que um movimento kepleriano. Desta forma, ao moverem-se no disco com velocidades keplerianas as partículas encontram uma força de arraste causada pelo gás que remove seu momento angular orbital fazendo com que espiralem até a estrela central. Um objeto com diâmetro da ordem do metro espiralaria para uma estrela semelhante ao Sol em até 100 anos (Armitage, 2007). Esta migração radial remove material da região de formação planetária mas pode também juntar objetos de vários tamanhos, aumentando a taxa de acreção. O material que resta para formar os planetas deve, de certa forma, aglomerar-se rapidamente para formar objetos quilométricos.

Existem duas hipóteses para o crescimento neste estágio:

1. *Nebulosa quiescente* → pequenas partículas e poeira assentam-se em uma camada fina o suficiente para ser gravitacionalmente instável e colapsar; os planetésimos são formados como resultado desta instabilidade;
2. *Nebulosa turbulenta* → o crescimento continua através de colisões simples entre dois corpos; desta forma, não existe uma distinção clara entre a formação de planetésimos e acreção de planetésimos para formar planetas.

Ao término do processo de formação de planetésimos, estes corpos com tamanho da ordem de quilômetros já não possuem seu movimento fortemente acoplado com o gás, pois sua razão massa-área superficial é bem maior. Agora, o que causa a perturbação destes objetos são as interações gravitacionais e colisões entre eles. Estas interações causam tanto acreção quanto fragmentação dos planetésimos. Existem dois principais controladores de crescimento destes planetésimos: *distribuição de velocidade* e *distribuição de tamanho* (de Pater & Lissauer, 2001). Ambos desempenham papel importante quando se trata

da colisão entre os planetésimos. As distribuições de velocidade podem ser perturbadas devido às próprias colisões elásticas e espalhamento gravitacional causado pela interação entre os planetésimos; e, para aqueles planetésimos pequenos, o arraste causado pelo gás também é importante. A velocidade relativa entre os corpos influencia tanto na colisão entre os corpos maiores, quanto na própria acreção de corpos menores por corpos maiores. No primeiro caso, a energia cinética, além do material do corpo, determina se a colisão resultará em fragmentação ou acreção dos corpos envolvidos. Já no segundo caso, pode ocorrer o chamado *crescimento descontrolado*: se as velocidades dos pequenos corpos permanecerem menores que a velocidade de escape dos corpos maiores, eles acabam sendo acretados pelo corpo maior. Este processo de crescimento ocorre de forma rápida e só se encerra quando os embriões planetários acretam a maior parte dos sólidos que estão ao seu alcance gravitacional.

Após esta fase de acreção rápida pelos embriões planetários, chamada de *crescimento oligárquico* (Kokubo & Ida, 1998), a formação de planetas terrestres ou gasosos será diferenciada. Nas duas próximas subseções descreveremos separadamente cada processo de formação a partir dos embriões planetários.

2.1.4 Planetas rochosos

Para a formação de planetas terrestres existem alguns estágios principais:

1. Eventual formação de planetésimos a partir da aglomeração de partículas, que já foi discutido brevemente anteriormente;
2. Crescimento de planetésimos via colisões diretas. Alguns corpos podem crescer de forma descontrolada às custas dos outros corpos;
3. O crescimento descontrolado cessa assim que os maiores corpos começam a perturbar sua vizinhança de planetésimos. Tem início a fase de *crescimento oligárquico*,

onde os corpos maiores crescem mais lentamente do que na fase de crescimento descontrolado, porém, ainda assim, mais rapidamente que os corpos menores;

4. Após o crescimento oligárquico, a evolução ocorre como resultado de colisões entre os poucos embriões planetários restantes com o planeta formado. A forma final dos planetas, corpo esferoidal que domina gravitacionalmente sua vizinhança orbital, se dá em aproximadamente 100 milhões de anos, dependendo da presença ou não de planetas gigantes.

Os três primeiros itens já foram discutidos na subseção anterior, restando-nos então apenas a parte final.

A parte final do processo de formação possui influência direta na habitabilidade do planeta terrestre. Não basta este estar localizado na Z.H. da estrela, ele deve possuir quantidade de materiais voláteis suficientes para o surgimento e prosperação de vida. A região onde estes planetas terrestres são formados é deficiente nestes materiais; desta forma grande parte deste material deve ser adquirido através de colisões com objetos provenientes de regiões mais externas do disco protoplanetário (Morbidelli et al., 2000). As colisões entre os embriões planetários nesta fase final influenciam, além da estrutura interna do planeta, a quantidade de voláteis, pois estas colisões podem acabar ejetando estes materiais. Existem na literatura diversos estudos sobre a formação final de planetas terrestres, sua quantidade final de água e a influência de um júpiter quente neste processo (Lunine et al., 2009; Fogg & Nelson, 2007; Raymond et al., 2005); mostramos na Fig. 2.3 uma destas simulações.

2.1.5 Planetas gigantes gasosos

Devido ao vasto número de planetas encontrados, talvez a formação de planetas gigantes gasosos seja a melhor entendida, uma vez que existem diversos exemplos observáveis que podemos comparar com os modelos. Entretanto, antes da descoberta do primeiro planeta

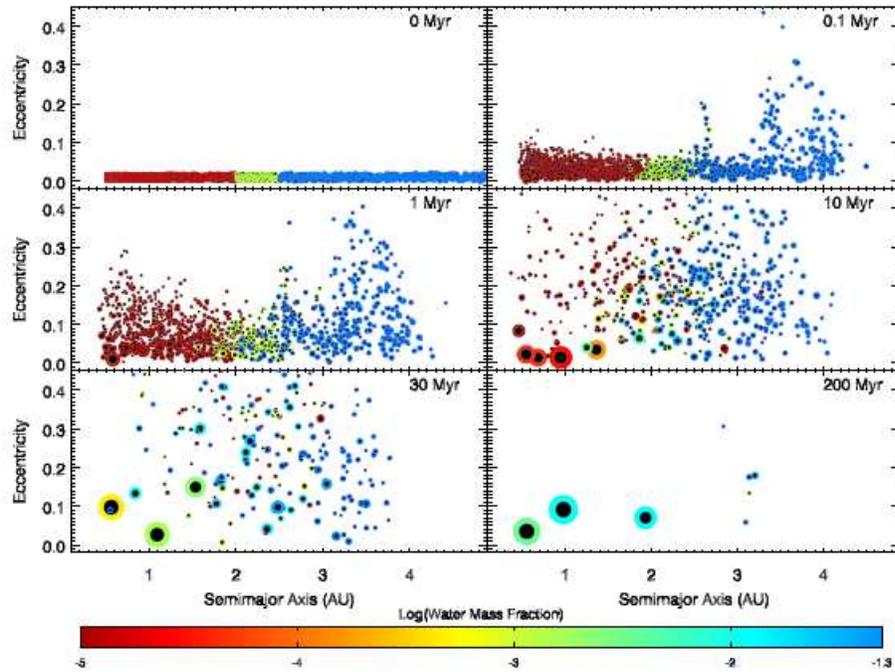


Figura 2.3: *Retirada de Lunine et al. (2010)*. Simulação com inicialmente 1886 objetos de tamanho subembrionário. Cada painel representa a distribuição de semieixo maior (UA) e excentricidade dos objetos em diversos tempos. O tamanho de cada objeto é proporcional a $m^{1/3}$, o círculo preto representa o tamanho relativo do núcleo de ferro, e a coloração corresponde ao conteúdo de água (vermelho→ seco e azul→ água).

extrassolar, os planetas gigantes de nosso Sistema Solar já serviam como base para a construção de modelos de formação. Algumas características do nosso próprio sistema impõem certas condições para os modelos como, por exemplo, o fato de Júpiter e Saturno possuírem grande abundância de H_2 e He, implica que eles foram formados em aproximadamente 10^7 anos antes que o gás do disco protoplanetário fosse dispersado.

Atualmente, existem dois cenários de formação de planetas gigantes gasosos:

- Modelo de colapso, ou instabilidade gravitacional (Boss, 1997; Meru & Bate, 2010);
- Modelo de acreção ao núcleo (Pollack et al., 1996).

O processo de formação planetária por *instabilidade gravitacional* foi inspirado na formação estelar através do colapso de uma nuvem interestelar. Mas, no caso da formação

planetária, o colapso é de um disco protoplanetário extremamente massivo, isto é, com massa da ordem de $1 M_{\odot}$. Este disco pode se tornar instável e formar aglomerados de matéria onde os planetas gasosos seriam formados. Neste processo, os planetas são formados diretamente do material do disco, não precisando da formação inicial de um núcleo rochoso. Uma vantagem deste modelo é a escala de tempo muito curta para o final do processo de formação de planetas gigantes, da ordem de 10^2 anos! Os elementos mais pesados são adquiridos dos planetésimos posteriormente em uma escala de tempo maior. A principal questão para este modelo são as condições necessárias para o início do processo de formação no disco protoplanetário; espera-se que esta formação ocorra em regiões externas de discos massivos ainda durante a fase de acreção de sua nuvem protoestelar. Este processo pode ser a única maneira de entender a existência de objetos com alta massa planetária em órbitas com a muito grande, como HR 8799 b e c (Meru & Bate, 2010), já apresentados neste trabalho.

Já o modelo de *acrecção ao núcleo* explica a formação dos 4 planetas gasosos do Sistema Solar e também da grande maioria dos planetas extrassolares detectados. Neste modelo, a formação do núcleo inicia-se a alguma distância da estrela central, mais provavelmente, além da linha de gelo. Além desta linha ocorre a condensação de gelo de água e outros materiais sólidos. O processo de formação do núcleo já foi discutido, onde apresentamos como o embrião planetário se forma. Agora, este embrião planetário dará origem a um planeta gasoso à medida que vai agregando a sua massa o gás do disco. Este processo de acreção ocorre quando a energia térmica do gás for menor que a energia gravitacional que liga o gás ao embrião. O crescimento deste envoltório gasoso é regulado pela sua opacidade: enquanto o envoltório é opticamente fino, a energia liberada pela colisão com planetésimos gera calor que é imediatamente irradiado, possibilitando a contração do envoltório e acreção de mais gás. Porém, quanto mais massivo o envoltório fica, mais ele se torna opticamente espesso; desta forma sua temperatura e densidade tornam-se maiores

que a do disco de gás. À medida que o envoltório cresce, vai sendo criado um gradiente de pressão nele que se opõe à contração gravitacional, evitando que grandes quantidades de gás sejam acretadas.

Então, de um lado temos o crescimento do núcleo, devido à acreção de material sólido, que favorece a contração do envoltório, e por outro lado temos o gradiente de pressão, criado pela energia liberada devido à compressão do gás e pelas colisões com planetésimos; assim, a contração do envoltório torna-se autorregulada. Uma vez que o planeta isole-se dos planetésimos, causando a diminuição da taxa de acreção de sólidos, a acreção de gás continua moderada pela contração do envoltório.

O crescimento do núcleo fica limitado à quantidade de planetésimos cuja órbita passe perto o suficiente para que ocorra uma colisão. Quando todo este material é consumido o núcleo atinge uma massa chamada de *massa de isolamento*, M_{iso} . Ela relaciona-se com a massa estelar, M_e , distância, a , e densidade superficial do disco, Σ_p , da seguinte forma:

$$M_{\text{iso}} \propto M_e^{-1/2} \Sigma_p^{3/2} a^3 . \quad (2.1)$$

Pollack et al. (1996) estimaram que a massa de isolamento de Júpiter deveria ser em torno de $M_{\text{iso}} \simeq 9 M_{\oplus}$, o que estaria comparável com as determinações realizadas por Guillot (2005).

A partir de agora, o envoltório planetário entra em uma fase de contração quasi-estática, i.e., sua evolução é caracterizada por longas escalas de tempo. Esta escala de tempo pode ser estimada ao fazermos a razão da energia gravitacional, liberada pela contração, com a luminosidade do envoltório, definindo assim a *escala de tempo de Kelvin-Helmholtz*. Dependendo do modelo, esta escala de tempo pode chegar a ordem de 10^5 anos. Na Fig. 2.4, apresentamos os resultados de modelo de formação de um planeta gigante gasoso através de acreção ao núcleo, onde podemos ver a rápida acreção de gás do disco, assim como o tempo que leva para a contração do envoltório de gás.

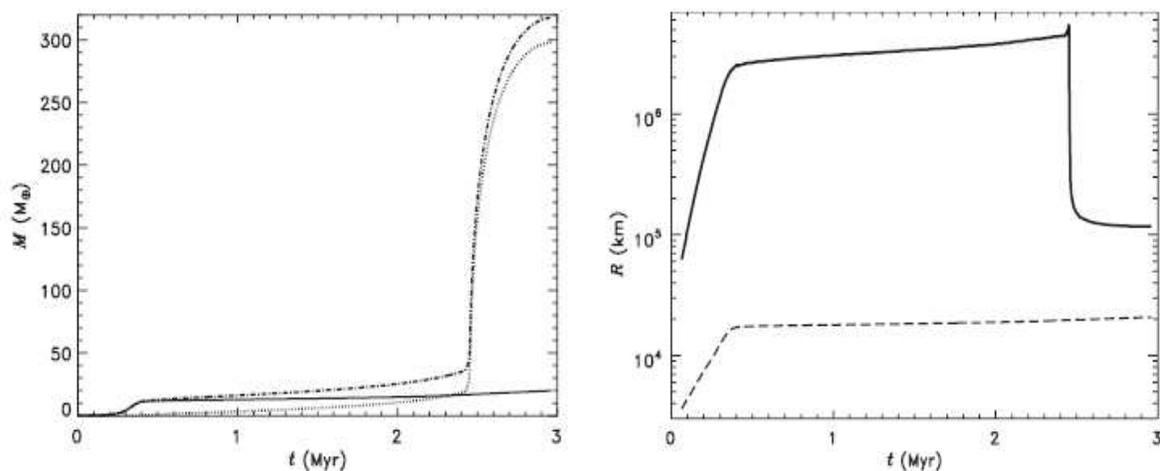


Figura 2.4: *Retirada de D'Angelo et al. (2010)*. Modelo de formação de um planeta gigante gasoso. O painel esquerdo mostra a massa de sólidos (linha sólida), de gás (linha pontilhada), e a massa total do planeta (linha traço-ponto). Podemos ver que quando a massa do envoltório é aproximadamente 2 vezes a massa do núcleo o planeta parte para um crescimento descontrolado. No painel da direita, está representado o raio do planeta, linha sólida, e de seu núcleo, linha tracejada. Vemos que após o crescimento descontrolado do envoltório, este passa por uma fase de contração quasi-estática, cuja escala de tempo é da ordem de 10^5 anos.

Um processo importante também na formação do planeta gigante gasoso é a formação de um *buraco* (ou lacuna) no disco em torno do planeta gigante gasoso. Este buraco aberto deve-se à troca de momento angular entre o planeta e o disco: material com órbita superior ao raio orbital do planeta ganha momento angular e acaba indo para órbitas ainda mais externas, em oposição ao material mais interno à órbita do planeta que acaba perdendo momento angular e ruma para órbitas mais internas. Desta forma é criado um buraco no disco, uma região do disco em volta do planeta onde a densidade de material é muito pequena e o planeta fica de certa forma isolado do gás do disco, diminuindo então sua taxa de acreção.

Até aqui não levamos em consideração as interações que o planeta gasoso sofre com o disco circundante, que resultam na migração planetária, assunto que será tratado na próxima sessão. Optamos por descrever apenas como o planeta gigante gasoso chega a

sua massa final neste processo de formação, e não como ele chega também a uma órbita final estável. Porém, ainda não estão bem claros todos os fatores que levam à massa final do planeta no processo de formação por acreção ao núcleo. Todavia, sabe-se de 3 fatores cruciais: a espessura do disco, depleção do gás por fotoevaporização e turbulência no disco, que, embora não tenha sido comentada aqui, é crucial para a determinação das escalas de tempo de formação planetária.

Vimos então, qualitativamente, como se dá a formação tanto de planetas rochosos como de planetas gasosos. Na Fig. 2.5, reproduzimos um gráfico que resume as escalas de tempos dos processos envolvidos na formação planetária que vimos aqui.

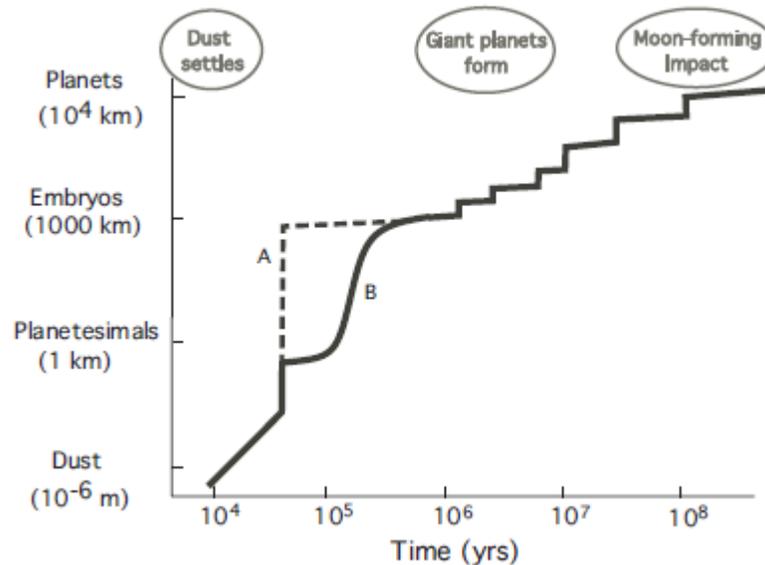


Figura 2.5: *Retirada de Lunine et al. (2009)*. Ilustração que representa estágios da formação planetária e suas respectivas escalas de tempo. Os caminhos A e B representam modelos diferentes da geração de planetesimais em embriões. Para mais detalhes ver o artigo original.

Para mais detalhes nos processos de formação planetária, recomendamos o excelente resumo de D'Angelo et al. (2010), assim como as leituras complementares de de Pater & Lissauer (2001) e Brownlee & Kress (2007).

2.2 Migração planetária

Até aqui, apresentamos os modelos de formação planetária mais aceitos e vimos que os planetas gigantes gasosos devem formar-se a partir de um certo raio orbital ideal, que se encontra próximo à linha de gelo da estrela. Entretanto, mostramos no capítulo anterior que grande parte dos planetas detectados são jupíteres quentes; logo, durante a evolução destes sistemas planetários, o planeta deve ter-se formado em um certo raio orbital e migrado posteriormente para uma órbita mais interna. O mecanismo de migração mais aceito envolve interações mareais entre o protoplaneta e o gás circundante da nebulosa planetária. Esta interação mareal está associada a dois tipos principais de migração orbital:

- *Migração tipo I*: protoplaneta de baixa massa envolto por um disco protoplanetário;
- *Migração tipo II*: protoplaneta massivo o suficiente para abrir um ‘buraco’ no disco;

Os processos de migração ocorrem com a interação entre os protoplanetas e o disco gasoso protoplanetário; a migração planetária acontece como uma consequência da troca de momento angular entre os dois objetos envolvidos. A forma como essa troca é feita é o que diferencia os 2 processos de migração planetária estudados.

Migração Tipo I: Durante o processo de formação do protoplaneta, este pode interagir gravitacionalmente com o disco em certos locais de ressonância. Estas regiões de troca de momento angular estão localizadas nos *raios de Lindblad*, r_l :

$$r_l = \left(1 \pm \frac{1}{n}\right)^{2/3} r_p \quad (2.2)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$, e r_p é a distância do planeta a estrela.

O planeta fica acoplado com o disco de gás e sujeito a um torque total:

$$\mathcal{T}_p = T_{RLI} + T_{RLE} \quad (2.3)$$

onde, T_{RLI} e T_{RLE} são os torques totais devido às ressonâncias de Lindblad interna e externa, respectivamente.

A mudança na órbita planetária devido a este torque é o que é chamada de Migração tipo I. Em geral, os torques externos são mais intensos, assim o planeta perde momento angular para o disco e migra para órbitas mais internas. Durante este processo, o gás do disco local move-se para regiões mais externas devido ao ganho de momento angular. A escala de tempo para esta migração, apresentada por Tanaka, Takeuchi & Ward (2002), possui a seguinte dependência:

$$\tau_I \propto M_p^{-1} \Sigma_p^{-1} M_e^{3/2} \quad (2.4)$$

onde, M_p é a massa planetária e Σ_p é a densidade superficial do disco. Para um núcleo planetário de $5M_\odot$ em 5 UA, $\tau_I \simeq 0.5$ Ma. Esta escala de tempo é menor que o tempo de vida de um disco protoplanetário².

Migração Tipo II: Quando as condições de formação do buraco no disco de gás, em torno do planeta gigante gasoso em formação, são satisfeitas, o planeta pode sofrer este tipo de migração. As condições são as seguintes:

- O raio da esfera de Hill do sistema estrela–planeta deve ser comparável à altura do disco de gás;
- O torque mareal no planeta causado pelo disco de gás deve remover gás da região do buraco mais rápido do que o fluxo de gás que entra na região. Isto ocorreria para uma razão de $M_p/M_e \geq 10^{-4}$.

Como já vimos anteriormente, o material externo ao planeta ganha momento angular, enquanto o material interno perde; desta forma o planeta serve como um mediador do fluxo

²Recomendamos a leitura de Lubow & Ida 2010 para uma revisão na física de migração em um disco de gás.

de momento angular no disco. Entretanto, quando estas duas trocas não se equilibram, então, a órbita do planeta tem seu momento angular afetado, que causa a migração do planeta. Os tempos característicos de migração típicos são da ordem de 10^3 – 10^4 anos — são tempos muito curtos em relação ao tempo de vida do disco, inclusive até das escalas de tempo de formação planetária (ver Fig. 2.6). O planeta deve sofrer a migração tipo II até que este mecanismo cesse e o planeta estabilize-se em uma órbita. Caso contrário, ele acabaria sendo engolido pela estrela. Para aqueles planetas com órbitas inferiores a 0.1 UA, a migração tipo II pode ser interrompida quando o planeta entra em uma camada magnetosférica ou sofre interações de maré com uma estrela de rápida rotação. Para uma leitura mais fundamental deste processo de migração, recomendamos Lin & Papaloizou (1986).

Existem outros processos que podem levar à migração de planetas devido à interação com o disco gasoso, como por exemplo a migração tipo III — uma migração descontrolada do planeta que se dá de forma rápida e aplica-se a discos massivos (Masset & Papaloizou, 2003). Para uma excelente revisão nos processos de migração planetária, recomendamos a leitura de Lubow & Ida (2010).

2.3 Transporte de momento angular

Na sessão anterior sobre migração planetária, vimos como se dá o transporte de momento angular no disco, devido aos *torques gravitacionais* causados pelas interações entre o disco com os planetas em formação. Na sessão de formação planetária comentamos rapidamente sobre o arraste causado pelo gás nos grãos de poeira, gerando *torques viscosos* que também causam o transporte de momento angular. Como já comentamos, a estrela em algum momento de sua evolução perde momento angular, e pretendemos nesta sessão descrever brevemente como é feito este transporte de momento angular entre a estrela e o disco protoplanetário, através principalmente de *torques magnéticos*. Levantamos então duas

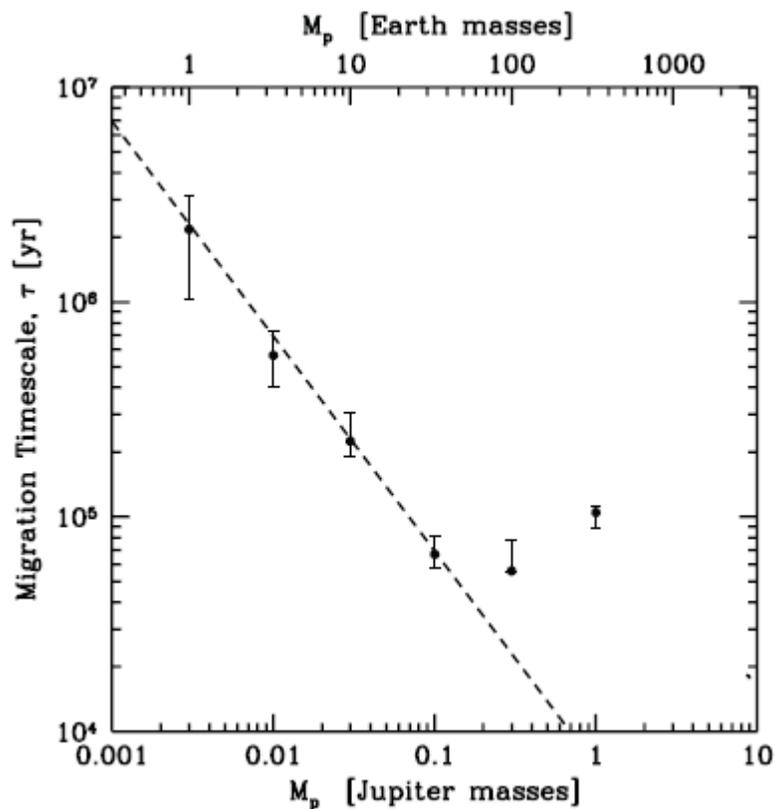


Figura 2.6: *Retirada de Lubow & Ida (2010)*. Escala de tempo para a migração planetária em função da massa planetária. A linha tracejada representa a relação para um planeta que sofra a migração tipo I. Para um planeta com $m > 0.1 M_J$, o planeta abre um buraco no disco, a teoria de migração tipo I torna-se inválida, e a migração tipo II ocorre.

questões relevantes nas quais embasaremos esta revisão: por que dizemos que existe perda de momento angular da estrela? Por que e como esta deve ter transferido parte de seu momento angular para o seu disco protoplanetário?

A velocidade rotacional estelar é uma propriedade fundamental interessante que pode ser diretamente ligada às propriedades dinâmicas dos sistemas planetários, devido a interações substanciais que podem ter acontecido entre a estrela e seu disco protoplanetário durante sua fase inicial de vida. Vários estudos sobre velocidades rotacionais de estrelas da Sequência Principal e da Sequência de Idade Zero em aglomerados jovens foram realizados (Kraft, 1967; Vogel & Kuhl, 1981; Soderblom, 1983; Barnes et al., 1999) e uma

grande quantidade de evidências foi adquirida, indicando que estrelas tardias singulares muito jovens possuem velocidade rotacional maior do que as estrelas velhas. É razoável concluir disto que estrelas perdem momento angular durante sua evolução. De fato, a perda de momento angular ocorre em escalas de tempo menores que 250 Ma (para uma revisão do assunto, ver Bodenheimer, 1995, e Bouvier, 2007).

A perda de momento angular parece estar associada à interação entre os campos magnéticos da estrela jovem e o disco de gás protoplanetário (Königl, 1991). Se as linhas de campo magnético da estrela atravessam o disco, pode haver uma tendência de corrotação entre a estrela e as partículas do disco; desta forma, aquele material com órbita mais rápida que o período rotacional da estrela perde momento angular, enquanto que o material com órbita mais lenta ganha momento angular. Para que ocorra este acoplamento, é preciso que o gás do disco esteja parcialmente ionizado, fato que ocorre nas regiões mais internas do disco, onde as temperaturas são maiores. Desta forma, a estrela perde velocidade de rotação devido aos *torques de frenagem magnéticos*, onde o gás ionizado acoplado com o campo magnético da estrela, perde momento angular devido às frequentes colisões com o gás neutro em órbitas keplerianas (de Pater & Lissauer, 2001).

O momento angular do sistema é então transferido para as partes mais externas, da estrela para o disco, mas a transferência para distâncias muito grandes é impedida devido ao baixo nível de ionização do gás e às fracas linhas de campo magnético da estrela nestas distâncias. Outro fato importante ocorre quando há interação entre o campo magnético da estrela perto do *ponto de corrotação* (onde a velocidade orbital kepleriana do disco iguala-se com a velocidade de rotação da estrela): parte do gás do disco é afunilado para a estrela que expelle outro gás na forma de ventos bipolares que carregam quantidade substancial de momento angular.

Lynden-Bell & Pringle (1974), pioneiros neste estudo, já mostravam que processos de transporte de momento angular controlavam a estrutura e evolução de discos de acreção.

Para objetos estelares jovens, a parte interna da região pode originar um fluxo colimado de alta velocidade, 10^2 km s^{-1} , e as observações indicam que ventos magnéticos podem ser um importante contribuidor para o transporte de momento angular.

Capítulo 3

Momento angular em sistemas planetários

3.1 Introdução

O estudo do momento angular em sistemas planetários tem como grande motivação o fato de que, no Sistema Solar, a maior parte do momento angular total do sistema está contido nos planetas e não no Sol, o que é um fato intrigante, uma vez que este possui ordens de grandeza mais massa do que a soma das massas de seus planetas. Desta forma, o Sol não somente perdeu momento angular durante sua evolução, como já foi comentado no capítulo anterior, mas também deve ter transferido parte desse momento angular para o disco protoplanetário. Para melhor entendimento disto, o objetivo inicial de nosso estudo era averiguar se a distribuição de momento angular nos sistemas planetários extrassolares era semelhante a do Sistema Solar. Ao verificarmos a semelhança na distribuição de momento angular dos sistemas planetários estudados em relação ao Sistema Solar, no sentido em que a maior parte do momento angular do sistema encontra-se nos planetas e não na estrela central, resolvemos realizar um estudo sobre a influência da metalicidade estelar na perda de momento angular do planeta. Por fim, a partir da relação momento angular–massa do

planeta, fomos capazes de distinguir duas populações distintas de planetas.

A seguir, serão apresentados a maneira segundo a qual foi realizado o cálculo do momento angular dos planetas da amostra, as principais implicações dos resultados e um estudo sobre migração planetária envolvendo a perda de momento angular. Os testes estatísticos e a construção das funções densidade de probabilidade através do método de kernels estão apresentados no Apêndice A desta dissertação.

3.2 Seleção amostral e cálculo do momento angular

A amostra deste presente trabalho foi construída a partir dos dados planetários disponíveis de uma versão online do *Catalog of Nearby Exoplanets* (Butler et al., 2006) de meados de 2007. Ela é composta por 212 planetas, dos quais 63 pertencem a um dos até então conhecidos 26 sistemas exoplanetários. Em nosso trabalho, todos os planetas da amostra foram utilizados. Sempre que nos referimos a massa m do planeta, estamos, na verdade, nos referindo ao estimador da massa, $m \sin i$.

O momento angular orbital (\mathcal{L}) foi calculado como:

$$\mathcal{L} = 2\pi \frac{ma^2}{P}, \quad (3.1)$$

a partir da massa planetária m , semieixo maior a e período orbital P publicados na literatura, compilados por Butler et al. (2006) no *Catalog of Nearby Exoplanets*. Nesta dissertação, a unidade de \mathcal{L} será no sistema CGS¹. Os erros no momento angular ($\Delta\mathcal{L}$) foram propagados a partir dos erros publicados dos dados de tal maneira:

$$\Delta\mathcal{L} = \left| \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial m} \right| \Delta m + \left| \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial a} \right| \Delta a + \left| \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial P} \right| \Delta P. \quad (3.2)$$

Estes erros são maiores do que erros típicos de propagação por quadratura e foram

¹CGS é um acrônimo para centímetro-grama-segundo.

adotados como uma estimativa mais conservadora dos erros em \mathcal{L} . Alguns planetas não possuíam erros publicados para um ou mais dos parâmetros orbitais no *Catalog of Nearby Exoplanets*. Para estes, o erro em um dado parâmetro foi estimado como:

$$\Delta X = \left\langle \frac{\Delta X'}{X'} \right\rangle X, \quad (3.3)$$

onde $\langle \Delta X'/X' \rangle$ é o erro médio relativo do parâmetro X entre aqueles planetas que possuem erros em X publicados. Foram utilizados $\langle \Delta m/m \rangle = 0.15$, $\langle \Delta a/a \rangle = 0.13$ and $\langle \Delta P/P \rangle = 0.07$.

Devido ao fato de que uma grande quantidade de exoplanetas conhecidos possuem órbitas excêntricas, é importante levar isto em conta no cálculo do momento angular orbital, uma vez que a Eq. 3.1 é válida para uma órbita circular. Admitindo que o sistema estrela-planeta possa ser modelado como um problema de dois corpos, pode ser mostrado que o momento angular do planeta é dado por:

$$\mathcal{L}_e = \mu \sqrt{Gma(1 - e^2)}, \quad (3.4)$$

onde G é a constante gravitacional, μ é a massa reduzida do sistema, m é a soma da massa estelar com a planetária, e e é a excentricidade da órbita planetária. Na Fig. 3.1, apresentamos a razão entre \mathcal{L}_e — o valor verdadeiro do momento angular orbital de cada planeta da amostra — e o valor aproximado de momento angular orbital, \mathcal{L} , caso o planeta possuísse uma órbita circular de raio a . Como esperado, os planetas com maior excentricidade possuem maiores razões de $\mathcal{L}/\mathcal{L}_e$. Grande parte dos planetas possuem $\mathcal{L}/\mathcal{L}_e \leq 1.5$ e o valor máximo da razão, na nossa amostra, é inferior a 3. Como a análise do momento angular que faremos adiante utiliza o logarítmo desta quantidade, esta diferença torna-se negligenciável. Assim, usaremos a quantidade aproximada \mathcal{L} ao invés de \mathcal{L}_e , uma vez que a primeira possui interpretação mais imediata em termos das quantidades físicas

m , a e P .

A amostra final está representada na Tab.?? onde fornecemos: nome do planeta, período (em dias), massa (M_J), semieixo maior (UA), \mathcal{L} ($\text{g cm}^2 \text{s}^{-1}$), massa estelar (M_\odot), $[\text{Fe}/\text{H}]$, tipo espectral, e uma nova variável Y' que será introduzida nas próximas sessões.

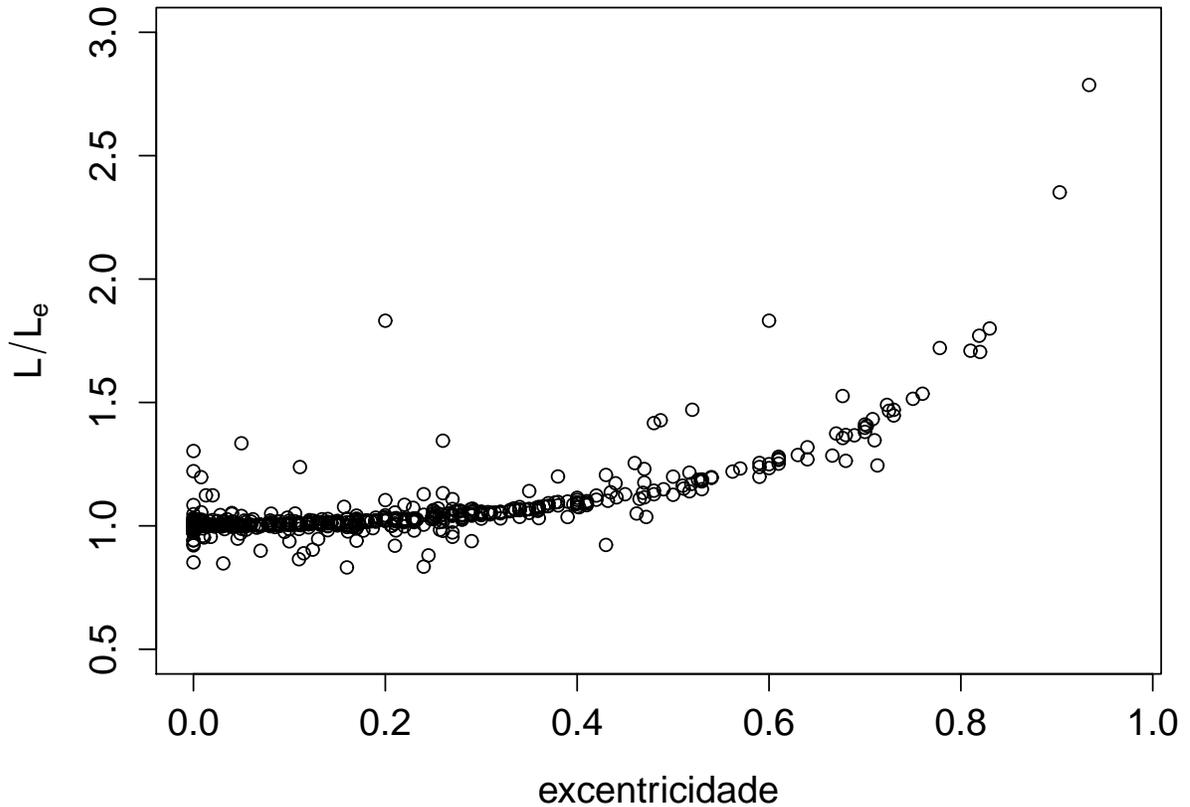


Figura 3.1: A razão $\mathcal{L}/\mathcal{L}_e$ em função da excentricidade do planeta. \mathcal{L} é o momento angular do planeta, calculado através da Eq. 3.1, caso este possuísse uma órbita circular. \mathcal{L}_e é o momento angular do planeta, calculado através da Eq. 3.4, tratando o sistema planeta-estrela como um problema de dois corpos.

3.3 Momento angular e metalicidade

Na literatura existem diversos estudos sobre a influência da metalicidade da estrela central na formação e evolução de sistemas planetários. González (1997) e Fischer & Valenti

(2005), por exemplo, apresentaram a primeira tendência aparente de que planetas seriam preferencialmente encontrados em órbita de estrelas ricas em metais. Ida & Lin (2004) mostraram que um planeta poderia formar-se mais rapidamente e/ou mais perto da estrela quão mais rica em metais esta fosse. Outro exemplo é o estudo sobre a presença de metais no disco protoplanetário e sua influência na migração planetária (Livio & Pringle, 2003).

Um dos objetivos iniciais deste trabalho, além da verificação de como é a distribuição de momento angular dos sistemas planetários extrassolares em relação ao Sistema Solar, era então averiguar a relação entre momento angular do planeta e a metalicidade de sua estrela central. Suponhamos que aqueles planetas que se formaram em discos protoplanetários mais ricos em metais tendam a sofrer um processo de migração mais intenso, uma vez que os metais encontrados no disco favorecem a formação de grãos que agem como um material viscoso que levaria o planeta a perder momento angular, migrando então de seu raio de formação em direção a raios orbitais mais internos. Se nossa hipótese estiver correta, seremos capazes de identificar alguma dependência entre \mathcal{L} e $[\text{Fe}/\text{H}]$ entre os planetas de nossa amostra.

Na Fig. 3.2A representamos o momento angular dos planetas extrassolares em função da metalicidade da estrela central. À primeira vista, planetas que orbitam estrelas ricas em metais não parecem possuir uma distribuição de momento angular diferente em relação aos planetas de estrelas pobres. Na Fig. 3.2B construímos as f.d.p. de $\log \mathcal{L}$ para planetas em órbita de estrelas com $[\text{Fe}/\text{H}] < 0$ e $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$ representadas em vermelho e preto, respectivamente. As f.d.p.'s não parecem distinguir-se significativamente, contrariando a expectativa de que estrelas ricas em metais seriam orbitadas por planetas com baixo $\log \mathcal{L}$, em comparação com planetas em órbita de estrelas pobres em metais. Aplicamos então a estatística *Kolmogorov-Smirnov*, um teste não paramétrico que indica se duas amostras pertencem ou não a mesma população, verificamos que as distribuições de momento angular para planetas que orbitam estrelas pobres e ricas parecem ser es-

tatisticamente semelhantes, não importando o valor de $[\text{Fe}/\text{H}]$ usado para distinguir as populações. A Tab. 3.1 mostra os resultados obtidos pelo teste KS para cada valor de $[\text{Fe}/\text{H}]$ utilizado nesta distinção entre estrelas ‘pobres’ e ‘ricas’. Apenas para um resultado onde $\text{KS} \leq 0.05$ poderíamos concluir que as duas amostras não pertencem a mesma população.

$[\text{Fe}/\text{H}]$	>0	>0.05	>0.1	>0.15	>0.2	>0.25	>0.3
KS	0.27	0.12	0.07	0.13	0.16	0.25	0.75

Tabela 3.1: Resultados dos testes KS para diferentes cortes em metalicidades. Para cada intervalo de metalicidade representado na tabela, aplicamos o teste KS a fim de averiguar se as duas amostras distintas pelo corte pertencem ou não a mesma população. Para todos os cortes concluimos que as duas amostras obtidas não são estatisticamente distintas.

O resultado nos mostra que, aparentemente, não há nenhuma possível relação significativa entre o momento angular do planeta e a metalicidade da estrela. Além do teste KS, realizamos o teste *Mann-Whitney* (teste MW), que testa hipótese nula de que as médias de duas populações sejam iguais (a descrição do teste encontra-se na seção 5.2.2). Para realizarmos este teste, separamos novamente nossa amostra em diferentes valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$, tal qual como fizemos no teste K-S. A Tab. 3.2 mostra os valores p obtidos pelo teste. A probabilidade máxima de rejeitarmos a hipótese nula de que as médias das populações sejam iguais foi obtida, para $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$, assim como no teste KS. Logo, da mesma forma que o teste KS, este teste não possibilitou uma distinção significativa na distribuição de $\log \mathcal{L}$ de estrelas pobres e rica em metais.

$[\text{Fe}/\text{H}]$	>0	>0.05	>0.1	>0.15	>0.2	>0.25	>0.3
valor - p	0.35	0.10	0.036	0.09	0.22	0.31	0.8

Tabela 3.2: Valores de z_0 dos testes MW para diferentes cortes em metalicidades. Para cada intervalo de metalicidade representado na tabela, aplicamos o teste MW a fim de averiguar se as duas amostras distintas pelo corte pertencem ou não à mesma população. Para todos os cortes, concluimos que as duas amostras obtidas não são estatisticamente distintas.

Como, apenas para o corte em $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$ os testes KS e MW apresentaram um

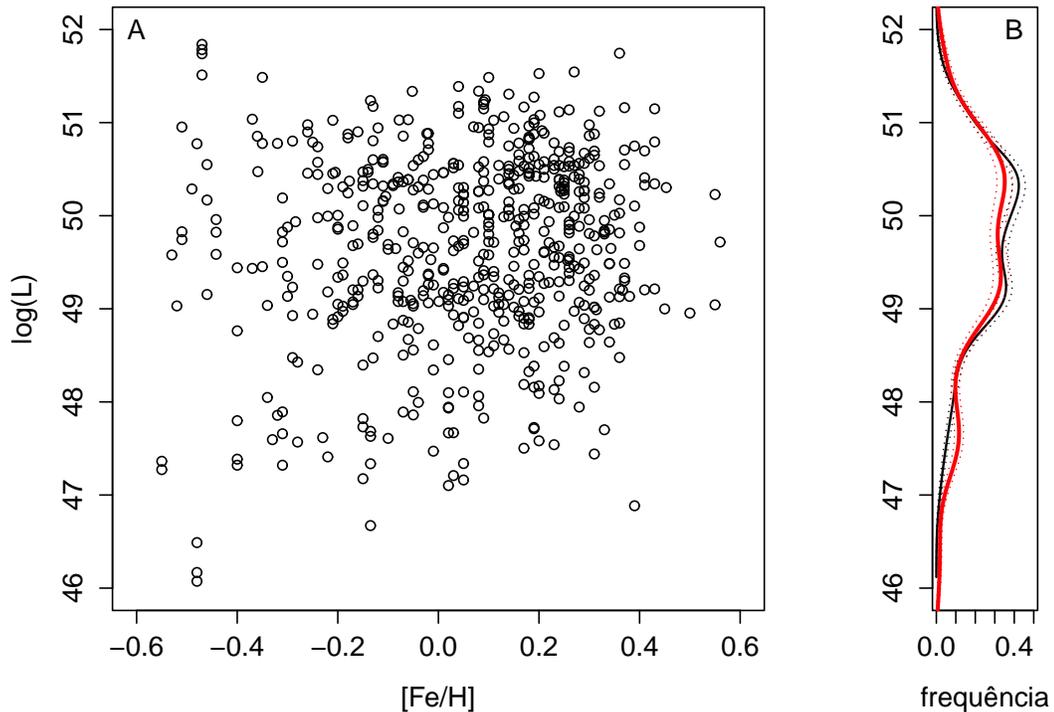


Figura 3.2: No painel A, representamos o logaritmo do momento angular de planetas extrassolares em função da metalicidade da estrela hospedeira. À primeira vista, a distribuição de $\log \mathcal{L}$ dos planetas não parece ser distinta para aqueles que orbitam estrelas mais pobres em metais em comparação com aqueles que orbitam estrelas mais ricas. No painel B, representamos as f.d.p., linhas cheias, de $\log \mathcal{L}$ para $[Fe/H] < 0$ e $[Fe/H] > 0$, representadas em vermelho e em preto, respectivamente. As linhas pontilhadas correspondem ao erro poissônico \sqrt{n} . Aplicando os testes KS e MW verificamos que a distribuição de $\log \mathcal{L}$, para estrelas que têm $[Fe/H] > 0$, é estatisticamente semelhante à das estrelas que têm $[Fe/H] < 0$.

resultado próximo a 0.05, refizemos as f.d.p.s utilizando o corte neste valor. No gráfico 3.3, mostramos as f.d.p.s de $\log \mathcal{L}$ para estrelas com $[Fe/H] > 0.1$, em preto, e estrelas com $[Fe/H] < 0.1$, em vermelho. Ao contrário do que esperávamos, existem mais planetas com menor $\log \mathcal{L}$ em órbita de estrelas com $[Fe/H] < 0.1$, em comparação com planetas em órbita de estrelas menos ricas em metais.

A conclusão obtida por estes testes é, todavia, dependente da amostra de planetas selecionada, uma vez que o momento angular médio dos planetas depende do tipo espectral

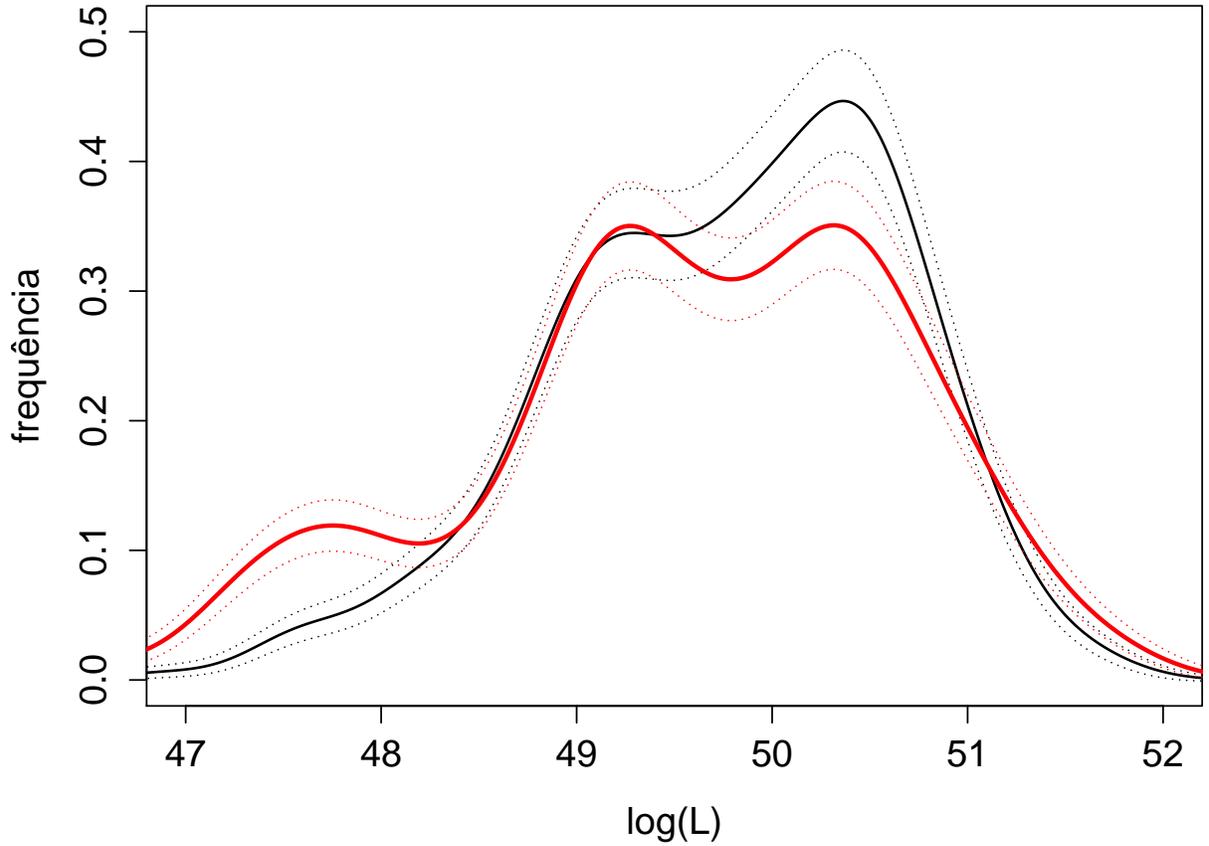


Figura 3.3: Representação das f.d.p.'s de $\log \mathcal{L}$ para $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.1$ e $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$, linhas cheias representadas em vermelho e em preto, respectivamente. Aplicando os testes KS e MW verificamos que as distribuições de $\log \mathcal{L}$, para diferente cortes em $[\text{Fe}/\text{H}]$, diferem significativamente apenas para o corte em $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$. As linhas distribuições pontilhadas correspondem ao erro poissônico \sqrt{n} . Este resultado contraria nossas expectativas quanto à influência da metalicidade estelar na perda de momento angular orbital planetário.

da estrela em torno da qual eles orbitam. A Fig. 3.4 mostra, em forma de diagrama de caixas, que planetas que orbitam estrelas mais quentes tendem a ter momento angular médio superior ao daqueles que orbitam estrelas mais frias.

Deste modo, decidimos refazer a análise usando uma amostra limitada a planetas de anãs G. A escolha desta amostra é meramente devido ao fato de que assim obtemos o maior número de planetas em órbita de uma classe espectral estelar. A Fig. 3.5A mostra a comparação das distribuições dos planetas em função de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Agora, mesmo refinando

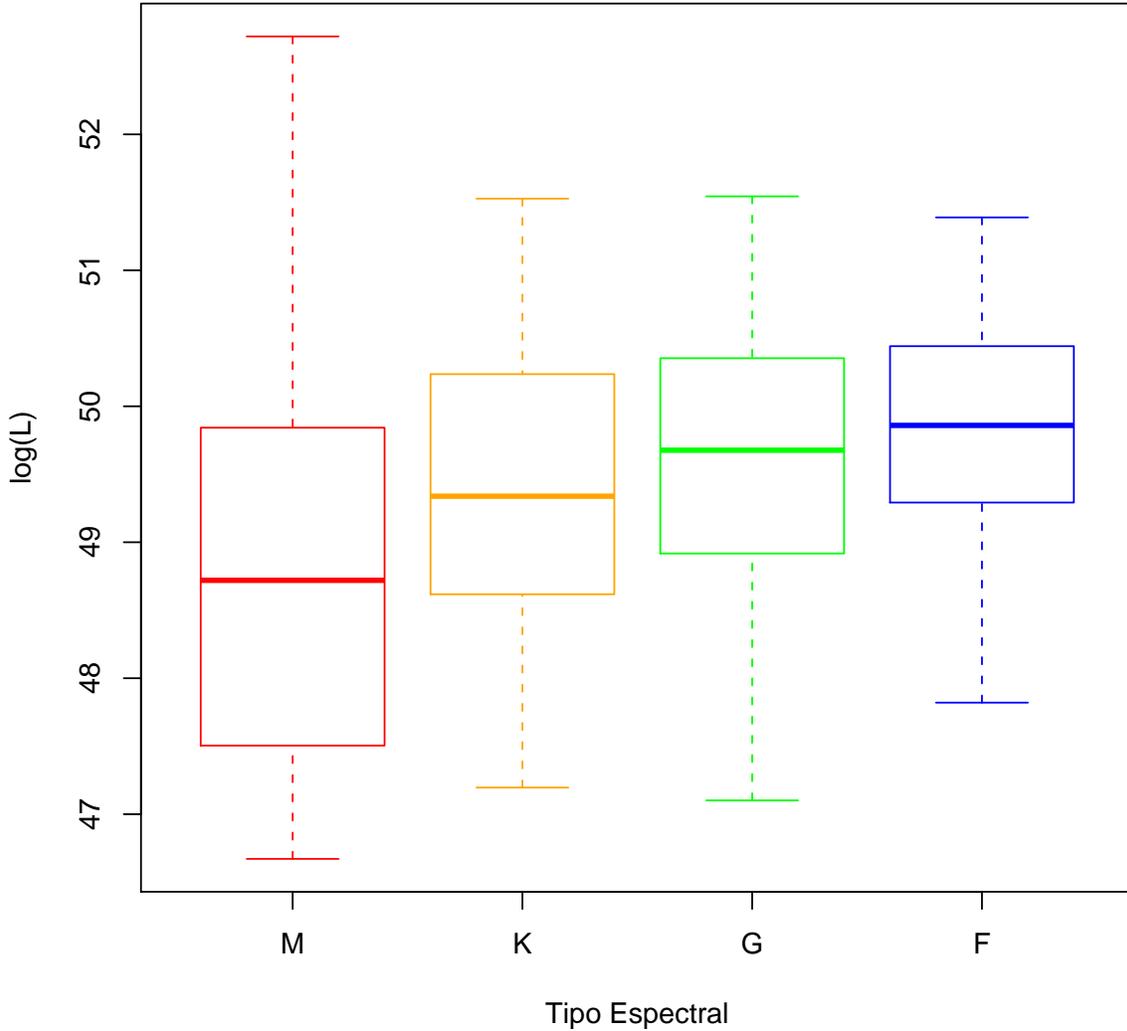


Figura 3.4: Diagramas de caixas para a distribuição de momento angular dos planetas em quatro distintas classes espectrais de estrela em torno das quais eles orbitam. Pode-se perceber que $\langle \log \mathcal{L} \rangle$ depende da classe espectral, o que é esperado uma vez que estrelas mais frias, por possuírem menos momento angular inicial, em comparação com estrelas mais quentes, transferem menos momento angular para os planetas.

nossa amostra a apenas um tipo espectral, as distribuições de $\log \mathcal{L}$ não diferem para corte em $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$. O teste KS aponta para a não rejeição da hipótese de que ambas as distribuições sejam estatisticamente iguais. Já na Fig. 3.5B, representamos as f.d.p.s para

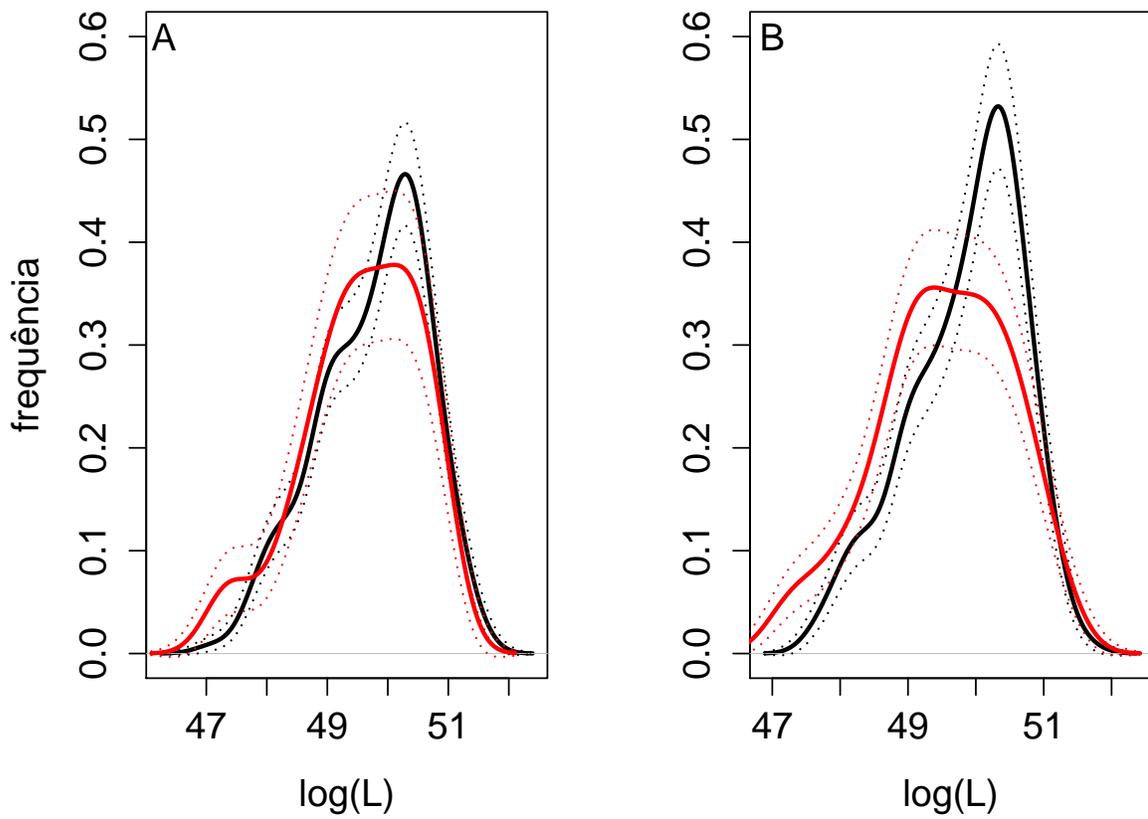


Figura 3.5: Painel A: Distribuições de momento angular de exoplanetas que orbitam estrelas anãs G em função de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Para metalicidade inferior a do Sol a f.d.p. está representada em vermelho, já para metalicidade superior a do Sol a f.d.p. está representada em preto. Painel B: réplica do Painel A, porém com corte em $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.1$. As distribuições pontilhadas em ambos os painéis representam o erro poissônico \sqrt{n} de cada distribuição. As distribuições não parecem distinguir-se significativamente entre si, mas apesar da margem de erro, no Painel B as estrelas com $[\text{Fe}/\text{H}] < 0.1$ parecem ter mais planetas com menos momento angular orbital, em comparação com as estrelas mais ricas.

um corte em $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.1$. O teste KS aponta que podemos rejeitar a hipótese de que as distribuições são estatisticamente iguais com *valor - p* = 0.02. Apesar disso, ainda assim, o resultado contraria nossas expectativas: existem mais planetas com $\log \mathcal{L}$ baixo em órbita de estrelas pobres em metais, em comparação com aqueles que orbitam estrelas ricas em metais.

3.4 A distribuição de momento angular

Na Fig. 3.6, representamos três gráficos que relacionam momento angular, massa e semieixo maior da amostra planetária. À primeira vista, podemos perceber algumas características interessantes. Na Fig. 3.6A, que relaciona o semieixo maior e a massa do planeta em questão, podemos distinguir dois grupos: aqueles com semieixo maior inferior a 0.67 UA possuem uma distribuição de massa mais alargada, em oposição ao outro grupo cuja distribuição de massa é mais concentrada. No painel C, onde agora é relacionado o momento angular do planeta com seu semieixo maior, dois grupos aparentes também podem ser distinguidos pelo mesmo valor de 0.67 UA de semieixo maior. A relação mais intrigante, porém, pode ser vista no gráfico momento angular–massa (Fig. 3.6B): os planetas parecem seguir duas relações lineares aparentemente paralelas. Para melhor entendermos esta aparente relação, reescrevemos a Eq. 3.1 da seguinte forma:

$$\log \mathcal{L} = \log 2\pi + \log m + \log \frac{a^2}{P}. \quad (3.5)$$

Pela Eq. 3.5 e Fig. 3.6B, podemos concluir que para um dado valor fixo de $\log m$ podemos atribuir dois valores de $\log \mathcal{L}$, o que nos leva a suspeitar que a distribuição dos valores de a^2/P para a amostra planetária utilizada aqui deva ser aproximadamente bimodal. De fato, dois picos largos na distribuição de (a^2/P) são encontrados em 0.3 e 1.5 $\text{UA}^2 \text{ano}^{-1}$, conforme mostra a Fig. 3.6D. Devido ao fato de que a absoluta maioria dos exoplanetas que possuem órbitas ‘intraterrestres’ ($\frac{a^2}{P} < 1 \text{UA}^2 \text{anos}^{-1}$) são gigantes gasosos, consideramos a hipótese de que estes correspondam a uma população de planetas que migrou de seu raio de formação para um raio orbital mais interno.

Após encontrarmos dois grupos para cada relação, o próximo passo é averiguar a distinguibilidade ou semelhança entre os grupos de cada uma das relações. Inicialmente, aplicamos um código de cor que distingue os dois grupos apresentados na Fig. 3.6A,

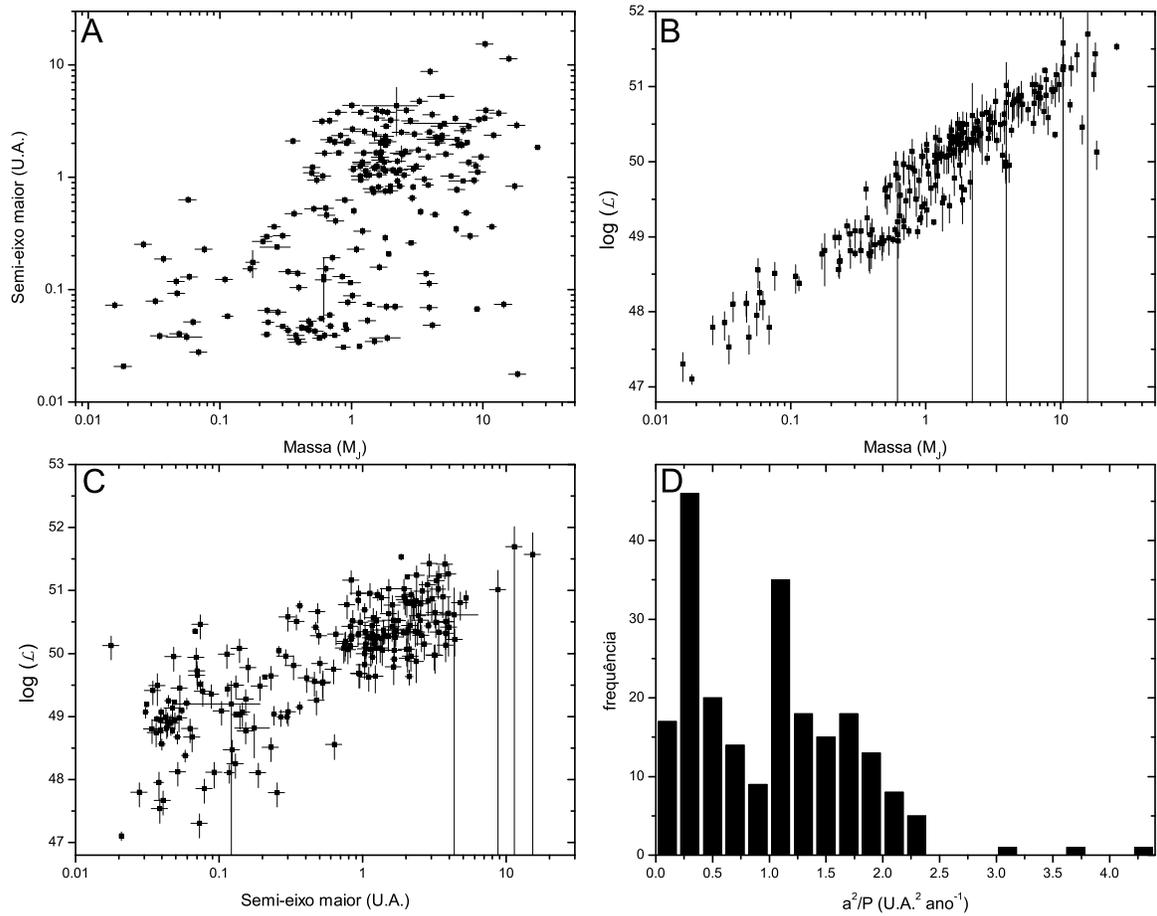


Figura 3.6: Relações entre momento angular, massa, semieixo maior e período orbital da amostra planetária adotada. O Painel B é particularmente interessante, pois ele parece apresentar duas aparentes relações $\log \mathcal{L}-M$ lineares e paralelas. Dois ‘grupos’ também são vistos nos painéis A e C. Painel D representa o histograma da relação a^2/P , normalizado com os valores da Terra, no qual é possível distinguir também a distribuição bimodal que responde pelos dois ‘grupos’ (ver texto).

às Figs.3.6B e C e à Fig. 3.7. Podemos perceber pelos painéis A e B da Fig. 3.7 que os dois grupos são compostos pelos mesmos planetas em ambas as relações, seja para semieixo maior–massa ou $\log \mathcal{L}$ –semieixo maior. Já na Fig. 3.7C, as duas aparentes relações lineares apresentadas parecem ser seguidas de forma distinta por cada um dos grupos. Podemos, enfim, dizer que cada grupo, na verdade, corresponde a uma população de planetas extrassolares. Ou seja, em nossa amostra, fomos capazes de distinguir duas

populações de planetas onde, de forma mais intrigante, cada uma delas possui uma relação linear de $\log \mathcal{L}-m$ distinta.

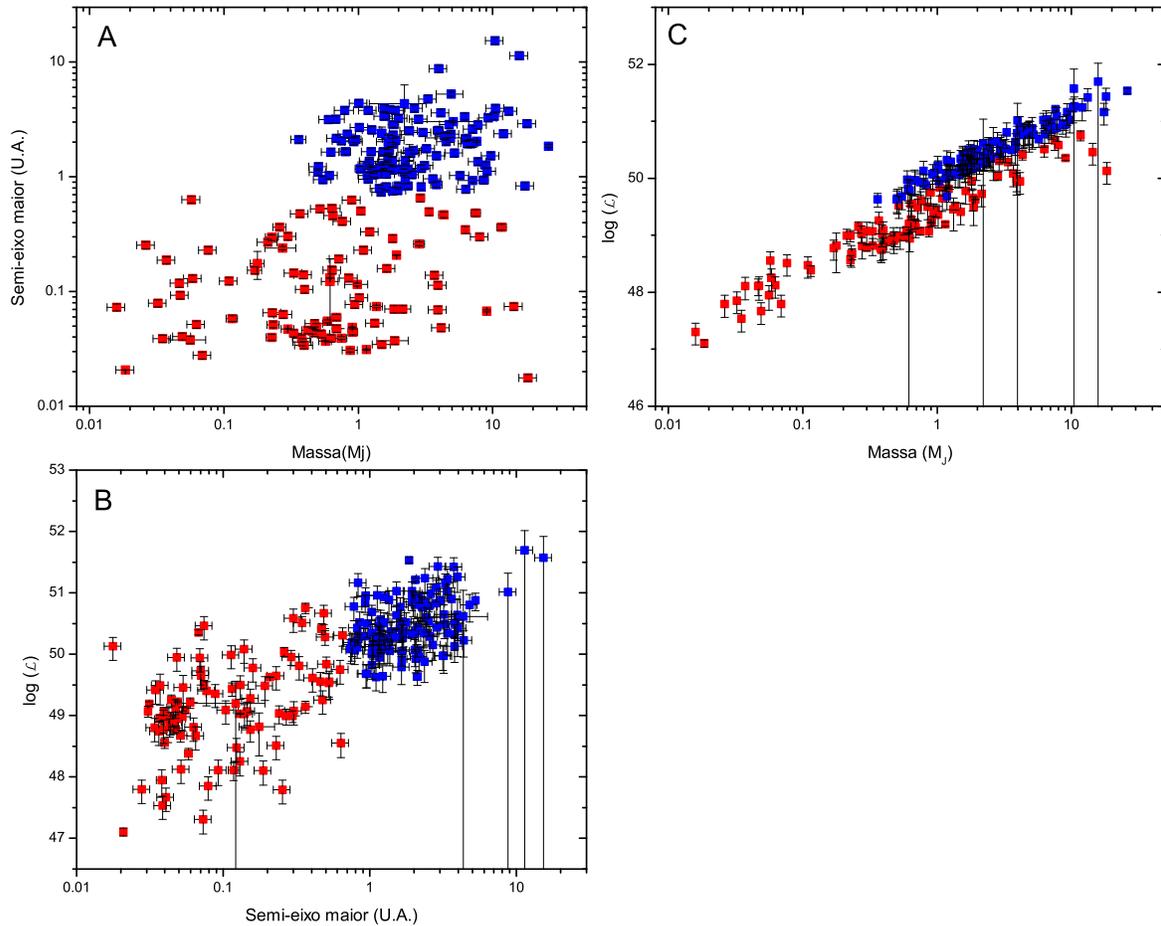


Figura 3.7: Mesmas relações apresentadas na Fig. 3.6, porém agora com código de cor para melhor caracterização dos dois grupos. Em azul estão representados aqueles planetas com $a > 0.67$, e os outros em vermelho. Podemos ver que os mesmos planetas caracterizam os dois grupos dos painéis A e B e, mais, cada um deles apresenta uma relação linear de $\log \mathcal{L}-M$ distinta, representada no painel C. Podemos concluir então que, na verdade, existem duas populações distintas de planetas em nossa amostra.

A partir de agora, investigaremos cada uma das populações sob a hipótese de que cada uma delas sofreu um processo distinto de migração planetária que as levou a perder momento angular. Na literatura, encontramos já a proposta da existência de duas populações distintas relacionadas com a perda de momento angular devido à migração. Armstrong et

al. (2007), ao estudar o momento angular específico de sistemas planetários extrassolares, mostraram que planetas com $m \geq 2 M_J$ tendem a ter maior momento angular específico em comparação ao de um planeta com $m = 1 M_J$, caso este orbitasse a mesma estrela a uma distância de 5.2 UA. Eles propuseram então a existência de duas populações aparentes e que a migração planetária deveria ser a causa desta separação devido ao fato que ‘júpiteres quentes’ de baixa massa perderiam mais momento angular em comparação a seus parceiros de maior massa.

A Fig. 3.8A possui o mesmo código de cor utilizado na Fig. 3.7 e representa o gráfico log-log de momento angular-massa já apresentado aqui. De fato, é possível verificar que cada população possui uma diferente tendência de correlação entre a massa planetária e o momento angular. Definimos então cada população como α e β , onde a primeira possui o valor médio de momento angular superior ao da segunda e está representada pela cor azul, e a população β representada pela cor vermelha. Estudaremos aqui a hipótese de que a população β seja composta por aqueles planetas que devem ter passado por um processo de migração mais intenso, migrando então de forma mais eficiente a partir de seu raio de formação. Este poderia ser um dos motivos pelo qual esta população possui momento angular médio inferior ao da população α .

O próximo passo foi distinguir melhor esta correlação e encontrar a relação funcional entre massa e momento angular orbital para as duas populações de nossa amostra. Para isso, devemos traçar o melhor ajuste linear que relacione o momento angular orbital com a massa planetária. A princípio, olhando para a Fig. 3.8A, se estimarmos a função densidade de probabilidade (f.d.p.) do momento angular orbital para um dado intervalo de massa, esperaríamos obter uma distribuição bimodal. Como exemplo, estimamos a f.d.p. para o intervalo de massa entre as linhas laranjas na Fig. 3.8A. A Fig. 3.8B representa a f.d.p. para este intervalo de massa, e é possível ver claramente uma distribuição bimodal. Então, de maneira análoga, estimamos a f.d.p. do momento angular orbital para vários intervalos

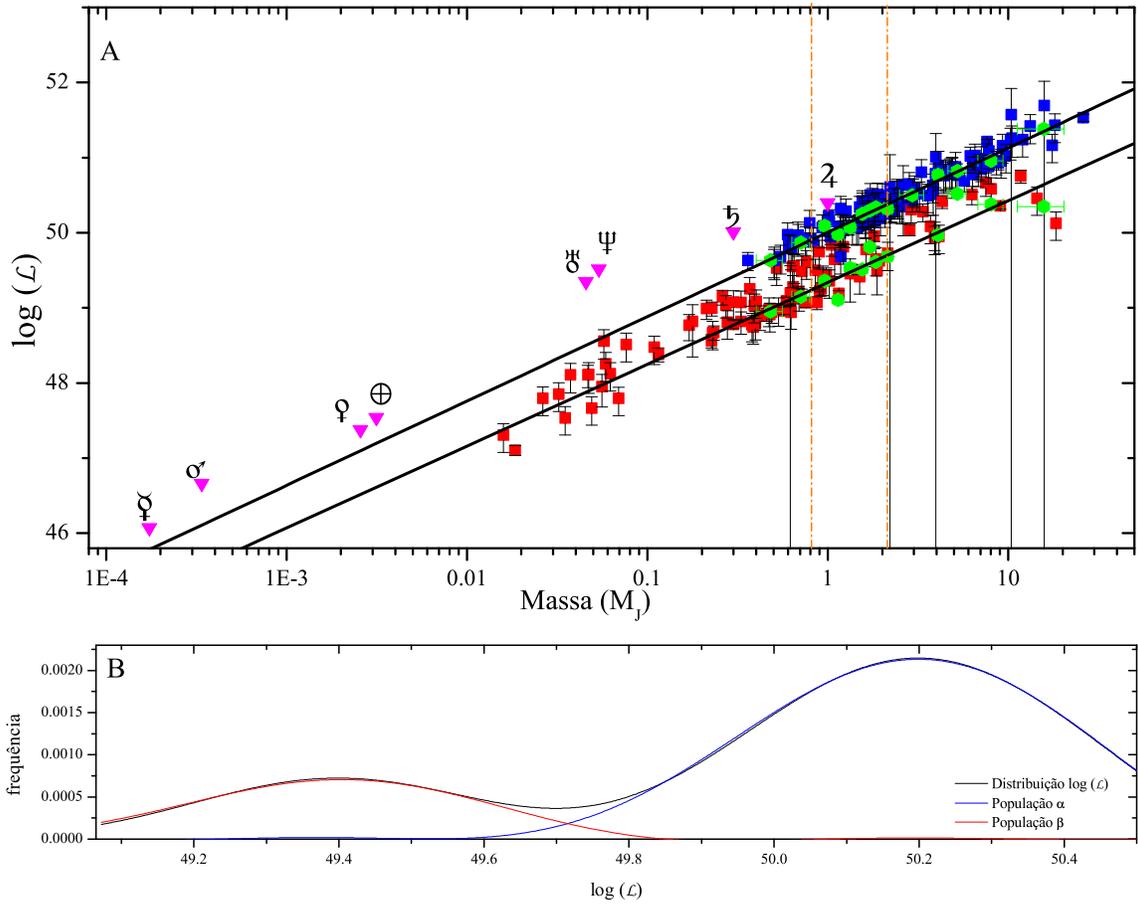


Figura 3.8: Relação $\log \mathcal{L}$ –massa. Painel A relaciona a massa planetária, em unidades de massa de Júpiter, com o valor de $\log \mathcal{L}$. As duas populações α e β , representadas pelas cores azul e vermelho, respectivamente, claramente possuem correlações diferentes da massa planetária com o $\log \mathcal{L}$. Uma hipótese para este fato é que a população α possa ter planetas que não sofreram um processo de migração tão eficiente a partir de seu raio de formação, devido ao fato de que esta população possui momento angular médio maior do que aquele da população β . Para o intervalo de massa representado pelas linhas (traço-ponto) verticais laranjas, calculamos as f.d.p. de $\log \mathcal{L}$ representadas no painel B. Podemos perceber a distribuição bimodal deste intervalo, e, desta forma, somos capazes de obter as duas modas para este intervalo. De maneira análoga, realizamos o mesmo processo para diversos intervalos de massa e fomos capazes de encontrar as modas das f.d.p. que estão representadas pelos pontos verdes no painel A. Os triângulos rosas representam os planetas do Sistema Solar.

de massa, usando um kernel de Fourier para representar a separação de cada observação (Tarter & Lock, 1993). Para cada intervalo de massa foram obtidas as modas das f.d.p. e

estas estão representadas como pontos verdes na Fig. 3.8A. Agora, através desta regressão não paramétrica, as modas “substituem” os nossos dados originais e somos capazes de fazer um ajuste linear utilizando-as, de modo a obtermos a relação linear entre $\log \mathcal{L}$ e $\log m$ de cada população de planetas. Na Fig. 3.9 representamos as modas das distribuições para cada intervalo de massa, onde, para cada intervalo de massa, atribuímos um valor médio de m .

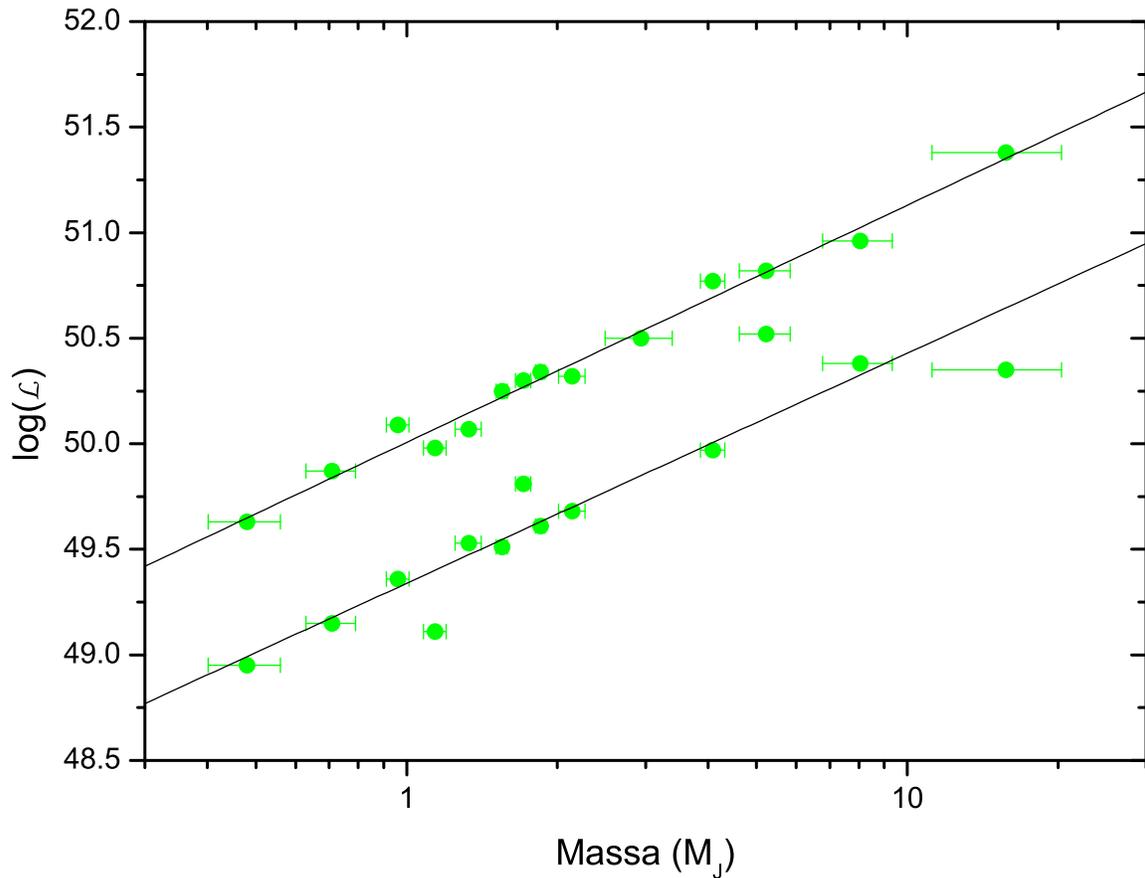


Figura 3.9: Modas das f.d.p. de $\log \mathcal{L}$ para diversos intervalos de massa. Para cada intervalo, associamos um valor médio de m ao qual os valores das modas foram relacionados. Podemos ver claramente duas relações lineares, em que cada uma está associada a uma população planetária. A partir destas duas relações fomos capazes de melhor distinguir cada uma destas populações.

Apresentamos na Tab. 3.3 o coeficiente angular e linear obtidos para cada população a partir do ajuste linear realizado, considerando a equação da reta na forma: $Y = Ax + B$.

Pop.	A	B	σ^2
α	50.01 (0.02)	1.12 (0.04)	0.06
β	49.34 (0.07)	1.09 (0.13)	0.19

Tabela 3.3: Valores obtidos do ajuste linear realizado a partir das modas das distribuições de $\log \mathcal{L}$ para cada uma das populações. Entre parênteses, fornecemos o erro dos parâmetros ajustados. Incluímos também o valor da dispersão dos dados, σ^2 , com respeito ao ajuste linear obtido.

Agora, com duas linhas retas, cada uma representando uma população, ficamos mais próximos de nosso objetivo de melhor distinguir as duas populações. A partir delas, traçamos a linha reta média entre elas, dada pela Eq. 3.6, que representará o eixo das abscissas, X' , em um novo sistema de coordenadas :

$$\log \mathcal{L} = 49.67 \log m + 1.12 \quad (3.6)$$

Podemos então definir o novo eixo das ordenadas, Y' , como sendo a reta perpendicular ao eixo X' :

$$\log \mathcal{L} = 49.67 - 0.9 \log m \quad (3.7)$$

Por fim, para definirmos a nova variável que melhor separa as duas populações, basta aplicarmos uma rotação em nossos dados da seguinte forma:

$$X' = \cos \theta \log m + \sin \theta \log \mathcal{L}, \quad (3.8)$$

$$Y' = \cos \theta \log \mathcal{L} - \sin \theta \log m, \quad (3.9)$$

onde $\theta = 0.84$ radianos, e podemos finalmente escrever Y' como:

$$Y' = \log \left(\frac{\mathcal{L}^{\cos \theta}}{m^{\sin \theta}} \right), \quad (3.10)$$

que melhor mostra a relação funcional entre $\log \mathcal{L}$ e $\log m$ para ambas as populações.

Na falta de um nome para melhor descrever esta variável, denominamos Y' de *índice de classificação planetária*, já que ela serve para classificar o planeta em cada uma das duas populações de acordo com o seu momento angular e massa. A Fig. 3.10 representa a distribuição da variável Y' para ambas as populações. Se o planeta possui $Y' = 33.1$ existe uma probabilidade de 50% de que este pertença a qualquer população. Na Fig. 3.10 está marcada a região onde o planeta possui uma probabilidade maior que 75% de pertencer a uma população. Desta maneira a nova variável Y' será utilizada para melhor classificar o planeta. Para $Y' > 33.1$ ou $Y' < 33.1$, o planeta será classificado como pertencente à Pop. α ou Pop. β , respectivamente. Na Tab. ?? encontra-se a classificação de cada planeta utilizado na amostra.

No Cap. 1, trabalhamos com uma amostra de 726 exoplanetas, com uma quantidade significativa de planetas de baixa massa, planetas rochosos ou neptunianos. As missões CoRoT (Auvergne et al., 2009), Kepler (Borucki, 2010) e HARPS (Mayor et al., 2003) são alguns programas de detecção exoplanetária que estão aumentando sistematicamente a estatística de planetas de baixa massa. Para todos os planetas dessa amostra mais recente, calculamos o índice de classificação planetária Y' . A relação entre $\log \mathcal{L}$ –massa para essa nova amostra está representada na Fig. 3.11. Nos painéis A e B o momento angular foi calculado seguindo Eq. 3.5 e Eq. 3.4, respectivamente. Em ambos os painéis, planetas com $Y' \leq 33.1$, que define a Pop. β em nossa análise, estão representados por

círculos vermelhos, e aqueles com $Y' > 33.1$, Pop. α , estão representados por círculos azuis. As relações lineares representadas pelas curvas pretas são aquelas obtidas com a nossa primeira amostra.

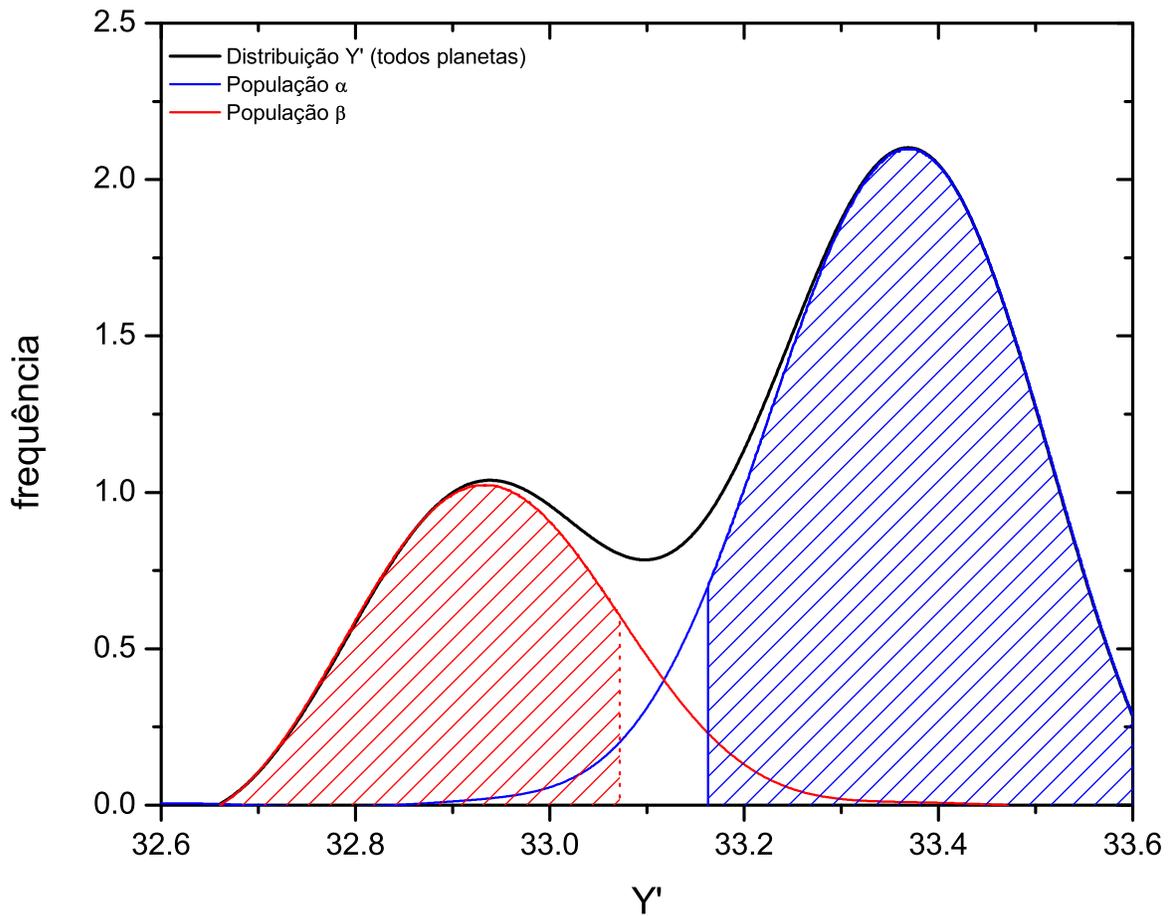


Figura 3.10: A distribuição do valor de Y' para ambas populações. As áreas hachuradas representam a região de probabilidade igual a 75% para um planeta ser classificado em uma população respectiva.

Podemos ver claramente que, mesmo com o aumento de nossa amostra, a distinção entre as duas populações através das duas relações lineares é evidente e nossa classificação continua sendo válida. Ademais, a distinção entre as populações independe da forma como calculamos o momento angular, validando a forma como obtivemos o nosso índice de classificação planetária Y' . Finalmente, com a amostra devidamente separada em duas aparentes populações distintas pelo processo de migração que cada uma sofreu, podemos estudar suas principais propriedades para que possamos entender esta segregação.

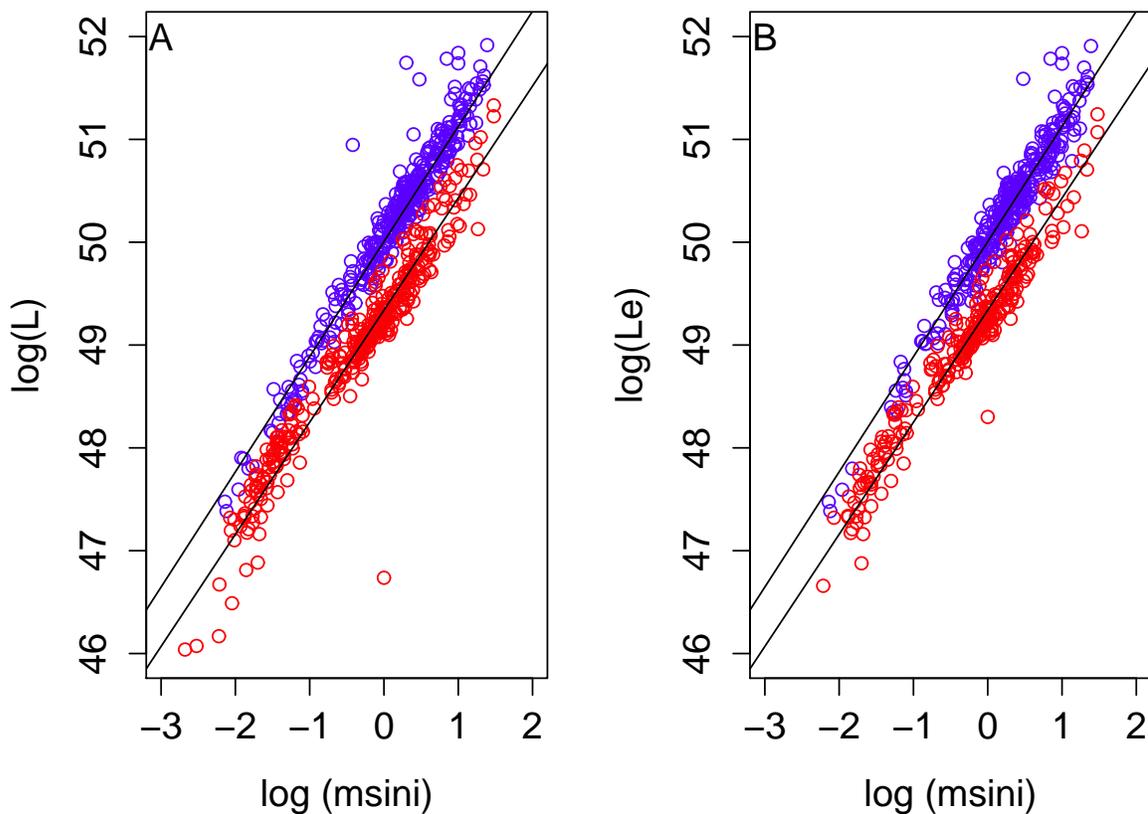


Figura 3.11: Mesma relação apresentada na Fig. 3.8A de $\log \mathcal{L}$ -massa, mas agora, com uma amostra mais recente. No painel A, $\log \mathcal{L}$ foi calculado a partir da Eq. 3.1, já no painel B, $\log \mathcal{L}_e$ foi calculado a partir da Eq. 3.4. Vemos que continua a existir duas correlações diferentes de $\log \mathcal{L}$ com a massa planetária. Aqui as duas populações, α e β , estão representadas pelas cores azul e vermelho, respectivamente.

3.5 Propriedades das populações

A Fig. 3.12 mostra 47 sistemas planetários conhecidos e o Sistema Solar, onde seus planetas estão classificados de acordo com uma das populações definidas na sessão anterior. Além disso, eles não estão ordenados pelo semieixo maior e, sim, por Y' em cada sistema. Percebemos que a maioria dos sistemas planetários possuem planetas classificados apenas em uma delas. Mas, por exemplo, o sistema 55 Cnc possui planetas classificados em ambas. Sob a hipótese de que cada população sofreu um processo diferente de migração,

cada sistema planetário é formado por planetas que sofreram *preferencialmente* o mesmo processo de migração, mas isto não significa que em cada sistema planetário o mesmo tipo de migração irá ocorrer. Destacamos a excepcionalidade do Sistema Solar: nenhum sistema conhecido é similar a ele neste gráfico.

Na Fig. 3.13 analisamos o momento angular total dos sistemas exoplanetários, que era um dos objetivos propostos inicialmente. Para isto, realizamos o seguinte cálculo:

$$LS = \log \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_f}, \quad (3.11)$$

onde, \mathcal{L} é soma do momento angular orbital dos planetas, \mathcal{L}_f é o momento angular rotacional estelar. \mathcal{L}_f foi estimado segundo: $\mathcal{L}_s = M_e R_e v \sin i$; onde R_e é o raio estelar e $v \sin i$ é a velocidade de rotação projetada da estrela.

Em oposição ao que ocorre em nosso Sistema Solar, onde a maior parte do momento angular do sistema está concentrada nos movimento orbital planetário, e não no Sol, os sistemas exoplanetários conhecidos não parecem ter a mesma característica; o maior valor de LS não ultrapassa 100. Mas, vale ressaltar que a velocidade de rotação estelar nem sempre é bem determinada e pode possuir uma margem de erro muito grande. Além do mais, o valor obtido é $v_{rot} \sin i$, logo, assim como para a massa do planeta, existe um fator de projeção observacional desconhecido. Não somente a velocidade de rotação, mas também, o raio estelar também é dificilmente calculado. Apenas para estrelas com planetas observados via trânsito, a estimativa do valor do raio estelar é melhor obtida. Apesar disso, esta Fig. 3.13 apresenta outra características: sistemas cujos planetas pertencem a Pop. β tendem a ter o momento angular concentrado na estrela. Já aqueles sistemas com planetas pertencentes a Pop. α tem a ter momento angular concentrado no movimento orbital planetário.

O estudo da massa estelar é importante para o processo de migração que um planeta irá sofrer, uma vez que o tempo de dispersão do disco é dependente da massa da estrela,

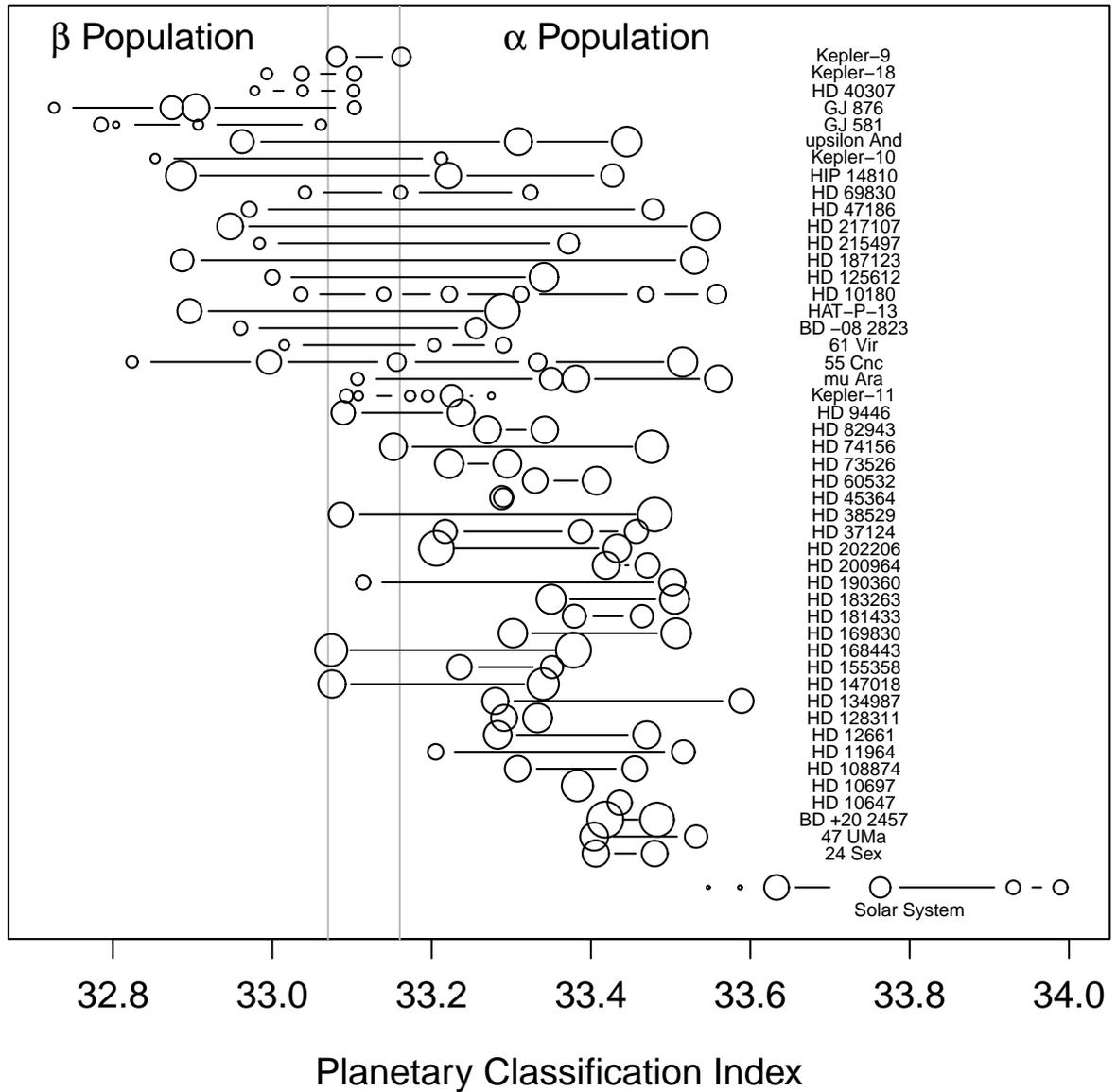


Figura 3.12: Classificação dos sistemas planetários conhecidos e o Sistema Solar, de acordo com população β ou população α . A linha tracejada delimita o limite superior (inferior) ao valor de Y' , para que o planeta possa ser classificado corretamente como pertencente a Pop. $\beta(\alpha)$, com significância maior que 75%. O tamanho dos círculos são proporcionais à massa do planeta.

como mostraram Kennedy & Kenyon (2009). Desta forma, quanto maior for o tempo de dispersão do disco, maior será o tempo de interação entre planeta e disco, de modo que o planeta sofrerá um processo de migração mais intensa. Como vimos também, o pro-

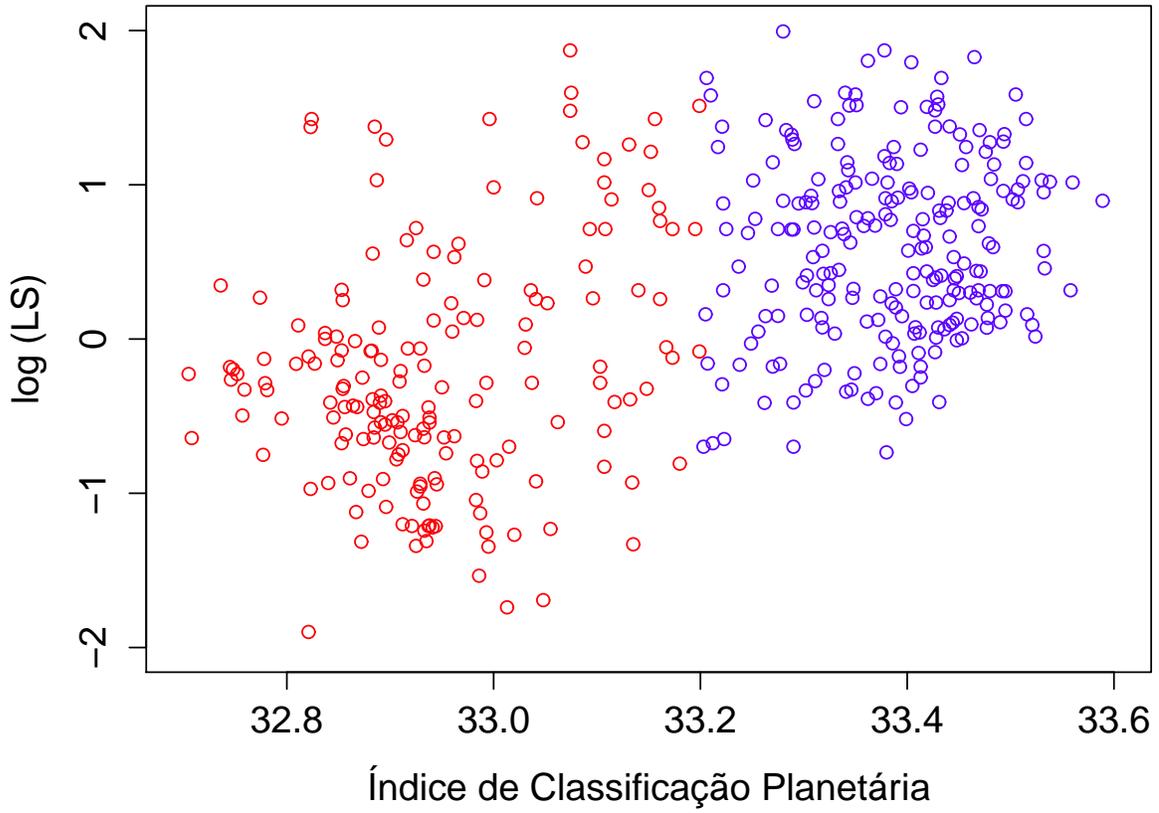


Figura 3.13: Este gráfico mostra a razão do \mathcal{L} orbital do sistema planetário com o \mathcal{L} rotacional da estrela, LS , em função do índice de classificação planetária Y' . Apesar do resultado ser bem diferente em comparação com o caso do Sistema Solar, onde o \mathcal{L} é concentrado no movimento orbital planetário, sistemas com planetas pertencentes à Pop. α (círculos azuis) possuem uma razão superior em comparação aos sistemas com planetas na Pop. β (círculos vermelhos). O valor de Y' neste gráfico, representa sua média para cada sistema.

cesso de migração Tipo I é influenciado pela massa da estrela, assim como pela densidade superficial, velocidade angular e densidade do disco. Por outro lado, o processo de migração tipo II é proporcional principalmente à viscosidade do disco. Por estas motivações, representamos as distribuições cumulativas das massas estelares de cada população na Fig. 3.14A. Claramente, podemos ver que as distribuições diferem entre si, e aplicando o teste K-S confirmamos, com *valor - p* = 4.1×10^{-6} , a hipótese de que as amostras não pertencem a mesma população.

Como já comentamos no Cap. 2 o tipo de migração que um dado planeta irá sofrer depende de sua massa. Planetas de massa pequena intermediária sofrem migração tipo I, e planetas mais massivos sofrem migração tipo II. Logo, é esperado que as distribuições de massa de ambas as populações também sejam diferentes. E, de fato, é o que ocorre, como está representado na Fig. 3.14B. Existe uma maior fração de planetas de baixa massa pertencentes à população β . No trabalho apresentado por Udry, Mayor & Santos (2003), já havia sido indicado que planetas de baixa massa, $m \sin i \leq 2 M_J$, sofreriam um processo de migração mais intenso do que aqueles planetas de maior massa, já que devido à inércia destes, eles tenderiam a perder menos momento angular para o disco.

A Fig. 3.14C mostra as distribuições de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de ambas as populações. A metalicidade não parece ser um parâmetro tão relevante para a segregação das populações, apesar de suspeitarmos que ela deva influenciar a perda de momento angular orbital do planeta. Mas, reforçando o resultado da sessão anterior, a metalicidade, por si só, não é um parâmetro suficiente para determinar a perda de momento angular orbital nos planetas.

Finalmente, a Fig. 3.14D mostra as distribuições de excentricidade de ambas as populações. Não há dúvidas que, durante a evolução orbital de cada uma delas, os planetas da Pop. β tendem a uma órbita circular, enquanto que os planetas da Pop. α possuem uma distribuição de excentricidade bem mais alargada. Este fato não se deve à maneira como calculamos o $\log \mathcal{L}$, Eq. 3.1, pois, mostramos na Fig. 3.11 que mesmo levando em conta a excentricidade no cálculo de $\log \mathcal{L}$, a distribuição dos planetas no plano $\log \mathcal{L}$ –massa continua seguindo as relações lineares obtidas na seção anterior.

Finalmente, investigamos nosso método de classificação, ao comparar nossos resultados com um trabalho envolvendo taxonomia de planetas extrassolares realizado por Marchi et al. (2009). Neste trabalho, eles identificaram 6 grupos, cada um com características diferentes, através da *Análise de Componente Principal* (ACP) e da *Análise de Grupos*. O objetivo de utilizar a ACP é combinar as variáveis de entrada de forma a mostrar aquelas

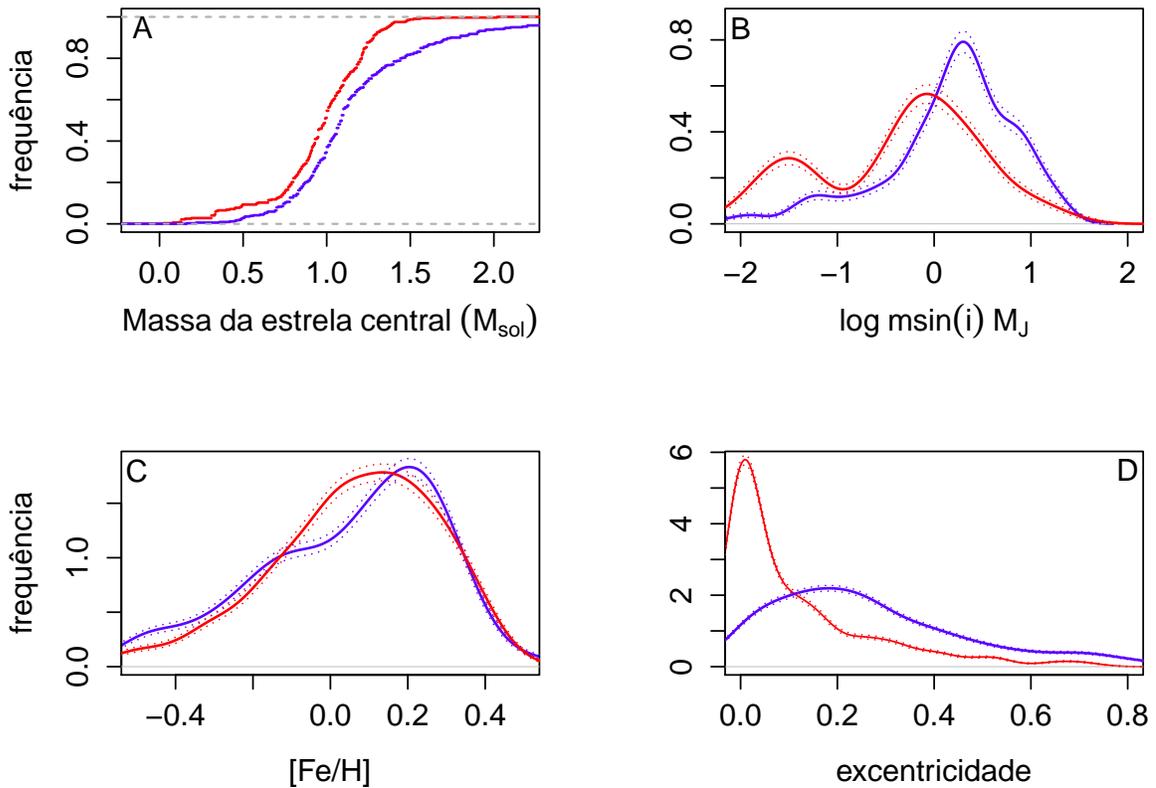


Figura 3.14: Para todos os painéis, Pop. α e β são representadas por linhas azul e vermelha, respectivamente. *Painel A*: Distribuição cumulativa da massa das estrelas de ambas as populações. O teste K-S indicou que ambas as amostras não pertencem à mesma população. A massa estelar possui influência direta no processo de migração tipo I, e deve portanto ser uma das causas da segregação entre as duas populações. *Painel B*: Distribuição de densidade de probabilidade da massa planetária de cada população. A massa planetária também é importante para o processo de migração que cada planeta irá sofrer, já que planetas de mais baixa massa, devido a sua menor inércia, tendem a sofrer um processo de migração mais intenso. *Painel C*: Distribuição de densidade de probabilidade da metalicidade das populações. Apesar de esperarmos que estrelas mais ricas em metais tenderiam a possuir planetas que sofressem um processo mais efetivo de migração, aparentemente a metalicidade das estrelas de ambas as populações não apresentam diferenças significativas para a considerarmos como um parâmetro relevante para a segregação encontrada. *Painel D*: Distribuição de densidade de probabilidade da excentricidade das populações. Os planetas da Pop. β possuem menor excentricidade em comparação com os da Pop. α . Outro indício de que as populações devem ter passado por diferentes processos de formação.

de maior importância. As variáveis de entrada foram: massa planetária, período orbital, semieixo maior, excentricidade, inclinação, massa e metalicidade estelar. Já a Análise de Grupos consiste em encontrar grupos em um conjunto de dados. Cada grupo é formado por elementos que tenham certa homogeneidade, por exemplo mesma massa planetária. Além disso, elementos de diferentes grupos devem ser bem distintos.

Nosso interesse principal era testar a hipótese nula que os dois os métodos de classificação eram independentes. Para tal propósito, utilizamos o *teste da tabela de contingência*. Se rejeitarmos a hipótese nula através deste teste, podemos concluir que pode haver alguma interação entre os dois métodos de classificação. Abaixo está uma tabela relacionando o número de planetas em ambas classificações:

	Pop α	Pop β
C1	8	48
C2	9	24
C3	5	9
C4	10	21
C5	30	12
C6	38	25

Tabela 3.4: Tabela utilizada para o teste da tabela de contingência. Estão representados a quantidade de planetas observados em ambas as classificações.

Para maiores detalhes sobre as características de cada grupo, recomendamos a leitura de (Marchi et al., 2009). Resumimos as principais características de cada grupo abaixo:

- C1: caracterizado por planetas subjovianos ($m \sin i < 1 M_J$) e jovianos ($m \sin i \approx 1 M_J$), $a < 1$ UA, baixa excentricidade média e metalicidade supersolar;
- C2: planetas subjovianos, $a < 1$ UA, baixa excentricidade, massa estelar e metalicidade subsolares;
- C3: planetas rejeitados pelos outros grupos. São basicamente planetas jovianos e metalicidade supersolar;

- C4: basicamente planetas jovianos, com semieixo maior relativamente grande, orbitando estrelas de massa solar e com larga distribuição de metalicidade;
- C5: planetas superjovianos, $a > 1$ UA, estrelas massivas e com metalicidade subsolar;
- C6: Basicamente igual ao grupo C5, porém com metalicidade supersolar e excentricidade média alta.

Ao aplicarmos o teste para os planetas classificados por Marchi et al. (2009), rejeitamos a hipótese nula, com um nível de 95% de confiança, que as duas classificações são independentes. Isso fica claro ao notarmos que a maior parte da Pop. α pertence ao grupos C4, C5 e C6, grupos compostos por planetas mais massivos em órbita de estrelas mais massivas. Já a Pop. β tem a maioria dos planetas pertencentes aos grupos C1 e C2, que são compostos por planetas de menor massa e de baixa excentricidade.

Capítulo 4

Conclusões

Nesta dissertação, apresentamos as principais técnicas de detecção de planetas extrassolares e o trabalho que vem sendo feito para que, em breve, a detecção de um planeta semelhante à Terra seja realizada e, mais ainda, que seja caracterizado por suas propriedades físicas onde poderemos inferir quanto sua habitabilidade. Mostramos também o que se sabe sobre a formação planetária. Fizemos um breve resumo, onde estudamos o colapso de uma nuvem molecular para a formação de uma estrela com um disco protoplanetário circundante, a formação de planetesimais através dos grãos de poeira e como os planetesimais darão origem aos embriões planetários, estes que finalmente darão origem tanto a planetas terrestres como planetas gasosos.

A razão do estudo do processo de formação de planetas terrestres é, de certa forma, óbvia, uma vez que a Terra é um planeta terrestre favorável ao surgimento e desenvolvimento da vida; logo, estudar os processos de formação destes planetas implica em conhecer um pouco mais de nosso planeta e entendermos as condições que o levaram a ser habitável. Por outro lado, a importância do estudo da formação dos planetas gasosos não é tão imediata assim. Entretanto, modelos de sistemas planetários mostram que eles são de grande importância para a eficiência na entrega de materiais voláteis, tal como a água, na Z.H. do sistema. Em nosso Sistema Solar, Júpiter também serve como uma proteção para os

planetas mais internos reduzindo a taxa de impacto de corpos menores. Vemos que a formação dos planetas gasosos também é importante para a formulação de teorias que descrevam as origens e evolução de planetas terrestres capazes de sustentar a vida. Além do que, com a detecção de planetas extrassolares, ficou evidente a diversidade de sistemas planetários, e os modelos de formação devem ser capazes de reproduzir o que observamos.

O avanço nas técnicas de detecção vem aumentando rapidamente o número de planetas extrassolares conhecidos; desta forma, somos capazes de analisar estatisticamente as distribuições das características dos planetas, tais como massa, período orbital, e também das propriedades de estrelas que possuem planetas em sua órbita. Assim, encontramos vínculos para os processos de formação e relações entre as propriedades dos planetas e das estrelas. Entretanto, como vimos em nossa análise ao revisar algumas tendências apontadas na literatura, as conclusões devem ser feitas com cuidado, uma vez que o aumento do número da amostra de planetas conhecidos pode derrubar alguma tendência apontada anteriormente.

Encontrar correlações entre as propriedades dos planetas, hoje em dia, pode não ser tão complicado, bastando possuir conhecimento em alguma ferramenta de análise estatística. Todavia, sair procurando correlações ao léu sem nenhum tato científico pode resultar em um trabalho perdido. Vendo assim, nesta dissertação estudamos a distribuição de *momento angular orbital* dos planetas extrassolares motivados pela própria característica de nosso Sistema Solar. Deste estudo, encontramos um resultado inesperado: a relação $\log \mathcal{L} - \log m \sin i$, relação que nos indicou a presença de duas populações planetárias. Após distinguirmos as duas populações, partimos para uma investigação sobre as propriedades de cada uma, mostrando as principais diferenças entre elas.

Nosso trabalho consistiu principalmente em uma análise estatística e numa comparação com resultados de formação e migração planetária encontrados na literatura. Devemos ressaltar que, apesar de nossa análise inicial ter sido feita com dados de planetas de

2007, esta relação encontrada por nós continua a distinguir as duas populações planetárias mesmo com os dados atuais. Para um melhor entendimento da distinção destas duas populações, poderia ser realizada uma modelagem dos processos de migração que levariam à distinção de ambas populações.

E, finalmente, devemos perceber toda a importância na formação de sistemas planetários e detecção destes, pois, desta forma, podemos compreender um pouco mais de nós mesmos e quem sabe dar mais valor ao nosso *pálido ponto azul*.

Capítulo 5

Apêndice A

Este apêndice tem como intuito apresentar os métodos estatísticos aplicados na realização de nosso trabalho. Vale ressaltar que noções básicas em estatística são um pré-requisito para melhor compreensão do conteúdo. Serão apresentados o método de estimação de densidades por kernel gaussiano e dois testes estatísticos não paramétricos.

5.1 Estimação de densidades por kernel gaussiano

Quando não é possível descrever a distribuição de densidade de probabilidade real de uma variável através de uma distribuição conhecida, podemos lançar mão de uma estatística não paramétrica. Como exemplo mais conhecido e mais simples para estimar as densidades podemos citar o histograma. Este método de estimação pode ser descrito da seguinte forma:

- Seja h uma janela de variação da variável t ;
- $\hat{f}_h(t)$ é igual ao número de objetos que caem em $(t - h, t + h]$ dividido pelo número total de objetos, n , e pela dimensão da janela (h).

Foi desta forma que montamos os diversos histogramas, com $\hat{f}_h(t)$ sendo o estimador de densidade de probabilidade, apresentados nesta dissertação. Entretanto, quando a amostra de dados é pequena, o histograma pode não representar muito bem a distribuição de densidades. Uma maneira de contornar este problema é partir para a *estimação de densidades por kernel gaussiano*. Se $x_i, i = 1, \dots, n$, representa uma amostra de variável aleatória independente, a estimação de densidades de probabilidade por kernels é representada da seguinte forma:

$$\hat{f}_h(t) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K\left(\frac{x - x_i}{h}\right) \quad (5.1)$$

onde K é a função kernel que suavizará o estimado de densidade de probabilidade e ela deve satisfazer

$$K(t) \geq 0, \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} K(t)dt = 1 \quad (5.2)$$

O kernel que utilizamos foi um kernel gaussiano na forma:

$$K\left(\frac{x - x_i}{h}\right) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{(x-x_i)^2}{2h^2}}, \quad (5.3)$$

onde podemos definir h , que corresponde à largura da gaussiana, como o desvio padrão (ou erro) da variável x_i . Vemos que cada ponto do estimador é representado pela soma das distribuições do kernel em torno deste ponto; desta forma, a distribuição fica mais suavizada.

5.2 Testes estatísticos não paramétricos

A estatística não paramétrica tem como principal característica a não existência de suposição quanto à distribuição de uma variável populacional. Ela independe dos parâmetros populacionais e de suas respectivas estimativas. Desta forma, quando a variável popula-

cional analisada não seguir uma distribuição conhecida, e/ou as amostras forem pequenas, podemos aplicar um teste não paramétrico. Os testes desta estatística possuem aplicações interessantes quando desejamos analisar os dados de uma maneira mais qualitativa. As vantagens do método são as seguintes:

- podem ser aplicados a uma ampla diversidade de situações, uma vez que não exigem populações distribuídas normalmente;
- os métodos não paramétricos envolvem, de maneira geral, cálculos mais simples do que seus correspondentes paramétricos, sendo assim, mais fáceis de entender;
- não é necessário conhecer os parâmetros amostrais;
- aplicabilidade a pequenas amostras.

Porém, além das vantagens, ele possui certas limitações:

- existe uma perda de informação, devido ao fato que os dados numéricos são geralmente reduzidos a uma forma qualitativa;
- devido a sua baixa eficiência em comparação aos métodos paramétricos, é necessário de certa forma, uma amostra maior para rejeitarmos uma hipótese nula.

Veremos a seguir dois testes não paramétricos aplicados no trabalho apresentado.

5.2.1 O teste Kolmogorov-Smirnov

O teste Kolmogorov-Smirnov (K-S) é um teste não paramétrico onde é testada a hipótese nula de que duas amostras provenham da mesma população. O teste envolve as distribuições cumulativas de probabilidade de ambas as amostras. A função de distribuição

cumulativa é definida da seguinte forma:

$$F_n(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \begin{cases} 1 & \text{se } y_i \leq x \\ 0 & \text{se } y_i > x \end{cases} \quad (5.4)$$

Então, se n eventos são localizados entre os valores de x_i , $i = 1, \dots, n$, a função $F_n(x)$ fornece-nos a fração de objetos localizados à esquerda de (i.e., menores do que) um dado valor de x . A estatística K-S utiliza o valor absoluto, D , da máxima diferença entre duas funções de distribuição cumulativas:

$$D = \max |F_n(x) - G(x)|, \quad (5.5)$$

onde $G(x)$ pode ser tanto uma distribuição cumulativa conhecida ou outra distribuição empírica, como $F_n(x)$.

O nível de significância de um valor de D , para rejeitarmos a hipótese nula de que duas distribuições cumulativas empíricas são iguais, é dado por:

$$P(D > \text{observado}) = Q_{KS} \left(\sqrt{\frac{N_1 N_2}{N_1 + N_2}} D \right), \quad (5.6)$$

onde N_1 e N_2 são os números de pontos de cada uma das distribuições.

$Q_{KS}(\lambda)$ é conhecida como a distribuição Kolmogorov e, para grandes valores de n , é dada por:

$$Q_{KS}(\lambda) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j-1} e^{-2j^2 \lambda^2}; \quad (5.7)$$

onde λ é o valor observado de D . O nível de significância será tão melhor quanto maior forem os números de pontos de cada distribuição.

5.2.2 O teste de Mann-Whitney

Este teste testa a hipótese nula de que as médias de duas populações por exemplo, A e B , sejam iguais. Para isto, partimos da hipótese nula de que as distribuições de A e B sejam iguais.

Seja A_1, A_2, \dots, A_{n_A} e B_1, B_2, \dots, B_{n_B} amostras aleatórias de A e B com tamanhos n_A e n_B respectivamente. A aplicação do teste segue uma receita simples de ser seguida:

1. arrumamos os $n_A + n_B$ dados em ordem crescente;
2. assinalamos um ranque a cada observação em função da ordem;
3. observações iguais recebem um ranque médio entre os ranques que receberiam;
4. a soma dos ranques das n_A observações é w_A ;
5. calcule $w_B = \frac{(n_A+n_B)(n_A+n_B+1)}{2} - w_A$;
6. encontre na tabela de valores críticos¹ w_α , para duas amostras de tamanho n_A e n_B ;
7. Se $w_A \leq w_\alpha$ e $w_B \leq w_\alpha$, a hipótese nula é rejeitada.

Quando tanto n_A e n_B forem superior a 8, as distribuições w_A e w_B podem ser aproximadas por gaussianas com média e :

$$\mu_{w_A} = \frac{n_A(n_A + n_B + 1)}{2} \quad (5.8)$$

$$\sigma_{w_A}^2 = \frac{n_A n_B (n_A + n_B + 1)}{12} \quad (5.9)$$

E assim usamos a estatística $Z_0 = \frac{w_A - \mu_{w_A}}{\sigma_{w_A}}$, que é baseada em uma distribuição normal padrão.

¹A tabela pode ser encontrada por uma busca por: “critical values of the Mann-Whitney” ou em www.saburchill.com/IBbiology/downloads/002.pdf

5.2.3 Teste da tabela de contingência

Este teste nos interessa quando queremos saber se dois métodos de classificação são estatisticamente diferentes. Para isso, comparamos um método de classificação com c níveis, com outro método diferente com r níveis. Sendo O_{ij} a frequência observada do nível i do primeiro método de classificação no nível j do segundo método de classificação, o resultado é mostrado como uma tabela, chamada de *tabela de contingência*, na forma:

	1	2	...	c
1	O_{11}	O_{12}	...	O_{1c}
2	O_{21}	O_{22}	...	O_{2c}
\vdots	\vdots	\vdots	...	\vdots
r	O_{r1}	O_{r2}	...	O_{rc}

Tabela 5.1: Tabela de contingência $r \times c$

Nosso interesse é testar a hipótese de que os métodos de classificações das colunas e linhas são independentes. Se rejeitarmos a hipótese, pode existir uma interação entre os métodos. A aproximação que faremos a seguir serve para um grande número de objetos, n , da amostra.

Sendo p_{ij} a probabilidade de que um elemento sorteado aleatoriamente caia na i -ésima cédula; então, $p_{ij} = u_i v_j$, onde u_i é a probabilidade de que um elemento selecionado aleatoriamente pertença à linha de classe i e, v_j é a probabilidade de que um elemento selecionado aleatoriamente pertença à coluna de classe j . Assumindo que eles são independentes, podemos construir os estimadores de u_i e v_i como:

$$\hat{u}_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^c O_{ij}, \quad \hat{v}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^r O_{ij} \quad (5.10)$$

Logo, a frequência esperada para cada cédula é:

$$E_{ij} = n\hat{u}_i\hat{v}_j = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^c O_{ij} \sum_{i=1}^r O_{ij} \quad (5.11)$$

Finalmente, para valores de n grandes, a estatística:

$$\chi_0^2 = \sum_{j=1}^c \sum_{i=1}^r \frac{(O_{ij} - E_{ij})^2}{E_{ij}} \quad (5.12)$$

possui uma distribuição χ_0^2 aproximada com $(r-1)(c-1)$ graus de liberdade, se a hipótese nula for verdadeira. Logo, nós rejeitaríamos a hipótese de independência entre os métodos se o valor observado do teste χ_0^2 exceder $\chi_{\alpha, (r-1)(c-1)}^2$.

Capítulo 6

Apêndice B

6.1 Amostra e resultados finais

Na tabela abaixo (Tab. ??), apresentamos os dados utilizados nesta dissertação. Estão representados: o nome, massa ($m \sin i$) — em unidades de M_J —, período (P) — em unidades de dia —, semieixo maior (a) — em unidades de UA —, e excentricidade (e) do planeta, além da classe espectral (C.E.), massa (M_e) — em unidades de M_\odot e metalicidade ($[Fe/H]$) da estrela. Aqueles planetas que foram utilizados na amostra do Cap. 3 receberam um sinal (*) ao lado de seu nome, para distingui-los dos planetas descobertos posteriormente. No cabeçalho da tabela, omitimos as unidades das variáveis por questão de espaço.

Tabela 6.1:

dados

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	$[Fe/H]$	Pop.
111 Com b	19.4	326.03	1.29	0.231	G8 III	2.7	-0.35	α
11 UMi b	10.5	516.22	1.54	0.08	K4III	1.8	0.04	α
14 And b	4.8	185.84	0.83	0	K0III	2.2	-0.24	α
14 Her b*	4.64	1773.4	2.77	0.369	K0 V	0.9	0.43	α
16 Cyg B b*	1.68	799.5	1.68	0.689	G2.5 V	1.01	0.08	α
18 Del b	10.3	993.3	2.6	0.08	G6III	2.3	-0.052	α
1RXS1609 b	14		330		K7V	0.73		β
24 Sex b	1.99	452.8	1.333	0.09	G5	1.54	-0.03	α
24 Sex c	0.86	883	2.08	0.29	G5	1.54	-0.03	α
2M 044144 b	7.5		15		M8.5	0.02		β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
2M 0746+20 b	30	4640	2.897	0.487		0.12		β
2M 2140+16 b	20	7340	3.53	0.26		0.08		β
2M 2206-20 b	30	8686	4.48	0		0.13		β
2M1207 b	4		46		M8	0.025		β
30 Ari B b	9.88	335.1	0.995	0.289	F6V	1.13	0.07	α
4 Uma b*	7.1	269.3	0.87	0.432	K1III	1.234	-0.25	α
42 Dra b	3.88	479.1	1.19	0.38	K1.5III	0.98	-0.46	α
47 Uma b	2.53	1078	2.1	0.032	G0V	1.03		α
47 Uma c	0.54	2391	3.6	0.098	G0V	1.03		α
47 Uma d	1.64	14002	11.6	0.16	G0V	1.03		α
51 Peg b	0.468	4.23077	0.052	0	G2 IV	1.11	0.2	β
55 Cnc b*	0.824	14.651262	0.1148	0.0159	K0IV-V	0.905	0.31	β
55 Cnc c*	0.169	44.3446	0.2403	0.053	K0IV-V	0.905	0.31	β
55 Cnc d*	3.835	5218	5.76	0.025	K0IV-V	0.905	0.31	α
55 Cnc e*	0.027	0.7365449	0.0156	0.06	K0IV-V	0.905	0.31	β
55 Cnc f *	0.144	260.7	0.781	2e-04	K0IV-V	0.905	0.31	α
6 Lyn b	2.4	899	2.2	0.134	K0IV	1.7	-0.13	α
61 Vir b	0.016	4.215	0.050201	0.12	G5V	0.95	-0.01	β
61 Vir c	0.0573	38.021	0.2175	0.14	G5V	0.95	-0.01	β
61 Vir d	0.072	123.01	0.476	0.35	G5V	0.95	-0.01	α
7 CMa b	2.6	763	1.9	0.14	K1 III	1.52	0.21	α
70 Vir b	6.6	116.67	0.48	0.43	G4 V	0.92	-0.11	β
81 Cet b	5.3	952.7	2.5	0.206	G5III	2.4	-0.06	α
91 Aqr b	2.9	182	0.3		K0 III		-0.085	β
AB Pic b	13.5		275		K2 V		-0.64	β
alf Ari b	1.8	380.8	1.2	0.25	K2III	1.5	-0.09	α
BD +48 738 b	0.91	392.6	1	0.2	K0III	0.74	-0.2	α
BD-082823 b	0.045	5.6	0.056	0.15	K3V	0.74	-0.07	β
BD-082823 c	0.33	237.6	0.68	0.19	K3V	0.74	-0.07	α
BD -10 3166 b*	0.48	3.487	0.046	0.05	G4 V	0.99	0.5	β
BD14 4559 b	5.1	655.6	1.34	0.54	K5V	0.74	-0.03	α
BD-17 63 b	1.47	268.94	0.777	0.29	K2V	0.86	0.1	α
BD20 2457 b	21.42	379.63	1.45	0.15	K2II	2.8	-1	α
BD20 2457 c	12.47	621.99	2.01	0.18	K2II	2.8	-1	α
Pic b	8	7300	8.5	0.17	A6V	1.8		α
CD-35 2722 b	31		67		M1V	0.4	0.04	β
CFBDS 1458 b	6.5	14600	2.6		T9.5	0.024		β
CHXR 73 b	12		200		M3.25	0.35		β
CoRoT-1 b	1.03	1.5089557	0.0254	0	G0V	0.95	-0.3	β
CoRoT-10 b	2.75	13.2406	0.1055	0.53	K1V	0.89	0.26	β
CoRoT-11 b	2.33	2.99433	0.0436	0	F6V	1.27	-0.03	β
CoRoT-12 b	0.917	2.828042	0.04016	0.07	G2V	1.078	0.16	β
CoRoT-13 b	1.308	4.03519	0.051	0	G0V	1.09	0.01	β
CoRoT-14 b	7.6	1.51214	0.027	0	F9V	1.13	0.05	β
CoRoT-16 b	0.535	5.35227	0.0618	0.33	G5V	1.098	0.19	β
CoRoT-17 b	2.45	3.768125	0.0461	0	G2V	1.04		β
CoRoT-18 b	3.47	1.9000693	0.0295	0.08	G9V	0.95	-0.1	β
CoRoT-19 b	1.11	3.89713	0.0518	0.047	F9V	1.21	-0.02	β
CoRoT-2 b	3.31	1.7429964	0.0281	0	G7V	0.97		β
CoRoT-20 b	4.24	9.2	0.0902	0.562	G2V	1.14	0.14	β
CoRoT-21 b	2.26	2.72474	0.0417	0	FIV8	1.29		β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
CoRoT-23 b	2.8	3.6314	0.0477	0.16	G0V	1.14	0.05	β
CoRoT-3 b	21.66	4.2568	0.057	0	F3V	1.37	-0.02	β
CoRoT-4 b	0.72	9.20205	0.09	0	F8V	1.1	0.05	β
CoRoT-5 b	0.467	4.0378962	0.04947	0.09	F9V	1	-0.25	β
CoRoT-6 b	2.96	8.886593	0.0855	0.1	F9V	1.055	-0.2	β
CoRoT-7 b	0.0151	0.853585	0.0172	0	K0V	0.93	0.03	β
CoRoT-7 c	0.0264	3.698	0.046	0	K0V	0.93	0.03	β
CoRoT-8 b	0.22	6.21229	0.063	0	K1V	0.88	0.3	β
CoRoT-9 b	0.84	95.2738	0.407	0.11	G3V	0.99	-0.01	β
CT Cha b	17		440		K7			β
DH Tau b	11		330		M0.5V	0.37		β
DP Leo b	6.05	10230	8.19	0.39	AM Her	0.69		α
epsilon Eri b*	1.55	2502	3.39	0.702	K2 V	0.83	-0.13	α
epsilon Tau b*	7.6	594.9	1.93	0.151	K0 III	2.7	0.17	α
Fomalhaut b	3	320000	115	0.11	A3 V	2.06		α
FU Tau b	15		800		M7.25	0.05		β
gamma Leo A b	8.78	428.5	1.19	0.144	K0III	1.23	-0.51	α
gamma Cep b*	1.85	903.3	2.05	0.049	K1III-IV	1.4	0.18	α
GJ 1214 b	0.02	1.58040482	0.014	0.27	M	0.153	0.39	β
GJ 176 b	0.0265	8.7836	0.066	0	M2.5V	0.49	-0.1	β
GJ 3021 b	3.37	133.71	0.49	0.511	G6 V	0.9	0.1	β
GJ 317 b*	1.8	691.78	1.15	0.11	M3.5	0.42	0.36	β
GJ 317 c	2	10000	30	0.81	M3.5	0.42	0.36	α
GJ 3634 b	0.022	2.64561	0.0287	0.08	M2.5	0.45		β
GJ 433 b	0.0182	7.3709	0.058	0.08	M1.5	0.48	-0.22	β
GJ 433 c	0.14	3693	3.6	0.17	M1.5	0.48	-0.22	α
GJ 436 b*	0.0737	2.6438986	0.02887	0.15	M2.5	0.452	-0.32	β
GJ 667C b	0.01718	7.199	0.0504	0.09	M1.5V	0.33	-0.55	β
GJ 667C c	0.0134	28.13	0.1251	0.34	M1.5V	0.33	-0.55	β
GJ 674 b*	0.037	4.6938	0.039	0.2	M2.5	0.35	-0.28	β
GJ 676A b	4	989	1.61	0.29	M0V	0.71	0.18	α
GJ 832 b	0.64	3416	3.4	0.12		0.45	-0.31	α
GJ 849 b*	0.99	1852	2.35	0.04	M3.5	0.49	0.16	α
GJ 179 b	0.82	2288	2.41	0.21	M3.5	0.357	0.3	α
GJ 581 b*	0.05	5.36865	0.041	0.031	M2.5V	0.31	-0.135	β
GJ 581 c*	0.017	12.9182	0.073	0.07	M2.5V	0.31	-0.135	β
GJ 581 d*	0.019	66.64	0.22	0.25	M2.5V	0.31	-0.135	β
GJ 581 e	0.0061	3.14945	0.028	0.32	M2.5V	0.31	-0.135	β
GJ 649 b	0.328	598.3	1.135	0.3	M1.5	0.54	0.08	α
GJ 785 b	0.053	74.72	0.32	0.13	K1V	0.78	0.08	α
GJ 86 b	4.01	15.766	0.11	0.046	K1V	0.8	-0.24	β
GJ 876 b*	2.2756	61.1166	0.208317	0.0324	M4 V	0.334	0.05	β
GJ 876 c*	0.7142	30.0881	0.12959	0.25591	M4 V	0.334	0.05	β
GJ 876 d*	0.021	1.93778	0.02080665	0.207	M4 V	0.334	0.05	β
GJ 876 e	0.046	124.26	0.3343	0.055	M4 V	0.334	0.05	β
GQ Lup b	21.5		103		K7eV	0.7		β
GSC 06214-00210 b	17		320		M1	0.6		β
HAT-P-1 b*	0.524	4.4652934	0.05535	0.067	GOV	1.133	0.13	β
HAT-P-11 b	0.081	4.887804	0.053	0.198	K4	0.81	0.31	β
HAT-P-12 b	0.211	3.2130598	0.0384	0		0.73	-0.29	β
HAT-P-13 b	0.85	2.916243	0.0426	0.0142	G4	1.22	0.43	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HAT-P-13 c	14.5	448.2	1.186	0.666	G4	1.22	0.43	α
HAT-P-14 b	2.2	4.627657	0.0594	0.095	F	1.386	0.11	β
HAT-P-15 b	1.946	10.863502	0.0964	0.19	G5	1.013	0.22	β
HAT-P-16 b	4.193	2.77596	0.0413	0.036	F8	1.218	0.17	β
HAT-P-17 b	0.534	10.338523	0.0882	0.346	K	0.857		β
HAT-P-17 c	1.4	1798	2.75	0.1	K	0.857		α
HAT-P-18 b	0.197	5.508023	0.0559	0.084	K	0.77	0.1	β
HAT-P-19 b	0.292	4.008778	0.0466	0.067	K	0.842	0.23	β
HAT-P-2 b*	8.74	5.6334729	0.0674	0.5171	F8	1.36	0.14	β
HAT-P-20 b	7.246	2.875317	0.0361	0.015	K7	0.756	0.35	β
HAT-P-21 b	4.063	4.124461	0.0494	0.228	G3	0.947	0.01	β
HAT-P-22 b	2.147	3.21222	0.0414	0.016	G5	0.916	0.24	β
HAT-P-23 b	2.09	1.212884	0.0232	0.106	G5	1.13	0.15	β
HAT-P-24 b	0.685	3.35524	0.0465	0.067	F8	1.191	-0.16	β
HAT-P-25 b	0.567	3.652836	0.0466	0.032	G5	1.01	0.31	β
HAT-P-26 b	0.059	4.234516	0.0479	0.124	K1	0.816	-0.04	β
HAT-P-27/WASP-40 b	0.66	3.0395721	0.0403	0.078	G8	0.945	0.29	β
HAT-P-28 b	0.626	3.257215	0.0434	0.051	G3	1.025	0.12	β
HAT-P-29 b	0.778	5.72318	0.0667	0.095	F8	1.207	0.21	β
HAT-P-3 b	0.591	2.899703	0.03866	0	K	0.917	0.27	β
HAT-P-30/WASP-51 b	0.711	2.810595	0.0419	0.035	F	1.18	-0.08	β
HAT-P-31 b	2.171	5.005425	0.055	0.245		1.218	0.15	β
HAT-P-32 b	0.941	2.150009	0.0344	0.163	F/G	1.176	-0.16	β
HAT-P-33 b	0.763	3.474474	0.0503	0.148	F	1.403	0.05	β
HAT-P-34 b	3.328	5.452654	0.0677	0.441		1.392	0.22	β
HAT-P-35 b	1.054	3.646706	0.0498	0.025		1.236	0.11	β
HAT-P-36 b	1.832	1.327347	0.0238	0.063		1.022	0.26	β
HAT-P-37 b	1.169	2.797436	0.0379	0.058		0.929	0.03	β
HAT-P-38 b	0.267	4.640382	0.0523	0.067	G	0.886	0.06	β
HAT-P-4 b	0.68	3.0565114	0.0446	0	F	1.26	0.24	β
HAT-P-5 b	1.06	2.788491	0.04079	0		1.163	0.24	β
HAT-P-6 b	1.057	3.853003	0.05235	0	F	1.29	-0.13	β
HAT-P-7 b	1.8	2.2047298	0.0379	0		1.47	0.26	β
HAT-P-8 b	1.34	3.0763402	0.0449	0		1.28	0.01	β
HAT-P-9 b	0.67	3.922814	0.053	0	F	1.28	0.12	β
HATS-1 b	1.855	3.446459	0.0444	0.12		0.986	-0.06	β
HD 100655 b	1.7	157.57	0.76	0.085	G9III	2.4	0.15	α
HD 100777 b*	1.16	383.7	1.03	0.36	K0	1	0.27	α
HD 10180 c	0.041217	5.75979	0.0641	0.045	G1V	1.06	0.08	β
HD 10180 d	0.03696945	16.3579	0.1286	0.088	G1V	1.06	0.08	β
HD 10180 e	0.07897304	49.745	0.2699	0.026	G1V	1.06	0.08	α
HD 10180 f	0.07519743	122.76	0.4929	0.135	G1V	1.06	0.08	α
HD 10180 g	0.06733159	601.2	1.422	0.19	G1V	1.06	0.08	α
HD 10180 h	0.202624	2222	3.4	0.08	G1V	1.06	0.08	α
HD 101930 b*	0.3	70.46	0.302	0.11	K1 V	0.74	0.17	β
HD 102117 b*	0.172	20.67	0.1532	0.106	G6V	1.03	0.3	β
HD 102195 b*	0.45	4.113775	0.049	0	K0V	0.926	0.05	β
HD 102272 b	5.9	127.58	0.614	0.05	K0	1.9	0.26	α
HD 102272 c	2.6	520	1.57	0.68	K0	1.9	0.26	α
HD 102329 b	5.9	778.1	2.01	0.211		1.95	0.3	α
HD 102365 b	0.05	122.1	0.46	0.34	G2V	0.85	-0.28	α

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 102956 b	0.96	6.495	0.081	0.048	A	1.68	0.19	β
HD 103197 b	0.098	47.84	0.249	0	K1V	0.9	0.21	β
HD 104067 b	0.186	55.806	0.2643	0	K2V	0.791	-0.06	β
HD 104985 b*	6.3	198.2	0.78	0.03	G9 III	1.6	-0.35	α
HD 106252 b*	7.56	1600	2.7	0.47	G0	0.96	-0.078	α
HD 106270 b	11	2890	4.3	0.402	G5	1.32	0.08	α
HD 10647 b*	0.93	1003	2.03	0.1	F8V	1.1	-0.078	α
HD 106515A b	10.5	3630		0.6	G5			β
HD 10697 b*	6.38	1076.4	2.16	0.1	G5 IV	1.15	0.1	α
HD 107148 b*	0.21	48.056	0.269	0.05	G5	1.12	0.314	β
HD 108147 b*	0.261	10.8985	0.102	0.53	F8/G0 V	1.19	0.18	β
HD 108863 b	2.6	443.4	1.4	0.1	K0	1.85	0.2	α
HD 108874 b*	1.36	395.4	1.051	0.07	G5	1	0.14	α
HD 108874 c*	1.018	1605.8	2.68	0.25	G5	1	0.14	α
HD 109246 b	0.77	68.27	0.33	0.12	GOV	1.01	0.1	β
HD 109749 b*	0.28	5.24	0.0635	0.01	G3 IV	1.2	0.25	β
HD 110014 b	11.09	835.477	2.14	0.462	K2III	2.17	0.19	α
HD 111232 b*	6.8	1143	1.97	0.2	G8V	0.78	-0.36	α
HD 113538 b	0.27	263.3	0.71	0.61	K9V	0.7	-0.17	α
HD 113538 c	0.71	1657	2.43	0.32	K9V	0.7	-0.17	α
HD 114386 b*	1.24	937	1.65	0.23	K3 V	0.75		α
HD 114386 c	1.19	1046		0.06	K3 V	0.75		β
HD 114729 b	0.84	1135	2.08	0.32	G3 V	0.93	-0.22	α
HD 114762 b*	10.98	83.9151	0.353	0.3354	F9V	0.84	-0.71	β
HD 114783 b*	1	501	1.2	0.1	K0	0.92	0.33	α
HD 11506 b*	3.44	1270	2.43	0.22	G0V	1.19	0.31	α
HD 11506 c	0.82	170.46	0.639	0.42	G0V	1.19	0.31	α
HD 116029 b	2.1	670.2	1.73	0.21	K1III	1.58	0.18	α
HD 117207 b*	2.06	2627.08	3.78	0.16	G8VI/V	1.07	0.27	α
HD 117618 b*	0.178	25.827	0.176	0.42	G2V	1.05	0.04	β
HD 118203 b*	2.13	6.1335	0.07	0.309	K0	1.23	0.1	β
HD 11964 b*	0.622	1945	3.16	0.041	G5	1.125	0.17	α
HD 11964 c*	0.079	37.91	0.229	0.3	G5	1.125	0.17	α
HD 11977 b*	6.54	711	1.93	0.4	G8.5 III	1.91	-0.21	α
HD 121504 b*	1.22	63.33	0.33	0.03	G2 V	1.18	0.16	β
HD 122430 b	3.71	344.95	1.02	0.68	K3III	1.39	-0.05	α
HD 125595 b	0.042	9.6737	0.0809	0	K4V	0.756	0.02	β
HD 125612 b*	3	502	1.37	0.46	G3V	1.1	0.24	α
HD 125612 c	0.058	4.1547	0.05	0.27	G3V	1.1	0.24	β
HD 125612 d	7.2	3008	4.2	0.28	G3V	1.1	0.24	α
HD 126525 b	0.224	948.12	1.8105	0.13	G4V			α
HD 12661 b*	2.3	263.6	0.83	0.377	G6 V	1.07	0.29	α
HD 12661 c*	1.57	1708	2.56	0.031	G6 V	1.07	0.29	α
HD 126614 A b	0.38	1244	2.35	0.41	K0	1.145	0.56	α
HD 128311 b*	2.18	448.6	1.099	0.25	K0V	0.84	0.08	α
HD 128311 c*	3.21	919	1.76	0.17	K0V	0.84	0.08	α
HD 129445 b	1.6	1840	2.9	0.7	G8V	0.99	0.25	α
HD 130322 b*	1.02	10.72	0.088	0.044	K0 V	0.79	-0.02	β
HD 131496 b	2.2	883	2.09	0.163	K0	1.61	0.25	α
HD 13189 b	14	471.6	1.85	0.27	K2 II	4.5		α
HD 132406 b	5.61	974	1.98	0.34	G0V	1.09	0.18	α

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 132563B b	1.49	1544	2.62	0.22		1.01	-0.19	α
HD 134060 b	0.0351	3.27	0.0444	0.4	G0V			β
HD 134060 c	0.1507	1160.9	2.2263	0.75	G0V			α
HD 134606 b	0.0292	12.083	0.1023	0.15	G6IV			β
HD 134606 c	0.0382	59.519	0.2962	0.29	G6IV			α
HD 134606 d	0.121	459.26	1.1567	0.46	G6IV			α
HD 134987 b*	1.59	258.19	0.81	0.233	G5 V	1.07	0.25	α
HD 134987 c	0.82	5000	5.8	0.12	G5 V	1.07	0.25	α
HD 136352 b	0.0166	11.577	0.0933	0.18	G4V			β
HD 136352 c	0.0358	27.582	0.1665	0.16	G4V			β
HD 136352 d	0.03	106.72	0.411	0.43	G4V			α
HD 136418 b	2	464.3	1.32	0.255	G5	1.33	-0.07	α
HD 137388 b	0.223	330	0.89	0.36	K0/K1V	0.86	0.18	α
HD 13808 b	0.0325	14.182	0.1017	0.17	K2V			β
HD 13808 c	0.036	53.832	0.2476	0.43	K2V			β
HD 13931 b	1.88	4218	5.15	0.02	G0	1.02	0.03	α
HD 139357 b	9.76	1125.7	2.36	0.1	K4III	1.35	-0.13	α
HD 141937 b*	9.7	653.22	1.52	0.41	G2/G3 V	1.1	0.11	α
HD 142 b*	1.25	349.7	1.02	0.17	G1 IV	1.1	0.04	α
HD 142 c	5.3	6005	6.8	0.21	G1 IV	1.1	0.04	α
HD 142022 b*	5.1	1928	3.03	0.53	K0 V	0.99	0.19	α
HD 142245 b	1.9	1299	2.77	0.32	K0	1.69	0.23	α
HD 142415 b*	1.62	386.3	1.05	0.5	G1 V	1.09	0.21	α
HD 143361 b	3.12	1057	2	0.15	G0V	0.95	0.29	α
HD 145377 b	5.76	103.95	0.45	0.307	G3V	1.12	0.12	β
HD 145457 b	2.9	176.3	0.76	0.112	K0	1.9	-0.14	α
HD 1461 b	0.0239	5.7727	0.063438	0.14	G0V	1.08	0.19	β
HD 1461 c	0.0186	13.505	0.1117	0	G0V	1.08	0.19	β
HD 147018 b	2.12	44.236	0.2388	0.4686	G9V	0.927	0.1	β
HD 147018 c	6.56	1008	1.922	0.133	G9V	0.927	0.1	α
HD 147513 b*	1.21	528.4	1.32	0.26	G3/G5V	0.92	-0.03	α
HD 148156 b	0.85	1010	2.45	0.52	F8V	1.22	0.29	α
HD 148427 b	0.96	331.5	0.93	0.16	K0IV	1.45	0.154	α
HD 149026 b*	0.356	2.8758916	0.04288	0	G0 IV	1.3	0.36	β
HD 149143 b*	1.36	4.088	0.052	0	G0 IV	1.1	0.26	β
HD 1502 b	3.1	431.8	1.31	0.101	K0D	1.61	0.09	α
HD 150433 b	0.168	1096.2	1.9303	0	G0			α
HD 150706 b	2.71	5894	6.7	0.38	G0	0.94	-0.13	α
HD 152079 b	3	2097	3.2	0.6	G6V	1.023	0.16	α
HD 152581 b	1.5	689	1.48	0.22	K0	0.927	-0.46	α
HD 153950 b	2.73	499.4	1.28	0.34	F8V	1.12	-0.01	α
HD 154088 b	0.0193	18.596	0.1316	0.38	K0IV			β
HD 154345 b*	1	3538	4.3	0.26	G8V	0.88	-0.105	α
HD 154672 b	5.02	163.91	0.6	0.61	G3IV	1.06	0.26	α
HD 154857 b*	1.8	409	1.2	0.47	G5V	1.17	-0.22	α
HD 155358 b*	0.85	194.3	0.64	0.17	G0	0.92	-0.51	α
HD 155358 c*	0.82	391.9	1.02	0.16	G0	0.92	-0.51	α
HD 156279 b	9.71	131.05	0.495	0.708	K0	0.93	0.14	β
HD 156411 b	0.74	842.2	1.88	0.22	F8IV/V	1.25	-0.12	α
HD 159868 b*	0.0131	4.646	0.05	0	K3V	0.772	0.05	β
HD 157172 b	0.12	104.84	0.416	0.46	G8.5V			α

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 158038 b	1.8	521	1.52	0.291	K2III	1.65	0.28	α
HD 159868 b	2.1	1178.4	2.25	0.01	G5V	1.09		α
HD 159868 c	0.73	352.3	1	0.15	G5V	1.09		α
HD 16141 b*	0.215	75.82	0.35	0.28	G5 IV	1.01	0.02	α
HD 16175 b	4.4	990	2.1	0.59	G0	1.35	0.23	α
HD 162020 b*	14.4	8.428198	0.074	0.277	K2 V	0.75	0.01	β
HD 163607 b	0.77	75.229	0.36	0.73	G5IV	1.09	0.21	β
HD 163607 c	2.29	1314	2.42	0.12	G5IV	1.09	0.21	α
HD 16417 b	0.069	17.24	0.14	0.2	G1V	1.18	0.19	β
HD 164509 b	0.48	282.4	0.875	0.26	G5V	1.13	0.21	α
HD 164604 b	2.7	606.4	1.13	0.24	K2V	0.8	-0.18	α
HD 164922 b*	0.36	1155	2.11	0.05	K0V	0.94	0.17	α
HD 166724 b	4.12	8100		0.77	K0IV			β
HD 167042 b	1.6	416.1	1.3	0.03	K1III	1.64	0.05	α
HD 168443 b*	7.659	58.11247	0.2931	0.52883	G5	0.995	0.04	β
HD 168443 c*	17.193	1749.83	2.8373	0.2113	G5	0.995	0.04	α
HD 168746 b*	0.23	6.403	0.065	0.081	G5	0.88	-0.06	β
HD 1690 b	6.1	533	1.3	0.64	K1III	1.09	-0.32	α
HD 169830 b*	2.88	225.62	0.81	0.31	F8 V	1.4	0.21	α
HD 169830 c*	4.04	2102	3.6	0.33	F8 V	1.4	0.21	α
HD 170469 b*	0.67	1145	2.24	0.11	G5IV	1.14	0.3	α
HD 17092 b	4.6	359.9	1.29	0.166		2.3	0.18	α
HD 171028 b	1.98	550	1.32	0.59	G0	0.99	-0.49	α
HD 171238 b	2.6	1523	2.54	0.4	K0V	0.943	0.17	α
HD 17156 b*	3.191	21.2163979	0.1623	0.6768	G0	1.275	0.24	β
HD 173416 b	2.7	323.6	1.16	0.21	G8	2		α
HD 175167 b	7.8	1290	2.4	0.54	G5 IV/V	1.102	0.19	α
HD 175541 b*	0.61	297.3	1.03	0.33	G8IV	1.65	-0.07	α
HD 176051 b	1.5	1016	1.76	0				α
HD 177830 b*	1.49	406.6	1.2218	9e-04	K0IV	1.47	0.55	α
HD 177830 c	0.15	110.9	0.5137	0.3495	K0IV	1.47	0.55	α
HD 178911 B b*	6.292	71.487	0.32	0.1243	G5	1.07	0.28	β
HD 179079 b	0.08	14.476	0.11	0.115	G5IV	1.087	0.29	β
HD 179949 b*	0.95	3.0925	0.045	0.022	F8 V	1.28	0.22	β
HD 180314 b	22	396.03	1.4	0.257	K0	2.6	0.2	α
HD 180902 b	1.6	479	1.39	0.09	K0III/IV	1.52	0.04	α
HD 181342 b	3.3	663	1.78	0.177	K0III	1.84	0.26	α
HD 181433 b	0.0238	9.3743	0.08	0.396	K3IV	0.78	0.33	β
HD 181433 c	0.64	962	1.76	0.28	K3IV	0.78	0.33	α
HD 181433 d	0.54	2172	3	0.48	K3IV	0.78	0.33	α
HD 181720 b	0.37	956	1.78	0.26	G1V	0.92	-0.53	α
HD 183263 b*	3.67	626.5	1.51	0.357	G2IV	1.17	0.3	α
HD 183263 c	3.82	2950	4.25	0.253	G2IV	1.17	0.3	α
HD 185269 b*	0.94	6.838	0.077	0.3	G0IV	1.28	0.11	β
HD 187085 b*	0.75	986	2.05	0.47	G0 V	1.22	0.05	α
HD 187123 b*	0.52	3.0965828	0.0426	0.01	G5	1.06	0.16	β
HD 187123 c*	1.99	3810	4.89	0.252	G5	1.06	0.16	α
HD 18742 b	2.7	772	1.92	0.23	G9IV	1.6	-0.04	α
HD 188015 b	1.26	456.46	1.19	0.15	G5IV	1.09	0.29	α
HD 189567 b	0.0316	14.275	0.1099	0.23	G2V			β
HD 189733 b*	1.138	2.21857312	0.03142	0.0041	K1-K2	0.8	-0.03	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 190360 b*	1.502	2891	3.92	0.36	G6 IV	1.04	0.24	α
HD 190360 c*	0.057	17.1	0.128	0.01	G6 IV	1.04	0.24	β
HD 190647 b*	1.9	1038.1	2.07	0.18	G5	1.1	0.24	α
HD 190984 b	3.1	4885	5.5	0.57	F8V	0.91	-0.48	α
HD 192263 b*	0.733	24.3587	0.15312	0.008	K2 V	0.81	-0.2	β
HD 192310 c	0.075	525.8	1.18	0.32	K3V	0.8	-0.04	α
HD 192699 b*	2.5	351.5	1.16	0.149	G8IV	1.68	-0.15	α
HD 195019 b*	3.7	18.20163	0.1388	0.014	G3 IV-V	1.06	0.08	β
HD 196050 b*	2.83	1316.24	2.47	0.21	G3 V	1.17	0.23	α
HD 196067 b	7.1	4100		0.63	G0V			β
HD 196885 A b	2.98	1326	2.6	0.48	F8V	1.33	0.29	α
HD 197037 b	0.79	1035.7	2.07	0.22	F7V	1.11	-0.2	α
HD 19994 b*	1.68	535.7	1.42	0.3	F8 V	1.34	0.25	α
HD 20003 b	0.0378	11.849	0.0974	0.4	G8V			β
HD 20003 c	0.0422	33.823	0.1961	0.16	G8V			β
HD 200964 b	1.85	613.8	1.601	0.04	KO	1.44	-0.15	α
HD 200964 c	0.9	825	1.95	0.181	KO	1.44	-0.15	α
HD 202206 b*	17.4	255.87	0.83	0.435	G6 V	1.13	0.37	α
HD 202206 c*	2.44	1383.4	2.55	0.267	G6 V	1.13	0.37	α
HD 20367 b	1.07	500	1.25	0.23	G0	1.04	0.1	α
HD 2039 b*	4.9	1183	2.2	0.67	G2/G3 IV-V	0.98	0.1	α
HD 204313 b	3.55	1920.1	3.04	0.23	G5V	1.045	0.18	α
HD 204313 c	0.054	34.873	0.2103	0.17	G5V	1.045	0.18	β
HD 204313 d	1.68	2831.6	3.93	0.28	G5V	1.045	0.18	α
HD 204941 b	0.266	1733	2.56	0.37		0.74	-0.19	α
HD 205739 b	1.37	279.8	0.896	0.27	F7V	1.22	0.19	α
HD 206610 b	2.2	610	1.68	0.229	K0	1.56	0.14	α
HD 20781 b	0.0379	29.15	0.169	0.11	G9.5V			β
HD 20781 c	0.0496	85.131	0.3456	0.28	G9.5V			α
HD 20782 b*	1.9	591.9	1.381	0.97	G2 V	1	-0.05	α
HD 20794 b	0.0085	18.315	0.1207	0	G8V	0.7	-0.4	β
HD 20794 c	0.0076	40.114	0.2036	0	G8V	0.7	-0.4	α
HD 20794 d	0.015	90.309	0.3499	0	G8V	0.7	-0.4	α
HD 208487 b*	0.413	129.8	0.51	0.21	G2V	1.3	-0.06	α
HD 20868 b	1.99	380.85	0.947	0.75	K3/4IV	0.78	0.04	α
HD 209458 b*	0.714	3.52474859	0.04747	4e-04	G0 V	1.148	0.02	β
HD 210277 b*	1.23	442.1	1.1	0.472	G0	1.09	0.19	α
HD 210702 b*	2	341.1	1.17	0.152	K1III	1.85	0.12	α
HD 212301 b*	0.45	2.245715	0.036	0	F8 V	1.05	0.18	β
HD 212771 b	2.3	373.3	1.22	0.111	G8IV	1.15	-0.21	α
HD 213240 b*	4.5	951	2.03	0.45	G4 IV	1.22	0.16	α
HD 215152 b	0.0087	7.2825	0.0652	0.34	K0			β
HD 215152 c	0.0097	10.866	0.0852	0.38	K0			β
HD 215456 b	0.101	191.99	0.652	0.15	G0.5V			α
HD 215456 c	0.246	2277	3.394	0.19	G0.5V			α
HD 215497 b	0.02	3.93404	0.047	0.16	K3V	0.87	0.23	β
HD 215497 c	0.33	567.94	1.282	0.49	K3V	0.87	0.23	α
HD 216435 b*	1.26	1311	2.56	0.07	G0 V	1.3	0.244	α
HD 216437 b*	1.82	1256	2.32	0.29	G4 IV-V	1.06	0.25	α
HD 216770 b*	0.65	118.45	0.46	0.37	K1 V	0.9	0.23	α
HD 21693 b	0.0322	22.656	0.1484	0.26	G9IV			β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 21693 c	0.06472	53.881	0.2644	0.24	G9IV			β
HD 217107 b*	1.33	7.12689	0.073	0.132	G8 IV	1.02	0.37	β
HD 217107 c*	2.49	4210	5.27	0.517	G8 IV	1.02	0.37	α
HD 217786 b	13	1319	2.38	0.4	F8V	1.02	-0.135	α
HD 218566 b	0.21	225.7	0.6873	0.3	K3V	0.85	0.38	α
HD 219828 b*	0.066	3.8335	0.052	0	G0IV	1.24	0.19	β
HD 220689 b	1.19	2191		0.2	G3V			β
HD 220773 b	1.45	3724.7	4.94	0.51	F9	1.16	0.09	α
HD 221287 b*	3.09	456.1	1.25	0.08	F7 V	1.25	0.03	α
HD 222155 b	1.9	3999	5.1	0.16	G2V	1.13	-0.11	α
HD 222582 b*	7.75	572.38	1.35	0.725	G5	0.99	-0.0229	α
HD 224693 b*	0.71	26.73	0.233	0.05	G2IV	1.33	0.343	α
HD 22781 b	13.65	528.07	1.167	0.8191	K0V	0.75	-0.37	α
HD 23079 b*	2.5	626	1.5	0.02	F8/G0 V	1.1	-0.24	α
HD 23127 b*	1.5	1214	2.4	0.44	G2V	1.13	0.34	α
HD 231701 b*	1.08	141.6	0.53	0.1	F8V	1.14	0.07	α
HD 23596 b*	8.1	1565	2.88	0.292	F8	1.27	0.32	α
HD 240210 b	6.9	501.75	1.33	0.15	K3III	1.25	-0.18	α
HD 240237 b	5.3	745.7	1.9	0.4	K2III	1.69	-0.26	α
HD 24040 b	4.01	3668	4.92	0.04	G0	1.18	0.206	α
HD 25171 b	0.95	1845	3.02	0.08	F8V	1.09	-0.11	α
HD 2638 b*	0.48	3.4442	0.044	0	G5	0.93	0.16	β
HD 27442 b	1.35	415.2	1.16	0.058	K2 IV a	1.2	0.22	α
HD 27631 b	1.7	2220		0.17	G3IV			β
HD 27894 b*	0.62	17.991	0.122	0.049	K2 V	0.8	0.3	β
HD 28185 b*	5.7	383	1.03	0.07	G5	1.24	0.24	α
HD 28254 b	1.16	1116	2.15	0.81	G1IV/V	1.06	0.36	α
HD 28678 b	1.7	387.1	1.24	0.168	K0D	1.74	-0.11	α
HD 290327 b	2.54	2443	3.43	0.08	G8V	0.9	-0.11	α
HD 30177 b*	7.7	1620	2.6	0.22	G8 V	0.95	0.19	α
HD 30562 b	1.29	1157	2.3	0.76	F8V	1.219	0.243	α
HD 30856 b	1.8	912	2	0.24	K0III	1.35	-0.06	α
HD 31253 b	0.5	466	1.26	0.3	F8	1.23	0.16	α
HD 31527 b	0.0363	16.546	0.1253	0.13	G0V			β
HD 31527 c	0.0498	51.284	0.2665	0.11	G0V			α
HD 31527 d	0.0519	274.49	0.8181	0.38	G0V			α
HD 32518 b	3.04	157.54	0.59	0.01	K1III	1.13	-0.15	α
HD 330075 b*	0.62	3.38773	0.039	0	G5	0.95	0.03	β
HD 33142 b	1.3	326.6	1.06	0.22	K0III	1.48	0.05	α
HD 33283 b*	0.33	18.179	0.168	0.48	G3V	1.24	0.366	β
HD 33564 b*	9.1	388	1.1	0.34	F6 V	1.25	-0.12	α
HD 34445 b	0.79	1049	2.07	0.27	G0	1.07	0.14	α
HD 3651 b*	0.2	62.23	0.284	0.63	K0 V	0.79	0.05	β
HD 37124 b*	0.675	154.378	0.53364	0.054	G4 V	0.83	-0.442	α
HD 37124 c*	0.652	885.5	1.71	0.125	G4 V	0.83	-0.442	α
HD 37124 d*	0.696	1862	2.807	0.16	G4 V	0.83	-0.442	α
HD 37605 b*	2.813	55.01307	0.2837	0.6767	K0V	0.8	0.39	β
HD 37605 c	3.379	2720	3.821	0.013	K0V	0.8	0.39	α
HD 38283 b	0.34	363.2	1.02	0.41	F9.5V	1.085	-0.24	α
HD 38529 b*	0.78	14.3104	0.131	0.248	G4 IV	1.48	0.27	β
HD 38529 c*	17.7	2134.76	3.695	0.36	G4 IV	1.48	0.27	α

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 38801 b	10.7	696.3	1.7	0	K0IV	1.36	0.26	α
HD 38858 b	0.0961	407.15	1.0376	0.27	G4V			α
HD 39091 b*	10.3	2049	3.28	0.61	G1 IV	1.1	0.09	α
HD 39194 b	0.0117	5.6363	0.0519	0.2	K0V			β
HD 39194 c	0.0187	14.025	0.0954	0.11	K0V			β
HD 39194 d	0.0162	33.941	0.172	0.2	K0V			β
HD 40307 b	0.0132	4.3115	0.047	0	K2.5V	0.77	-0.31	β
HD 40307 c	0.0216	9.62	0.081	0	K2.5V	0.77	-0.31	β
HD 40307 d	0.0288	20.46	0.134	0	K2.5V	0.77	-0.31	β
HD 40979 b*	3.28	263.1	0.83	0.25	F8 V	1.1	0.194	α
HD 41004 A b*	2.54	963	1.64	0.39	K1 V	0.7	-0.09	α
HD 41004 B b*	18.4	1.3283	0.0177	0.081	M2	0.4	-0.01	β
HD 4113 b	1.56	526.62	1.28	0.903	G5V	0.99	0.2	α
HD 4203 b*	2.07	431.88	1.164	0.519	G5	1.13	0.453	α
HD 4208 b*	0.8	829	1.7	0.04	G5 V	0.87	-0.284	α
HD 4308 b*	0.0405	15.609	0.118	0.27	G5 V	0.85	-0.34	β
HD 4313 b	2.3	356	1.19	0.041	G5 D	1.72	0.14	α
HD 43197 b	0.6	327.8	0.92	0.83	G8V	0.96	0.4	α
HD 43691 b	2.49	36.96	0.24	0.14	G0IV	1.38	0.28	β
HD 44219 b	0.58	472.3	1.19	0.61	G2V	1	0.03	α
HD 45184 b	0.04	5.8872	0.0638	0.3	G1.5V			β
HD 45350 b*	1.79	890.76	1.92	0.778	G5 IV	1.02	0.29	α
HD 45364 b	0.1872	226.93	0.6813	0.1684	K0V	0.82	-0.17	α
HD 45364 c	0.6579	342.85	0.8972	0.0974	K0V	0.82	-0.17	α
HD 45652 b	0.47	43.6	0.23	0.38	G8-K0	0.83	0.29	β
HD 46375 b*	0.249	3.024	0.041	0.04	K1 IV	0.91	0.24	β
HD 47186 b	0.07167	4.0845	0.05	0.038	G5V	0.99	0.23	β
HD 47186 c	0.35061	1353.6	2.395	0.249	G5V	0.99	0.23	α
HD 47536 b	5	430	1.61	0.2	K1 III	0.94	-0.68	α
HD 47536 c	7	2500			K1 III	0.94	-0.68	β
HD 48265 b	1.16	700	1.51	0.18	G5V	0.93	0.17	α
HD 49674 b*	0.115	4.9437	0.058	0.23	G5 V	1.07	0.25	β
HD 50499 b*	1.71	2482.7	3.86	0.23	G IV	1.27	0.23	α
HD 50554 b*	5.16	1293	2.41	0.5	F8	1.04	-0.07	α
HD 51608 b	0.0413	14.07	0.1059	0.15	K0IV			β
HD 51608 c	0.0565	95.415	0.3791	0.41	K0IV			α
HD 52265 b*	1.05	119.6	0.5	0.35	G0 V	1.2	0.21	α
HD 5319 b*	1.94	675	1.75	0.12	G5IV	1.56	0.15	α
HD 5891 b	7.6	177.11	0.76	0.066	G5D	1.91	-0.02	α
HD 59686 b	5.25	303	0.911		K2 III			α
HD 60532 b	3.15	201.83	0.77	0.278	F6IV-V	1.44	-0.26	α
HD 60532 c	7.46	607.06	1.58	0.038	F6IV-V	1.44	-0.26	α
HD 62509 b*	2.9	589.64	1.69	0.02	K0IIIb	1.47	0.19	α
HD 63454 b*	0.38	2.818049	0.036	2e-05	K4 V	0.8	0.11	β
HD 63765 b	0.64	358	0.949	0.24	G9V	0.865	-0.16	α
HD 6434 b*	0.39	21.998	0.14	0.17	G3 IV	0.79	-0.52	β
HD 65216 b*	1.21	613.1	1.37	0.41	G5 V	0.92	-0.12	α
HD 65216 c	2.24	5542		0.15	G5 V	0.92	-0.12	β
HD 66428 b*	2.82	1973	3.18	0.465	G5	1.14552	0.31	α
HD 6718 b	1.56	2496	3.56	0.1	G5V	0.96	-0.06	α
HD 68988 b*	1.9	6.276	0.071	0.14	G0	1.2	0.24	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 69830 c*	0.033	8.667	0.0785	0.1	K0V	0.86	-0.05	β
HD 69830 d*	0.038	31.56	0.186	0.13	K0V	0.86	-0.05	β
HD 69830 d	0.058	197	0.63	0.07	K0V	0.86	-0.05	α
HD 70573 b	6.1	851.8	1.76	0.4	G1-1.5V	1	-0.18	α
HD 70642 b*	2	2231	3.3	0.1	G5 IV-V	1	0.16	α
HD 7199 b	0.29	615	1.36	0.19	KOIV/V	0.89	0.28	α
HD 72659 b*	3.15	3658	4.74	0.22	G2 V	0.95	-0.02	α
HD 73256 b*	1.87	2.54858	0.037	0.029	G8/K0	1.05	0.29	β
HD 73267 b	3.06	1260	2.198	0.256	G5V	0.89	0.03	α
HD 73526 b*	2.9	188.3	0.66	0.19	G6 V	1.08	0.25	α
HD 73526 c	2.5	377.8	1.05	0.14	G6 V	1.08	0.25	α
HD 73534 b	1.15	1800	3.15	0.046	G5IV	1.29	0.16	α
HD 74156 b*	1.88	51.65	0.294	0.64	G1V	1.24	0.13	β
HD 74156 c*	8.03	2476	3.4	0.43	G1V	1.24	0.13	α
HD 7449 b	1.11	1275	2.3	0.82	F8V	1.05	-0.11	α
HD 7449 c	2	4046	4.96	0.53	F8V	1.05	-0.11	α
HD 75289 b*	0.42	3.5098	0.046	0.024	G0 V	1.05	0.29	β
HD 75898 b*	2.51	418.2	1.19	0.1	G0	1.28	0.27	α
HD 76700 b*	0.197	3.971	0.049	0	G6 V	1	0.14	β
HD 7924 b	0.029	5.3978	0.057	0.17	K0V	0.832	-0.15	β
HD 79498 b	1.34	1966	3.13	0.59	G5	1.06	0.24	α
HD 80606 b*	3.94	111.43637	0.449	0.93366	G5	0.98	0.43	β
HD 81040 b*	6.86	1001.7	1.94	0.526	G2/G3	0.96	-0.16	α
HD 81688 b	2.7	184.02	0.81	0	K0III-IV	2.1	-0.359	α
HD 82886 b	1.3	705	1.65	0.27	G0	1.06	-0.31	α
HD 82943 b*	1.75	441.2	1.19	0.219	G0	1.18	0.32	α
HD 82943 c*	2.01	219	0.746	0.359	G0	1.18	0.32	α
HD 83443 b*	0.4	2.985625	0.0406	0.008	K0 V	0.9	0.35	β
HD 8535 b	0.68	1313	2.45	0.15	G0V	1.13	0.02	α
HD 85390 b	0.132	788	1.52	0.41	K1V	0.76	-0.07	α
HD 85512 b	0.011	58.43	0.26	0.11	K5V	0.69	-0.33	α
HD 8574 b*	2.11	227.55	0.77	0.288	F8	1.17	0.05	α
HD 86081 b*	1.5	2.1375	0.039	0.008	F8V	1.21	0.257	β
HD 86226 b	1.5	1534	2.6	0.73	G2V	1.02	-0.04	α
HD 86264 b	7	1475	2.86	0.7	F7V	1.42	0.202	α
HD 8673 b	14.2	1634	3.02	0.723	F7 V	1.312		α
HD 87883 b	12.1	2754	3.6	0.53	K0V	0.82	0.093	α
HD 88133 b*	0.22	3.416	0.047	0.133	G5 IV	1.2	0.34	β
HD 89307 b*	2	2199	3.34	0.25	G0V	1.028	-0.14	α
HD 89744 b*	7.2	256	0.88	0.7	F7 V	1.4	0.18	α
HD 90156 b	0.057	49.77	0.25	0.31	G5V	0.84	-0.24	β
HD 92788 b	3.86	325.81	0.97	0.334	G5	1.13	0.32	α
HD 93083 b*	0.37	143.58	0.477	0.14	K3 V	0.7	0.15	β
HD 93385 b	0.0263	13.186	0.1116	0.15	G2V			β
HD 93385 c	0.0318	46.025	0.257	0.24	G2V			α
HD 9446 b	0.7	30.052	0.189	0.2	G5V	1	0.09	β
HD 9446 c	1.82	192.9	0.654	0.06	G5V	1	0.09	α
HD 95089 b	1.2	507	1.51	0.157	K0 IV	1.58	0.05	α
HD 9578 b	0.62	494			G1V	1.12	0.11	β
HD 96063 b	0.9	361.1	0.99	0.28	K0	1.02	-0.3	α
HD 96127 b	4	647.3	1.4	0.3	K2III	0.91	-0.24	α

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
HD 96167 b	0.68	498.9	1.3	0.71	G5D	1.31	0.34	α
HD 96700 b	0.0284	8.1256	0.0774	0.1	G0V			β
HD 96700 c	0.04	103.49	0.422	0.37	G0V			α
HD 97658 b	0.02	9.4957	0.0797	0.13	K1V	0.85	-0.23	β
HD 98219 b	1.8	436.9	1.23	0.21	K0III/IV	1.3	-0.02	α
HD 98649 b	7	10400		0.86	G4V			β
HD 99109 b*	0.502	439.3	1.105	0.09	K0	0.93	0.315	α
HD 99492 b*	0.109	17.0431	0.1232	0.254	K2V	0.83	0.36	β
HD 99492 c	0.36	4970	5.4	0.106	K2V	0.83	0.36	α
HD 99706 b	1.4	868	2.14	0.365	K0	1.72	0.14	α
HIP 11952 b	2.93	290	0.81	0.27	F2V	0.83	-1.9	α
HIP 11952 c	0.78	6.95	0.07	0.35	F2V	0.83	-1.9	β
HIP 12961 b	0.35	57.435	0.13	0.16	M0V	0.67	-0.07	β
HIP 13044 b	1.25	16.2	0.116	0.25	F2	0.8	-2.09	β
HIP 14810 b*	3.88	6.673855	0.0692	0.1427	G5	0.99	0.26	β
HIP 14810 c*	1.28	147.73	0.545	0.164	G5	0.99	0.26	α
HIP 14810 d	0.57	962	1.89	0.173	G5	0.99	0.26	α
HIP 5158 b	1.44	345.63	0.89	0.54	K5V	0.78	0.1	α
HIP 5158 c	15.04	9018	7.7	0.14	K5V	0.78	0.1	α
HIP 57050 b	0.298	41.397	0.163506	0.314	M4V	0.34	0.32	β
HIP 57274 b	0.036	8.1352	0.07	0.187	K5V	0.73	0.09	β
HIP 57274 c	0.41	32.03	0.178	0.05	K5V	0.73	0.09	β
HIP 57274 d	0.527	431.7	1.01	0.27	K5V	0.73	0.09	α
HIP 70849 b	9	10000	10	0.6	K7V	0.63		α
HIP 75458 b	8.82	510.702	1.275	0.713	K2 III	1.4	0.15	α
HIP 78530 b	23.04		710		B9V	2.5		β
HIP 79431 b	2.1	111.7	0.36	0.29	M3V	0.49	0.4	β
HN Peg b	16		795		G0V	1		β
HR 810 b	2.26	320.1	0.925	0.161	G0V pecul.	1.11	0.25	α
HR 8799 b	7	164250	68	0	A5V	1.56	-0.47	α
HR 8799 c	10	82145	42.9	0	A5V	1.56	-0.47	α
HR 8799 d	10	41054	27	0.1	A5V	1.56	-0.47	α
HR 8799 e	9	18000	14.5		A5V	1.56	-0.47	α
HU Aqr(AB) c	5.9	5646	6.18	0.29	Catac. var.	1		α
HW Vir (AB) b	14.3	4640	4.69	0.4	sdB+M	0.627		α
kappa CrB b	1.8	1191	2.7	0.19	K1IVa	1.8	0.14	α
KELT-2A b	1.486	4.1137914	0.05498	0.185	F7V	1.31	-0.015	β
Kepler-10 b	0.0143	0.837495	0.01684	0	G	0.895	-0.15	β
Kepler-10 c	0.063	45.29485	0.2407	0	G	0.895	-0.15	β
Kepler-11 b	0.01353	10.30375	0.091	0	G	0.95		β
Kepler-11 c	0.0425	13.02502	0.106	0	G	0.95		β
Kepler-11 d	0.01919	22.68719	0.159	0	G	0.95		β
Kepler-11 e	0.02643	31.9959	0.194	0	G	0.95		β
Kepler-11 f	0.007237	46.68876	0.25	0	G	0.95		α
Kepler-11 g	0.95	118.37774	0.462	0	G	0.95		β
Kepler-12 b	0.431	4.4379637	0.0556	0.01	G0	1.166	0.07	β
Kepler-14 b	8.4	6.790123		0.035	F	1.512	0.12	β
Kepler-15 b	0.66	4.942782	0.05714			1.018	0.36	β
Kepler-16 (AB) b	0.333	228.776	0.7048	0.00685	K	0.8499	-0.3	α
Kepler-17 b	2.45	1.4857108	0.02591	0.011	G2V	1.16	0.26	β
Kepler-18 b	0.0217	3.504725	0.0447			0.972	0.2	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
Kepler-18 c	0.054	7.64159	0.0752			0.972	0.2	β
Kepler-18 d	0.052	14.85888	0.1172			0.972	0.2	β
Kepler-19 b	0.064	9.2869944	0.118			0.936	-0.13	α
Kepler-20 b	0.027	3.6961219	0.04537	0.32	G8	0.912	0.02	β
Kepler-20 c	0.051	10.854092	0.093	0.4	G8	0.912	0.02	β
Kepler-20 d	0.06	77.61185	0.3453	0.6	G8	0.912	0.02	α
Kepler-20 e	0.0097	6.098493	0.0507		G8	0.912	0.02	β
Kepler-20 f	0.045	19.57706	0.11		G8	0.912	0.02	β
Kepler-21 b	0.033	2.785755	0.042507	0	F6IV	1.34	-0.15	β
Kepler-22 b	0.11	289.8623	0.849		G5	0.97	-0.29	α
Kepler-23 b	0.8	7.1073	0.075			1.11		β
Kepler-23 c	2.7	10.7421	0.099			1.11		β
Kepler-24 b	1.6	8.1453	0.08			1.03		β
Kepler-24 c	1.6	12.3335	0.106			1.03		β
Kepler-25 b	12.7	6.2385	0.068			1.22	0.01	β
Kepler-25 c	4.16	12.7204	0.11			1.22	0.01	β
Kepler-26 b	0.38	12.2829	0.085			0.65	-0.21	β
Kepler-26 c	0.375	17.2513	0.107			0.65	-0.21	β
Kepler-27 b	9.11	15.3348	0.118			0.65	0.41	β
Kepler-27 c	13.8	31.3309	0.191			0.65	0.41	β
Kepler-28 b	1.51	5.9123	0.062			0.75	0.34	β
Kepler-28 c	1.36	8.9858	0.081			0.75	0.34	β
Kepler-29 b	0.4	10.3376	0.09			1		β
Kepler-29 c	0.3	13.2907	0.11			1		β
Kepler-30 b	0.2	29.329	0.18			0.99	0.18	β
Kepler-30 c	9.1	60.3251	0.3			0.99	0.18	β
Kepler-30 d	17	143.213	0.5			0.99	0.18	β
Kepler-31 b	6.8	20.8613	0.16			1.21	-0.08	β
Kepler-31 c	4.7	42.6318	0.26			1.21	-0.08	β
Kepler-32 b	4.1	5.90124	0.05			0.58		β
Kepler-32 c	0.5	8.7522	0.09			0.58		β
Kepler-33 b		5.66793	0.0677			1.291		β
Kepler-33 c		13.17562	0.1189			1.291		β
Kepler-33 d		21.77596	0.1662			1.291		β
Kepler-33 e		31.7844	0.2138			1.291		β
Kepler-33 f		41.02902	0.2535			1.291		β
Kepler-34(AB) b	0.22	288.822	1.0896	0.182	G	2.0687	-0.07	α
Kepler-35(AB) b	0.127	131.458	0.60347	0.042	G	1.6971	-0.34	α
Kepler-4 b	0.077	3.21346	0.0456	0	G0	1.223	0.17	β
Kepler-42 b	0.009	1.2137672	0.0116			0.13	-0.48	β
Kepler-42 c	0.006	0.45328509	0.006			0.13	-0.48	β
Kepler-42 d	0.003	1.856169	0.0154			0.13	-0.48	β
Kepler-5 b	2.114	3.54846	0.05064	0		1.374	0.04	β
Kepler-6 b	0.669	3.234723	0.04567	0		1.209	0.34	β
Kepler-7 b	0.433	4.885525	0.06246	0.1		1.36	0.11	β
Kepler-8 b	0.603	3.52254	0.0483	0		1.213	-0.055	β
Kepler-9 b	0.252	19.243158	0.14			1	0.17	β
Kepler-9 c	0.171	38.90861	0.225			1	0.17	β
Kepler-9 d	0.022	1.592851	0.0273			1	0.17	β
KIC 10905746 b		9.8844	0.0751			0.578	-0.23	β
KIC 6185331 b		49.76971	0.2672			1.027	0.11	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
KOI-13 b	8.3	1.7637					-0.14	β
KOI-135 b	3.23	3.024095	0.0449	0.025	G0V/G0IV	1.32	0.33	β
KOI-196 b	0.49	1.855558	0.029	0	G2V	0.94	-0.09	β
KOI-200 b	0.44	7.34	0.075				0.15	β
KOI-202 b	0.88	1.72	0.029				0.12	β
KOI-204 b	1.02	3.24674	0.0455	0.021	G2IV	1.19	0.26	β
KOI-206 b	2.9	5.33	0.059				-0.13	β
KOI-254 b	0.505	2.455239	0.027	0.11	M	0.59	0.13	β
KOI-423 b	18	21.0874	0.155	0.121	F7IV	1.1	-0.29	β
KOI-428 b	2.2	6.87349	0.08	0	F5IV	1.48	0.1	β
KOI-55 b	0.014	0.2401	0.006		sdB	0.496		β
KOI-55 c	0.0021	0.34289	0.0076		sdB	0.496		β
KOI-680 b	0.62	8.6	0.08				-0.46	β
KOI-730 b		14.7903	0.12			1.07		β
KOI-730 c		9.8499	0.092			1.07		β
KOI-730 d		19.7216	0.145			1.07		β
KOI-730 e		7.3831	0.076			1.07		β
KOI-872 b	6	33.60134	0.1967	0.01		0.902	0.41	β
KOI-872 c	0.376	57.004	0.2799	0.0145		0.902	0.41	β
ksi Aql b	2.8	136.75	0.68	0	G9IIIb	2.2	-0.205	α
LKCA 15 b	6	40000	15.7		K5V	0.97		α
MOA-2007-BLG-192-L b	0.01		0.66		M	0.06		β
MOA-2007-BLG-400-L b	0.9		0.85			0.35		β
MOA-2008-BLG-310-L b	0.23		1.25			0.67		β
MOA-2009-BLG-266L b	0.0327	2780	3.2			0.56		α
MOA-2009-BLG-319 b	0.157		2		K	0.38		β
MOA-2009-BLG-387L b	2.6	1970	1.8		M	0.19		β
MOA-2010-BLG-477L b	1.5		2		K	0.67		β
MOA-2011-BLG-293L b	2.4		1			0.44		β
MOA-bin-1 b	3.7		8.3			0.75		β
mu Ara b*	1.676	643.25	1.5	0.128	G3 IV-V	1.08	0.28	α
mu Ara c*	0.03321	9.6386	0.09094	0.172	G3 IV-V	1.08	0.28	β
mu Ara d*	0.5219	310.55	0.921	0.0666	G3 IV-V	1.08	0.28	α
mu Ara e*	1.814	4205.8	5.235	0.0985	G3 IV-V	1.08	0.28	α
NGC 2423 3 b	10.6	714.3	2.1	0.21		2.4	0.14	α
NGC 4349 No 127 b	19.8	677.8	2.38	0.19		3.9		α
NN Ser (ab) c	6.91	5660	5.38	0	WD+M	0.646		α
NN Ser (ab) d	2.28	2830	3.39	0.2	WD+M	0.646		α
nu Oph b	22.3	536	1.8	0.13	G9III	2.7		α
nu Oph c	24.5	3169	5.88	0.18	G9III	2.7		α
NY Vir b	2.3	2900	3.3		B D	0.6		α
OGLE-05-071L b	3.5	3600	3.6			0.46		α
OGLE-05-169L b	0.04	3300	2.8			0.49		α
OGLE-05-390L b	0.017	3500	2.1		M	0.22		α
OGLE-06-109L b	0.727	1790	2.3			0.51		α
OGLE-06-109L c	0.271	4931	4.5	0.15		0.51		α
OGLE-2007-BLG-368L b	0.0694		3.3			0.64		β
OGLE235-MOA53 b	0.68	3.10129	0.04162	0	G or K	1.18	0.28	β
OGLE2-TR-L9 b	0.54	4.01451	0.047	0	G or K	0.82	0.12	β
OGLE-TR-10 b	1.24	1.4324772	0.0229	0	K	0.78	0.14	β
OGLE-TR-111 b	1.17	1.689868	0.0306	0	F	1.26	0.37	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
OGLE-TR-113 b	1.06	3.9791	0.051	0		1.14	0.37	β
OGLE-TR-132 b	0.75	3.67724	0.051	0		1.33	0.11	β
OGLE-TR-182 b	1.3	1.211909	0.0225	0	G	1.17		β
OGLE-TR-211 b	4.34	2.4855335	0.0308		F3	1.52	-0.05	β
OGLE-TR-56 b	2.6		5.1			0.63		β
Oph 11 b	21	730000	243		M9	0.162		α
PSR 1257 12 b	7e-05	25.262	0.19	0				α
PSR 1257 12 c	0.013	66.5419	0.36	0.0186				α
PSR 1257 12 d	0.012	98.2114	0.46	0.0252				α
PSR 1719-14 b	1	0.090706293	4e-04	0.06		1.4		β
PSR B1620-26 b	2.5	36525	23			1.95		α
Qatar-1 b	1.09	1.420033	0.02343	0	K	0.85	0.2	β
Qatar-2 b	2.487	1.3371182	0.02149	0	K	0.74		β
Ross 458(AB) c	8.5		1168		M2V	0.6		β
RR Cae b	4.2	4350	5.3	0	DAZ8+dM	0.622		α
SR 12 AB c	13		1083		K4-M2.5			β
SWEEPS-04	3.8	4.2	0.055			1.24		β
SWEEPS-11	9.7	1.796	0.03			1.1		β
tau Boo b*	3.9	3.3135	0.046	0.018	F7 V	1.3	0.28	β
tau Gem b	18.1	305			K2III			β
TrES-1 b*	0.761	3.0300722	0.0393	0	K0V	0.88	0.001	β
TrES-2	1.253	2.470613402	0.03556	0	G0V	0.98	-0.15	β
TrES-3	1.91	1.30618608	0.0226	0	G	0.924	-0.19	β
TrES-4	0.917	3.5539268	0.05084	0	F	1.388	0.14	β
TrES-5	1.778	1.4822446	0.02446			0.893	0.2	β
ups And b*	0.69	4.617136	0.059	0.013	F8 V	1.27	0.09	β
ups And c*	14.57	237.7	0.861	0.24	F8 V	1.27	0.09	α
ups And d*	10.19	1302.61	2.55	0.274	F8 V	1.27	0.09	α
ups And e	1.059	3848.86	5.2456	0.00536	F8 V	1.27	0.09	α
UScoCTIO 108 b	16		670		M7	0.057		β
UZ For(ab) d	7.7	1900	2.8	0.05	Catac. var.	0.84		α
V391 Peg b	3.2	1170	1.7	0	sdB	0.5		α
WASP-1 b	0.86	2.5199464	0.0382	0	F7V	1.24		β
WASP-10 b	3.06	3.0927616	0.0371	0.057	K5	0.71	0.03	β
WASP-11/HAT-P-10 b	0.46	3.722469	0.0439	0	K3V	0.82	0.13	β
WASP-12 b	1.404	1.0914222	0.02293	0	G0	1.35	0.3	β
WASP-13 b	0.485	4.353011	0.05379	0	G1V			β
WASP-14 b	7.341	2.2437661	0.036	0.087	F5V	1.211		β
WASP-15 b	0.542	3.7520656	0.0499	0	F7	1.18	-0.17	β
WASP-16 b	0.855	3.1186009	0.0421	0	G3V	1.022	0.01	β
WASP-17 b	0.486	3.735438	0.0515	0.028	F4	1.2	-0.19	β
WASP-18 b	10.43	0.9414518	0.02047	0.0088	F6	1.24		β
WASP-19 b	1.168	0.78884	0.01655	0.0046	G8V	0.97	0.02	β
WASP-2 b*	0.847	2.15222144	0.03138	0	K1V	0.84	-0.08	β
WASP-20 b	0.3	4						β
WASP-21 b	0.3	4.322506	0.052	0	G3V	1.01	-0.4	β
WASP-22 b	0.588	3.5327313	0.04698	0		1.1	-0.05	β
WASP-23 b	0.884	2.9444256	0.0376	0.062	K1V	0.78		β
WASP-24 b	1.032	2.3412083	0.0359	0	F8-9	1.129	0.07	β
WASP-25 b	0.58	3.76483	0.0474	0	G4	1	-0.05	β
WASP-26 b	1.028	2.7566004	0.03985	0	G0	1.12	-0.02	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
WASP-28 b	0.91	3.408821	0.0455	0.046	F8-G0	1.08	-0.29	β
WASP-29 b	0.244	3.922727	0.0457	0.03	K4V	0.825	0.11	β
WASP-3 b	2.06	1.8468372	0.0313	0	F7V	1.24		β
WASP-31 b	0.478	3.405909	0.04657	0	F	1.16	-0.19	β
WASP-32 b	3.6	2.71865	0.0394	0.018	G	1.1	-0.13	β
WASP-33 b	4.59	1.21986967	0.02558	0	A5	1.495	0.1	β
WASP-34 b	0.59	4.3176782	0.0524	0.038	G5	1.01	-0.02	β
WASP-35 b	0.72	3.161575	0.04317	0				β
WASP-36 b	2.279	1.5373653	0.02624	0	G2	1.02	-0.31	β
WASP-37 b	1.696	3.577471	0.04339	0	G2	0.849	-0.4	β
WASP-38 b	2.712	6.871815	0.07551	0.0321	F8	1.216	-0.12	β
WASP-39 b	0.28	4.055259	0.0486	0	G8	0.93	-0.12	β
WASP-4 b	1.1215	1.33823187	0.02312	0	G8	0.93	-0.03	β
WASP-41 b	0.92	3.052394	0.04	0	G8V	0.95	-0.08	β
WASP-42 b	0.5	4.9816872	0.0458	0.06				β
WASP-43 b	2.034	0.81347753	0.01526	0.0035	K7V	0.717	-0.01	β
WASP-44 b	0.889	2.4238039	0.03473	0	G8V	0.951	0.06	β
WASP-45 b	1.007	3.1260876	0.04054	0	K2V	0.909	0.36	β
WASP-46 b	2.101	1.43037	0.02448	0	G6V	0.956	-0.37	β
WASP-47 b	1.14	4.1591399	0.052	0	G9V	1.084	0.18	β
WASP-48 b	0.98	2.143634	0.03444	0		1.19	-0.12	β
WASP-49 b	0.378	2.7817387	0.0378					β
WASP-5 b	1.637	1.6284246	0.02729	0	G5	1	0.09	β
WASP-50 b	1.468	1.9550959	0.02945	0.009	G9	0.892	-0.12	β
WASP-52 b	0.5	1.7						β
WASP-53 b	2.5	3.3						β
WASP-54 b	0.6	3.7						β
WASP-55 b	0.57	4.465633	0.0533	0		1.01	-0.2	β
WASP-56 b	0.6	4.6						β
WASP-57 b	0.8	2.8						β
WASP-58 b	1.1	5						β
WASP-59 b	0.7	7.9						β
WASP-6 b	0.503	3.361006	0.0421	0.054	G8	0.888	-0.2	β
WASP-60 b	0.5	4.3						β
WASP-61 b	2.06	3.8559	0.0514	0	F7	1.22	-0.1	β
WASP-62 b	0.57	4.411953	0.0567	0	F7	1.25	0.04	β
WASP-63 b	0.38	4.37809	0.574	0	G8	1.32	0.08	α
WASP-64 b	1.2	1.6						β
WASP-65 b	1.6	2.3						β
WASP-66 b	2.32	4.086052	0.0546	0	F4	1.3	-0.31	β
WASP-67 b	0.42	4.61442	0.0517	0	kov	0.87	-0.07	β
WASP-68 b	0.8	5.1						β
WASP-69 b	0.3	3.9						β
WASP-7 b	0.96	4.9546416	0.0617	0	F5V	1.276		β
WASP-70 b	0.6	3.7						β
WASP-78 b	1.16	2.17517656	0.0415	0	F8	2.02	-0.35	β
WASP-79 b	0.89	2.17517632	0.0362	0	F3	1.56	0.03	β
WASP-8 b	2.244	8.158715	0.0801	0.31	G6	1.033	0.17	β
WD 0806-661B b	8		2500		DQ D	0.62		β
XO-1 b*	0.9	3.9415128	0.0488	0	G1V	1		β
XO-2 b*	0.62	2.615838	0.0369	0.045	K0V	0.98	0.45	β

continua na próxima pg.

Tabela 6.1 – continuação da pg. anterior

Nome	$m \sin i$	P	a	e	C.E.	M_e	[Fe/H]	Pop.
XO-3 b	11.79	3.1915239	0.0454	0.26	F5V	1.213	-0.177	β
XO-4 b	1.72	4.1250823	0.0555	0	F5V	1.32	-0.04	β
XO-5 b	1.077	4.1877537	0.0487	0	G8V	0.88	0.18	β

Bibliografia

Addams, F.C. & Laughlin, G. 1997, ApJ, 491L, 51L

Andrews, S. M. & Williams J. P., 2007, ApJ, 659, 705

Angel, J. R. P., Woolf, N. J., ApJ, 475, 373

Armitage, P. 2007, astro-ph/0701.485

Armstrong, J. C., Larson, S. L., Zollinger, R. R. 2007, astro-ph/0708.1771

Aumann, H. H., Beichamn, C. A., Gillet, F. C., de Jong, T., Houck, J. R., Low, F. J.,
Neugebauer, G., Waker, R. G., Wesselius, P. R. 1984, ApJ 278, 23

Aumann, H. H. 1985, PASP, 97, 885

Auvergne, M., et al. 2009, A&A, 506, 411

Batalha, N. M. et al. 2010, ApJ, 713, 109

Batalha, N. M. et al. 2011, ApJ, 729, 27

Barnes, S. A. 2001, ApJ, 561, 1095

Barnes, S. A., et al. 1999, ApJ, 516, 263

Bodenheimer, P. 1995, ARA&A, 33, 199

Borucki, W. J., et al. 2010, Sci, 327, 977

- Boss, A. P. 1997, *Sci*, 276, 1836
- Brownlee, D. E., Kress, M.E. 2007, *Planets and Life*, Edited by: Sullivan III, W.T. & Baross, J.A., Cambridge University Press, United Kingdom, 69
- Buccino, A. P., Lemarchand, G. A., Mauas, P. J. D. 2007, *Icar*, 192, 582
- Bouvier, Jérôme, 2007, *IAUS*, 243, 231
- Burkert, A. & Ida, S. 2007, *ApJ*, 660, 845
- Butler R. P., et al. 2006, *ApJ*, 646, 505
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, 45
- Charbonneau, D., et al. 2005, *ApJ*, 626, 523
- Currie, T. 2009, *ApJ*, 649, 171
- D'Angelo, G., Durise, R. H. & Lissauer, J. J. 2010, *Exoplanets*, Edited by: S. Seager, Tucson, AZ: University of Arizona Press
- de Pater, I. & Lissauer, J. J. 2001, *Planetary Sciences*, Cambridge University Press, United Kingdom, 434
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., Harrington, J. 2005, *Natur*, 434, 740
- Dullemond, C.P., Hollenbach, D., Kamp, I. & D'Alessio, P. 2006 [astro-ph/0602.619](#)
- Fisher, D. A., & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Fogg, M. J., Nelson, R.P. 2005, *A&A*, 472, 1003
- Gizon, L. & Solanki, S. K., 2003, *ApJ*, 589, 1009

- González, G. 1997, MNRAS, 285, 403
- Guillot, T. 2005, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 33, 393
- Guyon, O., Plazhnik, E. A., Kuchner, M. J., Collins, B, Ridgway, S.T. 2006, ApJS, 167, 81
- Hart, M. H. 1993, Icarus, 37, 351
- Hunyadi, S. 2007 in Small- and Mid-Scale Exoplanet Space Missions Conference
- Israelian, G. et. al. 2009, Nature 462, 189
- Ida, S., Lin, D. N. C. 2004, ApJ, 616, 567
- Ida, S., Lin, D. N. C. 2008, ApJ, 673, 487
- Jones, B. W., Sleep, P. N., Underwood, D. R. 2006, ApJ, 649, 1010
- Jorissen, A., Mayor, M., Udry, S. 2001, A&A 379, 992
- Kashyap, V. L., Drake, J. J., Saar, S. H. 2008, ApJ, 687, 1339
- Kraft, R. P. 1967, ApJ, 150, 551
- Kennedy, G. M., Kenyon, S. J. 2009, ApJ, 695, 1210
- Kokubo, E., Ida, S. 1998, Icar, 131, 171
- Königl, A. 1991, ApJ, 370, L39
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Hillenbrand, L. A., Martinache, F. 2012, ApJ, 745, 19
- Larson, R.B. 2003, RPPh, 66, 1651
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, ApJ, 309, 846

Livio, M., & Pringle J. E. 2003, MNRAS, 346, L42

Lovis, C., & Mayor, M. 2007. A&A, 472, 657

Lubow, S. H. & Ida, S. 2010 astro-ph/1004.4137

Lunine, J. I. et al. 2009, astro-ph/ 0906.4369

Lynden-Bell, D, Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603

Manoj, P. 2010, astro-ph/ 1003.5933

Marchi, S. et al. 2009, MNRAS, 394, 93

Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1998, ASPC, 154, 128

Marois, C. et al. 2008, Science, 322, 1348

Masset, F.S. & Papaloizou, J. 2003, ApJ 588, 494

Mayor, M & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355

Mayor, M. et al. 2003, Msng, 114, 20

Mayor, M. et al. 2009, A&A, 507, 487

Mendes, L. T. S., D'Antona, F., Mazzitelli, I. 1999, A& A, 341, 174

Meru, F., Bate, M. R. 2010, MNRAS, 406, 2279

Morbidelli, A. et al. 2000, M&PS 35, 1309

Nomura, H., Nakagawa, Y. 2006, ApJ, 640, 1099

Noyes, R. W. 1983, IAUS, 102, 133

Piau, L & Turck-Chièze, S 2002, ApJ, 566, 419

Pinotti, R., Arany-Prado, L., Lyra, W., & Porto de Mello, G. F. 2005, MNRAS, 364, 29

Pollack et al. 1996, Icar, 124, 62

Raymond, S. N, Quinn, T. & Lunine, J. I. 2005, Icarus, 177, 256

Raghavan, D. et al. 2010, ApJSS, 190, 1

Ribas, I., & Miralda-Escudé, J. 2007, A&A, 464, 779R

Rouan, D. et al. 2012, A&A, 537, 54

Serabyn, E, Mawet, D., Burruss, R. 2010, Nature, 464, 1018

Soderblom, D. R. 1983, ApJ, 53, 1

Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., et al. 2008, A&A, 487, 373

Swain, M.R. et al. 2009, ApJ, 704, 1616

Tarter, M. E. & Lock, M. D., 1993, Model-Free Curve Estimation, Chapan & Hall: New York, p. 55

Tanaka, H., Takeuchi, T. & Ward, W. R. 2002, ApJ, 565, 1257

Udry, S., Mayor, M. & Santos, N. C. 2003 A&A, 407, 369

Vogel, S. N., & Kuhl, L. V. 1981, ApJ, 245, 960

van der Kamp, P. 1963, ApJ, 68, 515

von Bloh, W., Bounama, C., Franck, S. 2007 P&SS, 55, 651

Ward, W.R 1997, Icarus, 126, 261

Watson, C.A., Littlefir, S. P., Cameron, A. C., Dhillon, V.S., Simpson, E.K. 2010 astro-ph/1006.2069

Weidenschilling, S. J., Marzari, F. 1996, *Nature*, 384, 619

Wolzscan, A. 1997, *CeMDA*, 68, 13

Wolzscan, A., Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145