

Cintia Fernanda Martinez



Observatório Nacional

Programa de Pós-Graduação

Observatório Nacional

Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovação e Comunicações

Caracterização Espectroscópica de Estrelas FGK com Planetas Observadas pela Missão *Kepler* e de Anãs-M no Aglomerado das Plêiades Observadas pelo APOGEE

Orientadora: Dra. Katia Cunha

Rio de Janeiro

28 de Junho de 2019

"CARACTERIZAÇÃO ESPECTROSCÓPICA DE ESTRELAS FGK COM PLANETAS OBSERVADAS PELA MISSÃO KEPLER E DE ANÃS-M DAS PLÉIADES OBSERVADAS PELO APOGEE".

CINTIA FERNANDA MARTINEZ

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA DO OBSERVATÓRIO NACIONAL COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTORA EM ASTRONOMIA.

Aprovada por:



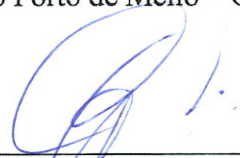
Dra. Katia Maria Leite da Cunha - ON/MCTIC
(Orientadora)



Dra. Beatriz Barbuy – IAG/USP



Dr. Gustavo Porto de Mello – OV/UFRJ



Dra. Carolina Chavero – Observatório Astronômico de Cordoba



Dra. Simone Daflon dos Santos- ON/MCTIC

RIO DE JANEIRO – BRASIL

28 DE JUNHO DE 2019

Agradecimentos

Nestas páginas resumem-se quatro anos de dedicação e trabalho árduo. Páginas que representam parte da minha vida e tudo aquilo que nela vivi. Nada disso teria sido possível sem o apoio incondicional das pessoas que viveram essa história comigo. Muito obrigada

- aos profissionais que guiaram o meu caminho,

Dra. Katia Cunha, obrigada por orientar esse projeto e torná-lo realidade.

Dr. Verne Smith, Dr. Diogo Souto e Dr. Luan Ghezzi pela inestimável ajuda.

- aos meus amores para toda a vida,

Juan e Susana, meus pais, e Nadia, minha irmã, por serem eles meu incentivo diário.

Dailer, meu amor e cúmplice em risos e choros.

Minha família de estrangeiros, Xime, Rodri, Javu, o meu suporte nessa parte da vida.

Mati, Colli, Vavu, Vir, Gabu, Lechu, Guille, Bruno, Yoli, Merce, Álvaro, meus queridos amigos, novos e antigos, do meu país e de fora, por me fornecerem seu carinho a cada dia de perto ou de longe.

- aos que me deram a oportunidade,

o Observatório Nacional, por me albergar

a CAPES e o CNPq pelo financiamento

o Brasil, por me abrir as portas para viver novas aventuras neste país irmão.

*“So many stars,
so many ways of seeing..”*

Sumário

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	Caçadores de Planetas	17
1.2	As Técnicas de Detecção Mais Importantes	18
1.2.1	Detecção por Velocidade Radial	19
1.2.2	Detecção por Trânsito Planetário	21
1.3	Mães e Filhos: Conexão Estrela-Planeta	25
1.3.1	Metalicidade: O Peso da “Genética”	26
1.3.2	Diversidade nas Propriedades Planetárias: Diferentes Cenários de Formação?	30
1.3.3	Composição Química do Interior Planetário	30
2	ANÁLISE ESPECTROSCÓPICA DE ESTRELAS DE TIPO-SOLAR	39
2.1	Dados Espectroscópicos	39
2.2	Determinação dos Parâmetros Estelares e Metalicidades	39
2.2.1	Lista de Linhas	41
2.2.2	Medidas de Larguras Equivalentes	42
2.2.3	Modelo de Atmosferas Estelares	44
2.2.4	Obtenção dos Parâmetros Estelares	45
2.3	Cálculo das Incertezas nos Parâmetros	49
3	CARACTERIZAÇÃO DE ESTRELAS E PLANETAS	51
3.1	Parâmetros e Metalicidades Estelares	51
3.1.1	Comparação com Resultados Prévios da Literatura	52
3.2	Determinação dos Raios Estelares e Planetários	60
3.2.1	Erros nos Raios Estelares e Planetários	61
3.2.2	Comparações dos Raios Estelares e Planetários com a Literatura	62
4	DISCUSSÃO	67
4.1	Raios Planetários, Períodos Orbitais e Fluxos Incidentes	67
4.1.1	A Bimodalidade na Distribuição dos Raios Planetários Pequenos	67
4.1.2	Correções de Completeza	68
4.1.3	Super-Terras e Sub-Netunos: duas populações bem diferenciadas	70
4.1.4	Correlação entre Raio Planetário e Período Orbital	74
4.2	Correlações com a Metalicidade	76
4.2.1	Dependência com o Raio Planetário	76
4.2.2	Conexão com o Período Orbital	81
5	ANÁLISE ESPECTROSCÓPICA DE ESTRELAS ANÃS TIPO M DO AGLOMERADO DAS PLÊIADES	85
5.1	Caracterização de Estrelas Anãs-M	85

5.1.1	Uma Introdução às Estrelas Anãs-M	85
5.1.2	Algumas Calibrações Fotométricas da Literatura	86
5.1.3	Alguns Resultados Espectroscópicos da Literatura	88
5.2	O Levantamento APOGEE	90
5.2.1	Análise Automática dos Espectros APOGEE	91
5.2.2	Sinergia APOGEE e <i>Kepler</i>	93
5.3	Aglomerado Aberto das Plêiades: Um Laboratório Estelar Perto de Casa	95
5.3.1	Revisão das Características Principais do Aglomerado	95
5.4	Atividade Magnética Estelar	100
5.4.1	O Desdobramento <i>Zeeman</i>	100
5.5	Determinação de Metalicidades das Estrelas M das Plêiades a partir de Espectros APOGEE	103
5.5.1	Alvos Seleccionados	103
5.5.2	Determinação dos Parâmetros Estelares	104
5.5.3	Análise Espectroscópica	110
5.5.4	Resultados de Metalicidades	111
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	119
7	APÊNDICE A	123
7.1	Lista de linhas de Fe I e Fe II com seus parâmetros atômicos	123
8	APÊNDICE B	129
8.1	Parâmetros espectroscópicos e metalicidades para as estrelas da amostra	129
9	APÊNDICE C	161
9.1	Raios e incertezas para as estrelas e planetas da amostra	161
	Referências	207

Lista de ilustrações

Figura 1 – Planetas com massa conhecida em função do ano de descoberta	18
Figura 2 – Distribuição dos planetas no plano período orbital-massa	19
Figura 3 – Distribuição de raio e massa dos planetas	20
Figura 4 – Técnica de detecção de exoplanetas: velocidade radial	21
Figura 5 – Técnica de detecção de exoplanetas: trânsito planetário	22
Figura 6 – Ficha técnica do telescópio espacial <i>Kepler</i>	23
Figura 7 – Fração de planetas gigantes em função da metalicidade estelar	27
Figura 8 – Comparação da metalicidade em estrelas associadas a diferentes tipos de planetas	29
Figura 9 – Lacuna de evaporação: análise numérica	32
Figura 10 – Evolução do envelope gasoso para diferentes escalas de tempo	33
Figura 11 – Lacuna na distribuição dos raios planetários observados	34
Figura 12 – Lacuna na distribuição dos raios planetários observados	35
Figura 13 – Distribuições observada e modelada dos raios planetários	36
Figura 14 – Ajuste do vale de evaporação para diferentes modelos de composição	37
Figura 15 – Espectros Keck/HIRES para algumas das estrelas da nossa amostra	40
Figura 16 – Exemplo da medida da largura equivalente para uma linha espectral	43
Figura 17 – Comparação das medidas das larguras equivalentes: automáticas vs. manuais	44
Figura 18 – Exemplo da metodologia aplicada na determinação dos parâmetros atmosféricos para uma das estrelas da nossa amostra	46
Figura 19 – Determinação de parâmetros espectroscópicos: dependência com a T_{ef}	47
Figura 20 – Determinação de parâmetros espectroscópicos: dependência com o $\log g$	47
Figura 21 – Determinação de parâmetros espectroscópicos: dependência com a ξ	48
Figura 22 – Características espectroscópicas e metalicidades das estrelas da amostra	52
Figura 23 – Comparações dos parâmetros estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	54
Figura 24 – Comparações dos parâmetros estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	55
Figura 25 – Comparações dos parâmetros estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	56
Figura 26 – Comparações dos parâmetros estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	56
Figura 27 – Gravidades superficiais espectroscópicas vs. astrossísmicas	58
Figura 28 – Comparações das metalicidades estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	58
Figura 29 – Comparações das metalicidades estelares para a amostra do CKS com resultados da literatura	59
Figura 30 – Distribuição do raio estelar e temperatura efetiva para as estrelas da amostra	63
Figura 31 – Comparação dos nossos raios estelares com estudos prévios	64
Figura 32 – Comparação dos Raios Estelares: Espectroscopia vs. Astrossismologia	65

Figura 33 – Comparação dos nossos raios planetários com estudos prévios	66
Figura 34 – Distribuição dos raios planetários	69
Figura 35 – Raio Planetário vs. Período Orbital	73
Figura 36 – Raio Planetário vs. Fluxo Estelar Incidente	73
Figura 37 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de planetas menores e maiores que $4R_{\oplus}$	77
Figura 38 – Raios e períodos orbitais para a amostra de planetas em função da metalicidade de suas estrelas hospedeiras.	78
Figura 39 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de diferentes tipos de planetas	79
Figura 40 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de diferentes tipos de planetas	80
Figura 41 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de diferentes tipos de planetas	82
Figura 42 – Calibrações fotométricas de T_{ef}	87
Figura 43 – Distribuições espectrais de energia para diferentes tipos de estrela	89
Figura 44 – Exemplo da derivação espectroscópica da T_{ef}	90
Figura 45 – Campos de observação do SDSS-III <i>APOGEE-1</i> e SDSS-IV <i>APOGEE-2</i>	91
Figura 46 – Exemplo de uma placa de observação do APOGEE	92
Figura 47 – Identificação de linhas nos espectros APOGEE	94
Figura 48 – Ficha técnica das Plêiades	96
Figura 49 – Campo das Plêiades visto pelo K2	97
Figura 50 – Períodos de rotação das Plêiades estimados com as curvas de luz do K2	98
Figura 51 – Impacto das manchas estelares no diagrama <i>HR</i>	99
Figura 52 – Diagrama de cor e rotação das Plêiades	99
Figura 53 – Medição de campos magnéticos em anãs-M ativas	101
Figura 54 – Medição empírica dos campos magnéticos	102
Figura 55 – Determinação fotométrica das T_{ef}	105
Figura 56 – Determinação das T_{ef} : comparação das calibrações fotométricas	106
Figura 57 – Determinação das M_{\star} : comparação das calibrações fotométricas	107
Figura 58 – Diagrama <i>HR</i> para as anãs-M do aglomerado das Plêiades	108
Figura 59 – Espectros APOGEE de anãs-M	110
Figura 60 – Linhas de OH nas anãs-M	113
Figura 61 – Linhas de Fe I e FeH nas anãs-M	115
Figura 62 – Linhas com desdobramento <i>Zeeman</i>	117

Lista de tabelas

Tabela 1 – Detecção de exoplanetas, em sistemas isolados e/ou múltiplos, segundo a técnica de detecção. Informação extraída de www.exoplanet.eu	19
Tabela 2 – Porção da lista de linhas de Fe I e Fe II com seus parâmetros atômicos	42
Tabela 3 – Parâmetros espectroscópicos e metalicidades para as estrelas da amostra	51
Tabela 4 – Raios derivados para as estrelas e planetas da amostra	61
Tabela 5 – Estimação dos erros nos tamanhos de estrelas e planetas	62
Tabela 6 – Principais características das estrelas M membros das Plêiades selecionadas neste estudo	104
Tabela 7 – Parâmetros estelares determinados para as Anãs-M	109
Tabela 8 – Metalicidades das Anãs-M	112
Tabela 9 – Parâmetros estelares da sub-amostra de Anãs-M	114

Resumo

A grande estatística fornecida pela missão *Kepler*, com a confirmação de pouco mais de 4.000 planetas, demonstra a necessidade de caracterizar os planetas. Um parâmetro fundamental para inferir a natureza dos planetas é o raio planetário, derivado da razão entre os raios estelares e os planetários. Trabalhos recentes mostraram que a caracterização precisa dos parâmetros estelares, como o raio estelar, pode revelar particularidades dos planetas antes mascaradas pelas incertezas nos raios das estrelas. Neste trabalho, analisamos espectros óticos Keck/HIRES de uma amostra de 1305 estrelas de tipo FGK, hospedeiras de planetas descobertos por trânsito, e derivamos parâmetros estelares precisos (temperaturas efetivas, gravidades superficiais e metalicidades), com o objetivo de se investigar as relações entre as propriedades estelares e planetárias, e a arquitetura dos sistemas planetários. A combinação dos parâmetros estelares precisos com as distâncias de *Gaia* nos permitiu alcançar incertezas de $\sim 2.8\%$ e $\sim 3.7\%$ para os raios estelares e planetários, respectivamente. A análise da distribuição dos raios planetários corrigida por completude mostrou uma bimodalidade para planetas pequenos ($R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$), com picos em $1.47 \pm 0.05 R_{\oplus}$ e $2.72 \pm 0.10 R_{\oplus}$, e um vale ao redor de $1.9R_{\oplus}$. A alta precisão alcançada na determinação dos raios planetários revelou uma correlação no plano R_{pl} -período orbital (P), da forma $R_{pl} \propto P^{-0.11 \pm 0.02}$, que indica que a posição do vale nos raios diminui à medida que o período orbital aumenta. Os resultados obtidos são compatíveis tanto com o modelo de formação planetas por fotoevaporação quanto com o modelo de perda de massa por liberação de energia do núcleo. Nossos resultados também mostraram que há uma correlação entre as metalicidades estelares e as propriedades planetárias R_{pl} e P tal que super-Terras e sub-Netunos são preferentemente associados com estrelas com $[\text{Fe}/\text{H}]$ ligeiramente acima da metalicidade solar ($[\text{Fe}/\text{H}]$ entre 0 e 0.018 dex); os planetas maiores (sub-Saturnos e Jupiteres) estão majoritariamente associados a estrelas ricas em metais ($[\text{Fe}/\text{H}]$ entre 0.08 e 0.09 dex). Por outro lado, derivamos um período crítico $P_{\text{crítico}} \sim 8$ dias a partir do qual a $[\text{Fe}/\text{H}]$ estelar aumenta atingindo valores de 0.056 ± 0.007 dex à medida que o P diminui. Da mesma forma, é importante entender como as ligações entre as características estelares e planetárias estendem-se ao regime das estrelas anãs-M, dado que representam cerca do 70% das estrelas da Via Láctea e, devido as suas baixas massas e raios pequenos, facilitam a detecção de exoplanetas do tipo-Terra tanto com a técnica de velocidade radial quanto com o método de trânsito. Em particular, as anãs-M membros de aglomerados estelares são de especial interesse pois os aglomerados abertos são usados como calibradores pelos levantamentos, e amplamente estudados na literatura. Nesta Tese realizamos um estudo de caracterização de uma amostra de anãs-M, analisando-as na região espectral do infravermelho. Selecionamos uma amostra de anãs-M, membros do aglomerado aberto jovem das Plêiades, com curvas fotométricas medidas pela missão estendida do *Kepler* (K2). Utilizamos espectros obtidos pelo levantamento SDSS IV - APOGEE entre 1.5 - 1.79 μm para determinar as metalicidades das estrelas. As metalicidades obtidas para as anãs-M do aglomerado das Plêiades encontram-se em acordo com os resultados da literatura, confirmando a robustez de nossa análise. Um novo resultado, foi a identificação do efeito *Zeeman* em algumas das linhas de Fe I e FeH na maioria das estrelas estudadas, abrindo a possibilidade de medir campos magnéticos a partir dos espectros APOGEE, o que terá importantes consequências para o levantamento SDSS IV - APOGEE.

Abstract

The great statistic provided by the *Kepler* mission, with the confirmation of over 4000 planets, shows the need to characterize the planets. A fundamental parameter to infer the nature of the planets is the planetary radii, derived through the stellar to planetary radii ratio. Recent works have shown that an accurate characterization of stellar parameters, such as the stellar radii, may reveal particularities of the planets once masked by the uncertainties in the stars radii. In this work, we analyzed Keck/HIRES optical spectra of a sample of 1305 FGK stars, hosting planets discovered by transits, and derived precise stellar parameters (effective temperature, surface gravity and metallicity), with the objective of investigating the relations between the stellar and planetary properties, and the architecture of planetary systems. The combination of the precise stellar parameters with Gaia distances allowed us to reach uncertainties of $\sim 2.8\%$ and $\sim 3.7\%$ for stellar and planetary radii, respectively. Analysis of the completeness corrected planetary radii distribution showed a bimodality for small planets ($R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$), with peaks at $1.47 \pm 0.05 R_{\oplus}$ and $2.72 \pm 0.10 R_{\oplus}$, and a valley around $\sim 1.9R_{\oplus}$. The high accuracy achieved in the determination of the planetary radii revealed a correlation in the R_{pl} - orbital period plane, of the form $R_{pl} \propto P^{-0.11 \pm 0.03}$, which indicates that the position of the valley in the radii decreases as the orbital period increases. The obtained results are compatible with both the photoevaporation and core-powered mass-loss models of planet formation. Our results also showed that there is a correlation between stellar metallicities and planetary properties R_{pl} and P such that super-Earths and sub-Neptunes are preferably associated with stars with $[Fe/H]$ slightly above the solar metallicity ($[Fe/H]$ between 0 and 0.018 dex); the larger planets (sub-Saturns and Jupiters) are mostly associated with metal-rich stars ($[Fe/H]$ between 0.08 and 0.09 dex). On the other hand, we derived a critical period $P_{critical} \sim 8$ days, from which the stellar $[Fe/H]$ increases reaching values of 0.056 ± 0.007 as the P diminishes. Similarly, it is important to understand how the links between stellar and planetary characteristics extend to the M-dwarf star regime, as they represent about 70% of the stars of the Milky Way and, due to their low masses and small radii facilitate the detection of Earth-type exoplanets with both the radial velocity and transit techniques. In particular, M-dwarfs members of star clusters are of special interest as open clusters are used as calibrators by surveys, and are widely studied in the literature. In this thesis we performed a spectroscopic study of a sample of M-dwarfs, analyzing them in the infrared spectral region. We selected a sample of M-dwarfs, members of the young open cluster of the Pleiades, with photometric curves measured by the Kepler extended mission (K2). We used spectra obtained by the SDSS IV - APOGEE survey between 1.5 - 1.79 μm to determine their metallicities. The obtained results for the M-dwarfs of the Pleiades cluster are in agreement with the literature results, confirming the robustness of our analysis. A new result was the identification of the *Zeeman* effect on some of the Fe I and FeH lines in most of the stars studied, opening the possibility of measuring magnetic fields from APOGEE spectra, which will have important consequences for the SDSS IV - APOGEE survey.

1 Introdução

A descoberta de exoplanetas em torno de diferentes tipos de estrelas fornece uma ideia dos diversos ambientes em que os planetas se formam. Numerosos estudos têm demonstrado que conhecer a ligação entre as propriedades exoplanetárias e as características das estrelas hospedeiras desempenha um papel fundamental na compreensão das condições do disco protoplanetário e na subsequente formação planetária. Neste Capítulo discutiremos as principais correlações observacionais entre as propriedades dos exoplanetas e a metalicidade de suas estrelas hospedeiras, e sua ligação com os diferentes processos e modelos de formação planetária.

1.1 Caçadores de Planetas

Mais de 20 anos se passaram desde que [Mayor & Queloz \(1995\)](#) anunciaram a descoberta do primeiro planeta orbitando uma estrela do tipo solar. Após terem sido feitas múltiplas medições, a evidência de uma periodicidade na velocidade radial da estrela 51 Pegasi, foi interpretada pelos autores como sendo devido à presença de um companheiro planetário. Dois anos depois, estudos feitos por [Marcy et al. \(1997\)](#) sobre o mesmo objeto demonstraram que o planeta reportado apresentava um raio orbital de 0.05 UA, um período orbital de 4.2 dias e uma massa mínima de $0.46 M_{Jup}$.

Desde esse primeiro anúncio, muitos candidatos têm sido confirmados e muitos outros esperam comprovação. Até agora, pouco mais de 4,000 planetas foram confirmados, e quase 3,000 catalogados como possíveis candidatos ([Thompson et al., 2018](#)), sendo as técnicas de trânsito planetário e velocidade radial, as responsáveis pela descoberta de 95% de todos os exoplanetas conhecidos¹. As ditas técnicas de detecção serão discutidas em detalhe na Seção 1.2. O incremento no número de planetas descobertos se deu, principalmente, aos avanços nos levantamentos de buscas de exoplanetas, que forneceram a possibilidade de obter resultados estatisticamente significativos das propriedades desses novos sistemas, tornando possível a detecção de planetas com massas tão baixas quanto as da Terra.

A Figura 1 mostra as massas conhecidas de alguns dos planetas confirmados, descobertos pelas diferentes técnicas de detecção (em diferentes cores), em função do ano de descoberta. Notando que, no caso dos planetas detectados por velocidade radial, somente o valor de massa mínima é conhecido.

Os diagramas que mapeiam as propriedades planetárias período orbital, massa e raio (Figura 2 e 3) permitem inferir que existe uma ampla diversidade nas características físicas dos planetas detectados. A Figura 2 mostra que a maioria dos planetas descobertos encontram-se distribuídos em três grandes regiões. Duas dessas regiões são dominadas por planetas gasosos com massas similares a Júpiter mas com períodos orbitais diferentes: planetas com P ao redor de 10 dias, conhecidos como “Jupiteres quentes”, e planetas com $P \sim 1,000$ dias. A terceira região compreende planetas com massas de até $10 M_{\oplus}$ e períodos orbitais menores do que 100 dias, chamados de super-Terras.

¹ Fonte: <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>

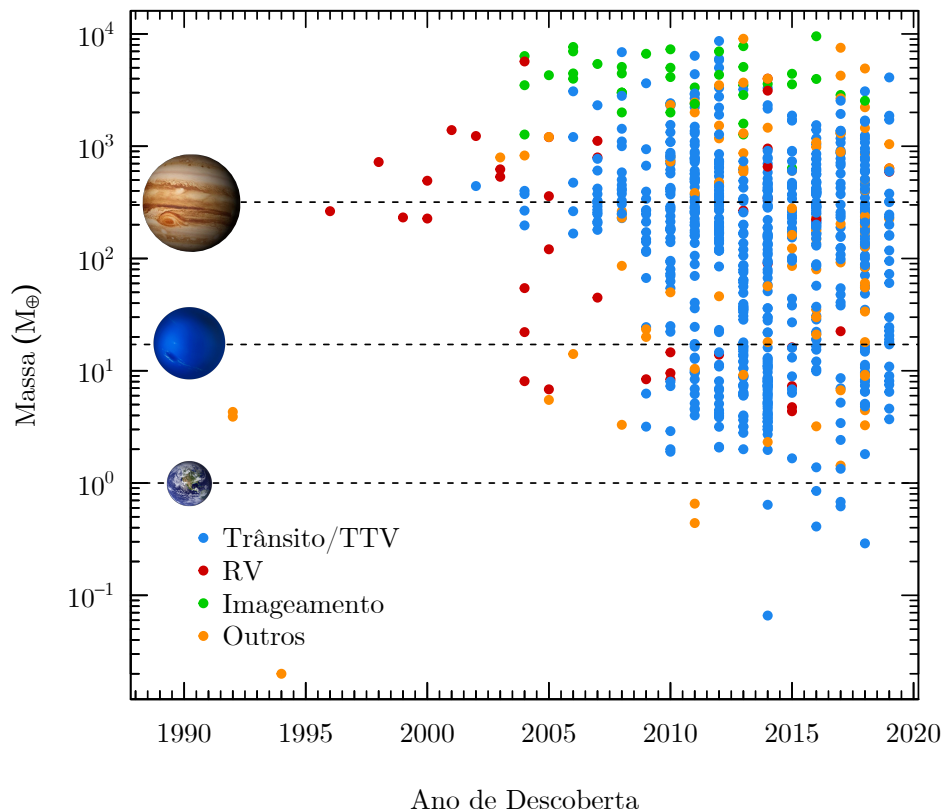


Figura 1 – Planetas com massa conhecida em função do ano de descoberta. Os símbolos em cores indicam as diferentes técnicas de detecção. Os planetas do Sistema Solar são mostrados para facilitar a comparação. Figura feita com dados do NASA Exoplanet Archive.

A maioria dos planetas que apresentam distâncias bem próximas de suas estrelas hospedeiras, são alvos diretos destas e recebem duas ou três vezes o fluxo estelar que incide sobre a Terra (Demory & Seager, 2011; Miller & Fortney, 2011). Da mesma forma, a distribuição de raio e massa planetária mostrada na Figura 3, confirma a existência dos três grandes grupos e mostra evidência de uma correlação linear entre essas duas propriedades: o raio do planeta aumenta à medida que sua massa se incrementa.

1.2 As Técnicas de Detecção Mais Importantes

Como a radiação emitida pelos planetas é extremamente fraca em comparação com aquela emitida pela estrela hospedeira, a grande maioria dos planetas extrasolares conhecidos até o momento foi detectada por meio de técnicas indiretas, em particular, utilizando a técnica de trânsito planetário e, em menor medida, pela técnica de velocidade radial. No entanto, em alguns casos ($\sim 3\%$), as descobertas foram feitas diretamente através do uso da técnica de imageamento direto (Chauvin et al., 2004; Marois et al., 2008). Na Tabela 1 apresentamos um sumário com o número total de exoplanetas descobertos, em sistemas isolados e/ou múltiplos, segundo a técnica de detecção. Compreender as vantagens, assim como as limitações, de cada uma das técnicas de detecção é importante para se estudar estatisticamente uma amostra de estrelas com planetas. A seguir apresentaremos brevemente as características dos dois métodos mais importantes para a detecção de exoplanetas: trânsito planetário e velocidade radial.

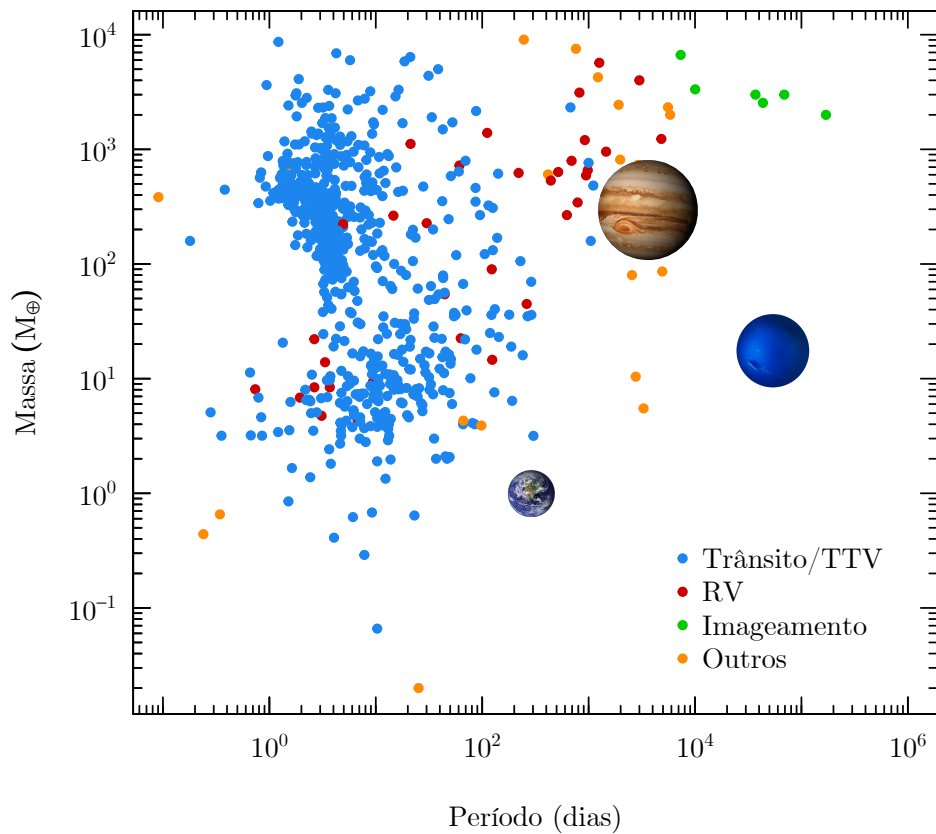


Figura 2 – Distribuição dos planetas no plano período orbital-massa planetária (em dias e massas terrestres, respectivamente). Os símbolos em cores indicam as diferentes técnicas de detecção. Os planetas do Sistema Solar são mostrados para facilitar a comparação. Figura feita com dados do NASA Exoplanet Archive.

Tabela 1 – Detecção de exoplanetas, em sistemas isolados e/ou múltiplos, segundo a técnica de detecção. Informação extraída de www.exoplanet.eu.

Método	Sistemas Planetários	Sistemas Multi-Planetários	Planetas
Totalidade	3046	660	4082
Trânsito Planetário	2214	483	2956
Velocidade Radial	632	145	845
Microlente Gravitacional	91	3	96
Imageamento Direto	101	3	131
Outros	4	1	12

1.2.1 Detecção por Velocidade Radial

A presença de um planeta orbitando uma estrela induz nesta um movimento circular ao redor do baricentro do sistema “estrela + planeta”. Para quantificar o deslocamento sofrido pela estrela, considera-se o efeito Doppler e utiliza-se o espectro estelar, através da medição do deslocamento das linhas espectrais em relação à linha de visada (Figura 4), relacionado com a velocidade radial (VR)

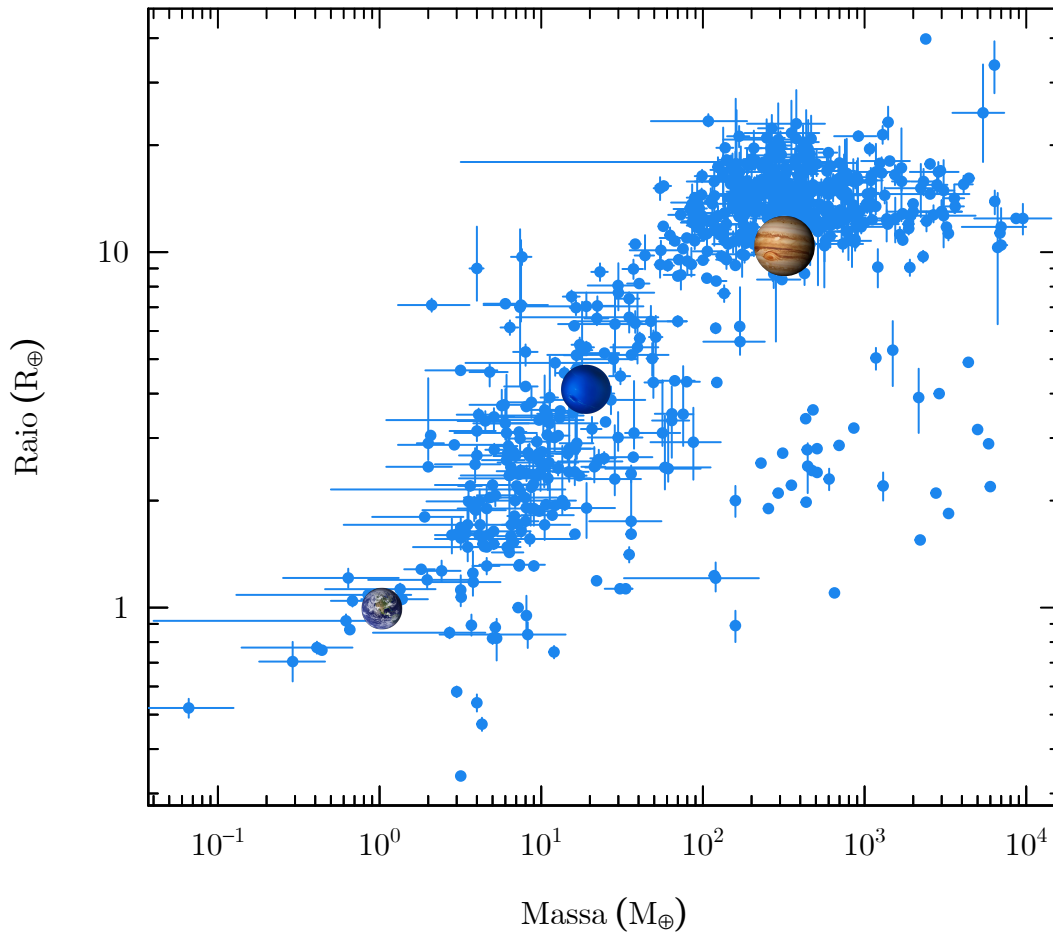


Figura 3 – Distribuição de raio e massa planetária (em raios e massas terrestres, respectivamente). Os planetas do Sistema Solar são mostrados para facilitar a comparação. Figura feita com dados do NASA Exoplanet Archive.

através da expressão:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{VR}{c} \quad (1.1)$$

com λ_0 o comprimento de onda de uma linha medida no laboratório (sem nenhum tipo de deslocamento); $\Delta\lambda$ o deslocamento das linhas em relação aos valores de laboratório; VR , a velocidade radial da estrela e c a velocidade da luz. A amplitude K da variação da VR resultante da estrela de massa M_\star devida à presença de um planeta de massa M_{pl} orbitando com uma inclinação i , período orbital P e excentricidade e é descrita pela seguinte equação (Cumming et al., 1999):

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \times \frac{M_{pl} \sin i}{(M_\star + M_{pl})^{2/3}(1 - e^2)^{1/2}} \quad (1.2)$$

Quanto mais precisa for a medida das linhas espectrais, melhor será a determinação de K . Como referência, no caso do Sistema Solar, a influência do planeta Júpiter sobre O Sol produz uma amplitude $K = 12.5$ m/s, entanto que a variação causada pela Terra é de $K = 0.1$ m/s. Este é o motivo pelo qual a técnica de velocidade radial requer que os instrumentos utilizados para sua determinação possuam alta precisão. Além disso, analisando se há uma variação periódica nos

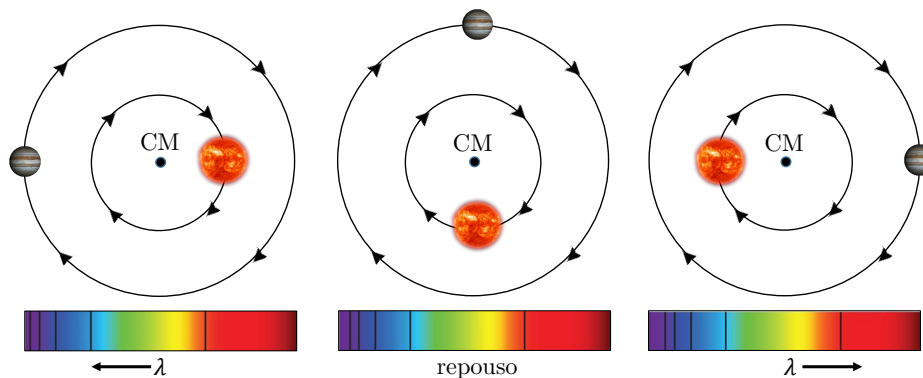


Figura 4 – A presença de um planeta orbitando a estrela induz o sistema “estrela + planeta” a girar ao redor do centro de massa (CM) do sistema, fazendo com que as linhas do espectro estelar desloquem-se para o azul (painel esquerdo) ou vermelho (painel direito), dependendo de se a estrela se aproxima ou se afasta do observador. As linhas permanecem em repouso quando não existe componente radial na velocidade estelar (painel central).

deslocamentos das linhas, pode-se inferir a presença de um ou mais planetas girando em torno da estrela. Se isso acontecer, somente é possível derivar um limite inferior para a massa do(/s) planeta(/s) (e não a massa total) a partir da Equação 1.2 já que a i da órbita(/s) do planeta(/s) não é conhecida; no entanto, a obtenção desse parâmetro físico requer conhecimento preciso da inclinação.

Vale ressaltar que o estudo dos deslocamentos periódicos das linhas espectrais não é viável de ser aplicado em todas as classes estelares dado que, nas estrelas muito jovens ou muito frias a atividade cromosférica e a presença de bandas moleculares impedem a medição precisa das linhas espectrais. Por outro lado, nas estrelas muito quentes as linhas espectrais detectadas não são suficientes para se obter uma curva de VR precisa. É por esta razão que as buscas por exoplanetas com a técnica de VR tem se concentrado em monitorar estrelas análogas ao Sol, favorecendo a detecção de planetas massivos bem próximos à estrela central, conhecidos como “Jupiteres quentes”. Embora este método tenha sido pioneiro na descoberta dos primeiros exoplanetas ao redor de estrelas tipo solar: 51 Peg-b (Mayor & Queloz, 1995), seguida pouco depois pela detecção de planetas em torno de 47 UMa (Butler & Marcy, 1996) e 70 Vir (Marcy & Butler, 1996); a técnica fotométrica de trânsitos planetários, usada por exemplo pelas missões *Kepler* e *COROT*, foi responsável por um grande aumento na estatística dos exoplanetas.

1.2.2 Detecção por Trânsito Planetário

A técnica de trânsito planetário consiste em observar a curva de luz da estrela central (Figura 5) e medir a diminuição do brilho causado pela passagem do planeta na sua frente. No entanto, é preciso que a órbita do planeta tenha uma inclinação próxima aos 90° para que o trânsito possa ser observado.

A Figura 5 apresenta uma representação esquemática de uma curva de luz para um trânsito planetário hipotético. Na posição (1) o fluxo da estrela permanece constante; em (2) quando o exoplaneta começa a transitar pela frente do disco projetado da estrela, o brilho diminui até alcançar a máxima diminuição do fluxo no momento em que o planeta encontra-se na posição (3). Finalmente, o

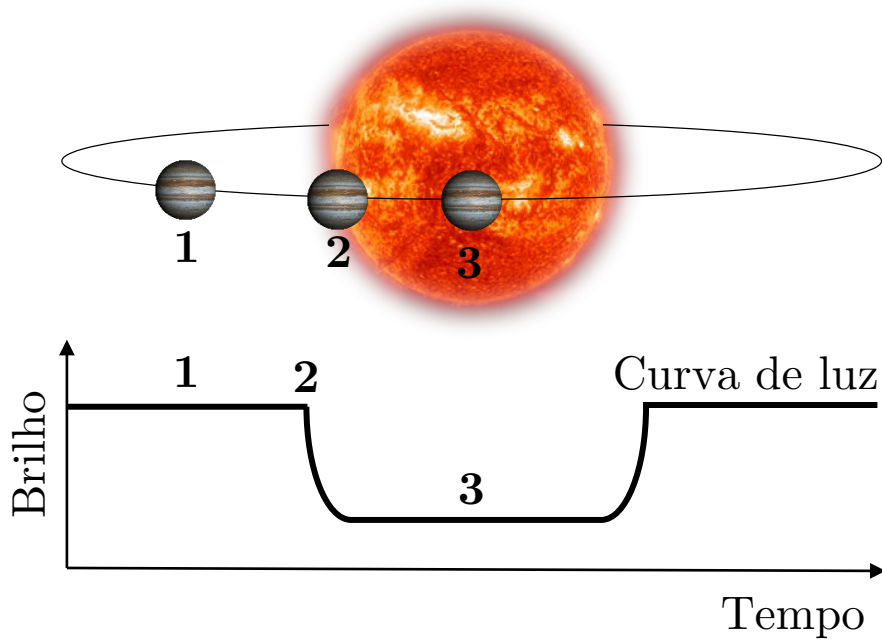


Figura 5 – Representação esquemática de um trânsito planetário. O brilho da estrela é reduzido conforme o planeta passa em sua frente, conforme mostrado na medição da curva de luz.

brilho da estrela começa a aumentar gradualmente quando o trânsito termina até adquirir novamente um valor constante.

A duração do trânsito, t_{dur} , e a profundidade dessa variação, ΔF , dependem do tamanho do planeta e da distância da qual ele está da estrela hospedeira. Ambos parâmetros são definidos em [Seager & Mallén-Ornelas \(2003\)](#):

$$t_{dur} = \left(\frac{P}{\pi}\right)\left(\frac{R_{pl}}{a}\right) \quad (1.3)$$

$$\frac{\Delta F}{F} = \left(\frac{R_{pl}}{R_{\star}}\right)^2 \quad (1.4)$$

Das equações, pode-se inferir que o trânsito é mais fácil de ser detectado quanto maior o tamanho do planeta e quanto mais próximo estiver da estrela hospedeira. Por exemplo, o trânsito do planeta Júpiter em torno do Sol produziria uma diminuição no brilho do disco solar de 0.01 magnitudes, o que equivale a 1% do seu fluxo total; enquanto que o trânsito da Terra ocasionaria uma diminuição de 0.0001 magnitudes, ou seja apenas 0.01% do seu brilho total.

A combinação dos dados fotométricos fornecidos pela técnica de trânsito planetário (R_{pl} , P , i), com o limite inferior de massa ($M_{pl} \sin i$) obtido a partir do método de velocidade radial, possibilitam o cálculo do valor real da massa do planeta e dão uma estimativa da densidade do planeta.

Foi utilizando o método de trânsitos planetários que a missão *Kepler* proporcionou um drástico aumento na quantidade de planetas detectados, permitindo melhorar a caracterização dos sistemas exoplanetários.

1.2.2.1 A era da Missão *Kepler*

A missão *Kepler* da NASA (Borucki et al., 2010; Koch et al., 2010; Batalha et al., 2013) lançada em 2009, foi planejada com o objetivo de determinar a taxa de ocorrência de planetas do tamanho da Terra, na região de habitabilidade ou perto dela, em estrelas de tipo solar; sendo a zona de habitabilidade definida como a região onde as temperaturas planetárias são adequadas para a existência de água líquida na superfície de um planeta. Durante as primeiras 6 semanas de observações, *Kepler* monitorou 156.000 estrelas, e descobriu cinco novos exoplanetas com tamanhos entre 0.37 e 1.6 raios de Júpiter, períodos orbitais de 3.2 a 4.9 dias e densidades semelhantes à do planeta Netuno, sendo estas inclusive mais baixas do que as previstas para os planetas gigantes gasosos (Borucki et al., 2010). Desde essas primeiras descobertas, pouco mais de 4,000 candidatos tem sido confirmados e muitos outros (~3,000) ainda esperam comprovação. A sonda espacial *Kepler* fez um aporte enorme para a ciência exoplanetária graças aos dados fotométricos de alta precisão que coletou por mais de nove anos. A seguir faremos uma breve descrição das características da missão e do telescópio espacial *Kepler*.

<i>Kepler</i>	
	
Descrição	
Tipo de Missão	Telescópio Espacial
Operador	NASA 
Data de Lançamento	07 de março, 2009
Fim da Missão	30 de outubro, 2018
Duração da Missão	10 anos, 1 mês, 8 dias
Propriedades	
Massa	1040.7 kg
Altura	4.7 m
Diâmetro	2.7 m
Geração de energia	Painéis solares foto-voltaicos
Tipo de Telescópio	Schmidt
Diâmetro do espelho	0.94 m
Campo de visão	115 graus quadrados
CCDs	42 (2200 x 1024 pixels)
Parâmetros orbitais	
Sistema de referência	heliocêntrico
Semieixo maior	1.0133 UA
Período orbital	372.57 dias
Excentricidade	0.036
Inclinação	0.45°

Figura 6 – Ficha técnica do telescópio espacial *Kepler*.

O telescópio *Kepler* (Figura 6) contém uma câmera Schmidt como o seu principal instrumento: um fotômetro de 0.95 metros de diâmetro alimentado por um espelho primário de 1.4 metros, com um campo de visão aproximado de 115 graus. O fotômetro fornece excelente fotometria, alcançando uma precisão diferencial combinada (CDPP) de 20 partes por milhão (ppm) para uma estrela de magnitude 12 e um tempo de integração de 6.5 horas.

O satélite permaneceu em órbita ao redor do Sol seguindo uma órbita de perseguição à órbita da Terra, a fim de que a Terra não ocultasse as estrelas que estivessem sendo observadas pelo telescópio, e apontando para um campo de visão sempre fixo nas constelações do norte de Cygnus, Lyra e Draco, bem fora do plano da eclíptica, para garantir que a luz solar nunca ingressa-se no

fotômetro durante a traslação da sonda na sua órbita.

Em julho de 2012, uma das quatro rodas de reação da aeronave, necessárias para fixar o campo de visão da sonda, parou de girar, e completar a missão só seria possível se todas as outras rodas de reação permanecessem funcionando. Mas quase um ano depois, uma segunda roda de reação falhou, impossibilitando a coleta de dados e ameaçando a continuação da missão. A fim de aproveitar as últimas duas rodas ainda boas de reação e propulsão da aeronave, a NASA criou uma missão alternativa que permitisse continuar com a busca de exoplanetas; assim nasceu a K2 que, diferentemente da missão *Kepler* original, observou diferentes campos de visada ao longo da eclíptica, ampliando os objetivos científicos. A missão estendida do *Kepler* observou, além de estrelas com potenciais planetas, estrelas de pre-sequência principal, anãs-M, estrelas membros de aglomerados abertos próximos, dentre outros. Em particular, os aglomerados abertos são de suma importância já que, por serem bem conhecidos na literatura, seus parâmetros são fundamentais para a calibração de levantamentos como o APOGEE (Majewski et al., 2017) (ver Capítulo 5). Após nove anos de operação, o sistema de controle de reação do telescópio *Kepler* esgotou seu combustível, e a NASA considerou a missão encerrada em 30 de outubro de 2018.

1.2.2.2 Validação dos Candidatos a Planetas

Os dados coletados pela *Kepler* são imediatamente processados utilizando um *pipeline* que inclui 1) a calibração de pixels ruins, estrelas alvos e fundo do céu para cada um dos CCDs; 2) a construção da curva de luz fotométrica para cada uma das estrelas de interesse; 3) a análise da condição dos dados através do ajuste e remoção de sinais espúrios nas curvas de luz; 4) a procura de sinais periódicos nas mesmas (chamadas de *Threshold Crossing Event*, *TCE*); 5) a aplicação de testes sobre os catalogados como TCEs e posterior validação como sendo *Kepler Objects of Interest*, *KOIs* ou não.

Posteriormente, os KOIs são inspecionados de forma mais detalhada em um processo chamado “disposição”. Aqueles que passam esse processo são considerados candidatos a planeta. No entanto, a classificação não é definitiva, um candidato a planeta pode acabar sendo re-classificado como “falso positivo” após uma inspeção adicional.

A complexidade do tratamento dos dados, somado ao incremento no número de candidatos a planetas cada vez mais pequenos e afastados de suas estrelas hospedeiras, descobertos pela *Kepler*, demandaram a análise crítica da eficiência de detecção do *pipeline* para a posterior confirmação desses exoplanetas como tais. Ao invés de utilizar técnicas como imageamento ou espectroscopia que consomem mais tempo, muitas descobertas recentes confiaram nos métodos estatísticos para validá-los e descartar detecções errôneas ou falsos positivos. Os sinais espúrios podem ser de natureza astrofísica (como uma binária eclipsante em segundo-plano, pulsações, manchas estelares, etc) ou devido a fontes de ruído no instrumento.

Mullally et al. (2018) questionam que o nível de confiança desses métodos quando aplicados a candidatos com períodos longos (200-500 dias) e baixa razão sinal-ruído (<10) é pouco preciso, argumentando que há um maior número de falsos positivos nesse regime (com períodos em torno de 370 dias) do que sinais reais de planetas, causados pelo ruído variando com o mesmo período do satélite *Kepler* (que é de 372.6 dias); pelo que qualquer método para validar esses candidatos deve

ser extremamente eficaz em identificar corretamente a fração de falsos positivos.

Christiansen et al. (2013, 2015) e Christiansen et al. (2016) testaram a eficácia do pipeline do *Kepler* criando um conjunto de dados contendo não apenas trânsitos reais, mas também ruído com as mesmas propriedades dos dados a serem analisados. Para isso, os autores invertem curvas de luz reais (que são diminuições no brilho da estrela) tornando-as em aumentos de brilho, e aplicaram sobre elas o *pipeline* do *Kepler* para a busca por trânsitos, causados neste caso apenas por ruído, já que os trânsitos reais foram transformados em aumentos de brilho.

Com base na técnica de inversão de sinais temporais fotométricos, vários estudos (Thompson et al., 2015; McCauliff et al., 2015; Coughlin et al., 2016; Thompson et al., 2018) têm desenvolvido softwares baseados em *machine learning* capazes de determinar se um sinal periódico encontrado em uma curva de luz apresenta a assinatura característica de um exoplaneta em trânsito.

A validação dos candidatos a exoplanetas é necessária em estudos de larga-escala a fim de garantir que as propriedades e/ou tendências das amostras analisadas não sejam devidas à falta de completude (fração de planetas reais identificados corretamente) ou confiabilidade do método (fração de detecções que são de fato reais e não falsos positivos). Porém, a confirmação estatística de candidatos a planetas com período longo e razão sinal-ruído baixa deve ser interpretada com cautela pois a confiabilidade desses métodos é muito baixa para confirmar detecções individuais sem observações subsequentes.

Neste trabalho de Tese adotamos as disposições do DR25 da missão *Kepler* (Thompson et al., 2018) para remover aqueles KOIs classificados como “falsos positivos” da nossa amostra de exoplanetas, e determinar somente os raios daqueles planetas catalogados como tais (ver Capítulo 3, Seção 3.2).

1.3 Mães e Filhos: Conexão Estrela-Planeta

As teorias modernas de formação planetária precisam considerar muitos fenômenos físicos diferentes (por exemplo, migração de planetas, evaporação, acreção de pedriscos) para reproduzir as principais propriedades dos exoplanetas detectados. Além desses processos físicos que afetam diretamente as características dos planetas e sua arquitetura orbital, também devem-se considerar as ligações desses exoplanetas com as propriedades dos discos protoplanetários, por serem o ambiente onde eles são formados (ex., Adibekyan, 2017).

O estudo das dependências das propriedades dos exoplanetas com o ambiente é normalmente realizado indiretamente, observando-se as propriedades físicas das estrelas hospedeiras que estão ligadas às características do disco proto-estelar/planetário, uma vez que os planetas são formados através da acumulação de planetesimais rochosos (Lissauer & Stewart, 1993) das mesmas nuvens moleculares que deram origem às suas estrelas hospedeiras. É assim que a derivação precisa das características físicas dos exoplanetas está intimamente ligada à nossa capacidade de derivar as propriedades das estrelas hospedeiras com precisão.

A determinação de propriedades tais como raio, massa e idade dos planetas, requer o conhecimento dessas mesmas propriedades físicas mas para as estrelas hospedeiras: no caso dos planetas que transitam, é possível calcular o raio do planeta relativo ao raio da estrela R_{pl}/R_{\star} ,

a partir da análise da curva de luz. Similarmente, a massa do planeta depende da massa da estrela $M_{pl}/M_{\star}^{2/3}$ e pode ser derivada através das curvas de velocidade radiais. Parâmetros que, juntamente com a irradiação estelar (dependente também da distância orbital) são fundamentais para a determinação da densidade média e composição química do planeta, e o entendimento do seu potencial de habitabilidade. Além disso, o estudo da composição química das estrelas tem demonstrado íntima ligação com a frequência, arquitetura e composição química dos planetas descobertos, o que é esperado por serem estes um dos resultados do processo de formação de estrelas (ver por exemplo, Santos et al., 2004; Pasquini et al., 2007; Ghezzi et al., 2010a; Buchhave et al., 2014; Maldonado et al., 2018).

1.3.1 Metalicidade: O Peso da “Genética”

Há vinte anos, com apenas um punhado de Júpiteres quentes detectados, uma possível influência da composição química da estrela hospedeira na formação de seus planetas associados foi tópico de discussão quando os levantamentos de velocidades radiais mostraram que as estrelas hospedeiras de planetas gigantes tendiam a ser mais ricas em metais (Gonzalez, 1997, 1998; Santos et al., 2001) e que a fração das anãs FGK que abrigam planetas gigantes e próximos aumentaria com a metalicidade (ver Figura 7).

Duas hipóteses foram propostas para explicar o enriquecimento metálico nas estrelas hospedeiras de exoplanetas gigantes: o mecanismo de auto-enriquecimento (ou poluição) e a origem primordial. No primeiro cenário, a alta metalicidade das estrelas que abrigam planetas seria explicada através da poluição do envoltório convectivo estelar devido à acreção de material rochoso do disco protoplanetário, agora livre de gás depois de ter sido coletado pelos gigantes gasosos durante a sua migração para dentro. Já no cenário primordial, acredita-se que a abundância de metais nas estrelas hospedeiras deste tipo de planetas é devida à alta metalicidade da nuvem primordial onde as estrelas foram formadas, sugerindo que os planetas gigantes são fundamentalmente formados em ambientes de alta metalicidade.

O estudo da correlação entre a alta metalicidade-planeta gigante é fundamental para delimitar os modelos de formação planetária. No caso da poluição por material rochoso, por exemplo, espera-se que a sobreabundância de metais nas estrelas hospedeiras dependa da massa da zona convectiva e, portanto, da massa e temperatura das estrelas. Neste sentido, Pinsonneault et al. (2001) advertiram que a massa do envoltório convectivo em estrelas FGK da sequência principal diminui dramaticamente com a massa estelar, assim sendo, qualquer contaminação da atmosfera estelar devido a material planetário deveria afetar muito mais as estrelas mais quentes do que as frias. Similarmente, Gonzalez (1997) percebeu também que, no caso das estrelas evoluídas, a assinatura da acreção do material rochoso deveria ter sumido dado que as camadas convectivas são grandes o suficiente para combiná-la e diluí-la.

Com o aumento no número de planetas detectados, vários estudos de abundância em estrelas com e sem planetas foram realizados. Ghezzi et al. (2010b), por exemplo, encontraram evidência de uma possível correlação entre a massa dos planetas gigantes e a metalicidade das estrelas hospedeiras. Os autores analisaram 117 estrelas hospedeiras de planetas com massas entre Netuno e Júpiter, e uma amostra de 145 estrelas sem planetas detectados por velocidade radial, que constituiu a

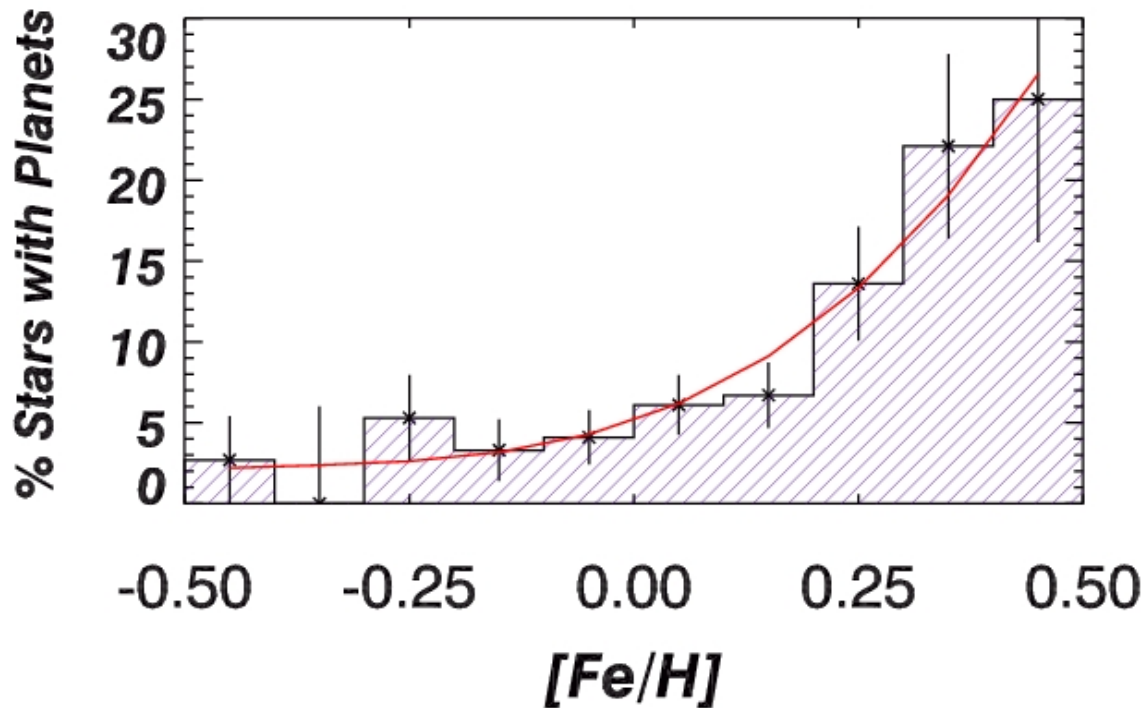


Figura 7 – Taxa de ocorrência dos planetas gigantes em função da metalicidade em estrelas do tipo solar. A linha sólida vermelha representa o ajuste quadrático da equação 1.5. Figura retirada de Fischer & Valenti (2005).

amostra de controle. A comparação das metalicidades de ambos os grupos demonstrou que as estrelas hospedeiras de planetas gigantes são mais ricas em metais que aquelas sem planetas deste tipo detectados. O estudo de Ghezzi et al. complementou os resultados obtidos previamente (Santos et al., 2004; Fischer & Valenti, 2005; Bond et al., 2006; Johnson et al., 2010) que confirmaram a existência da correlação de metalicidades com a presença de planetas gigantes, favorecendo a origem primordial como o cenário mais provável para explicá-la.

Atualmente, existe um consenso geral de que a taxa de ocorrência de planetas gigantes se incrementa com a metalicidade da estrela hospedeira. A dita correlação tem sido vista pelos levantamentos de velocidade radial em estrelas tipo-solar (Fischer & Valenti, 2005; Udry & Santos, 2007; Johnson et al., 2010; Sousa et al., 2011), ao redor de anãs-M (Bonfils et al., 2007; Johnson & Apps, 2009; Rojas-Ayala et al., 2012; Terrien et al., 2012), associada a estrelas evoluídas (Johnson et al., 2010; Ghezzi et al., 2010a; Reffert et al., 2015; Jones et al., 2016), e por último, nos planetas que transitam descobertos pela missão *Kepler* (Schlaufman & Laughlin, 2011; Buchhave et al., 2012, 2014; Everett et al., 2013; Mulders et al., 2016; Winn et al., 2017). A taxa de ocorrência dos planetas gigantes $f_{gigante}$, tem uma forte dependência com a metalicidade, escalando com o quadrado do número de átomos de ferro (equação 1.5):

$$f_{gigante} \propto 10^{\beta[Fe/H]} \quad (1.5)$$

com o índice $\beta \sim 2$ em conformidade com os trabalhos de Fischer & Valenti (2005); Udry & Santos (2007) e Johnson et al. (2010) para estrelas com metalicidades acima da solar. A Figura 7 mostra que para $[Fe/H] > 0$, a taxa de ocorrência de planetas gigantes se incrementa em fator 5: de $\sim 5\%$ a

$[Fe/H] = 0$, a $\sim 25\%$ a $[Fe/H] = 0.5$. A baixas metalicidades no entanto, a fração deste tipo de planetas não é tão bem quantificada devido às poucas detecções e cai para $\sim 2-3\%$.

Apesar da correlação metalicidade - planetas gigantes ser amplamente aceita, vários estudos (Udry et al., 2006; Sousa et al., 2008; Ghezzi et al., 2010b; Mayor et al., 2011; Rojas-Ayala et al., 2012; Neves et al., 2013) sugerem que a mesma desaparece ao se estender a análise ao regime de planetas de menor tamanho do que Netuno, encontrando-se planetas pequenos preferencialmente ao redor de estrelas com um amplo intervalo de metalicidades (Figura 8). A grande estatística de planetas menores do que Netuno fornecida pelas descobertas da missão *Kepler* permitiu melhorar a análise da dependência da composição estelar com a ocorrência dos planetas do tamanho da Terra. Embora seja necessário derivar a completeza dos levantamentos, separando os vieses observacionais das propriedades intrínsecas das populações de exoplanetas (Youdin, 2011) (ver Seção 4.1.2), com o intuito de conhecer a fração real de estrelas com planetas que transitam.

Estudando as metalicidades de 400 estrelas hospedeiras de candidatos a planetas catalogados pelo *Kepler*, Buchhave et al. (2012, 2014) encontraram três regimes de tamanho para os exoplanetas dependendo da metalicidade da estrela: planetas terrestres ($R_{pl} < 1.7R_{\oplus}$), planetas anões-gasosos (planetas pequenos com densidades médias mais baixas, $1.7R_{\oplus} < R_{pl} < 3.9R_{\oplus}$) e gigantes gasosos ou de gelo ($R_{pl} > 3.9R_{\oplus}$); sendo que os planetas do regime terrestre estão associados a estrelas de metalicidade consistente com a solar, enquanto que as hospedeiras de planetas anões-gasosos e gigantes de gelo ou gás são mais ricas em metais do que as estrelas sem planetas associados (Buchhave & Latham, 2015). Os autores concluem que a metalicidade é o parâmetro que define as quantidades de sólidos disponíveis no disco protoplanetário, essencial na distribuição da massa dos planetas. Schlaufman (2015), por sua vez, analisa a amostra de Buchhave et al. (2014) não encontrando evidência da existência do regime de planetas com $R_{pl} < 1.7R_{\oplus}$ e, portanto, argumenta que a distribuição de metalicidade estelar em função do tamanho dos planetas seria descrito por uma relação linear. Na mesma linha, Neves et al. (2009) e, mais recentemente, Owen & Murray-Clay (2018) concluíram que os planetas do tipo terrestre são comumente encontrados ao redor de estrelas pobres em metais, havendo se formado após a dissipação do disco de gás.

A maioria dos estudos espectroscópicos baseados em grandes amostras estelares abrigando planetas pequenos (menores do que $1.7R_{\oplus}$), indicam que a formação de planetas deste tipo não necessita de composições excepcionais por parte das suas estrelas hospedeiras (Buchhave et al., 2014; Schuler et al., 2015; Petigura et al., 2018). Contudo, Wang & Fischer (2015) sugerem a existência de uma correlação universal de metalicidades, propondo que não somente a formação dos planetas gigantes, mas também a dos planetas pequenos, ocorre mais frequentemente ao redor de estrelas ricas em metais.

Dado que é possível que a alta taxa de ocorrência de planetas de baixa massa por um lado, e a baixa eficiência na detecção desses planetas por outro, poderiam explicar os resultados discrepantes obtidos pelos diferentes estudos (Zhu, 2019), de que forma a correlação entre o tamanho do planeta e a metalicidade da estrela mãe estende-se para o regime dos exoplanetas pequenos ainda é desconhecida.

Embora existam resultados indicando que a formação de planetas pequenos e de baixa massa pode ocorrer eficientemente em torno de estrelas com um amplo intervalo de metalicidades, pareceria

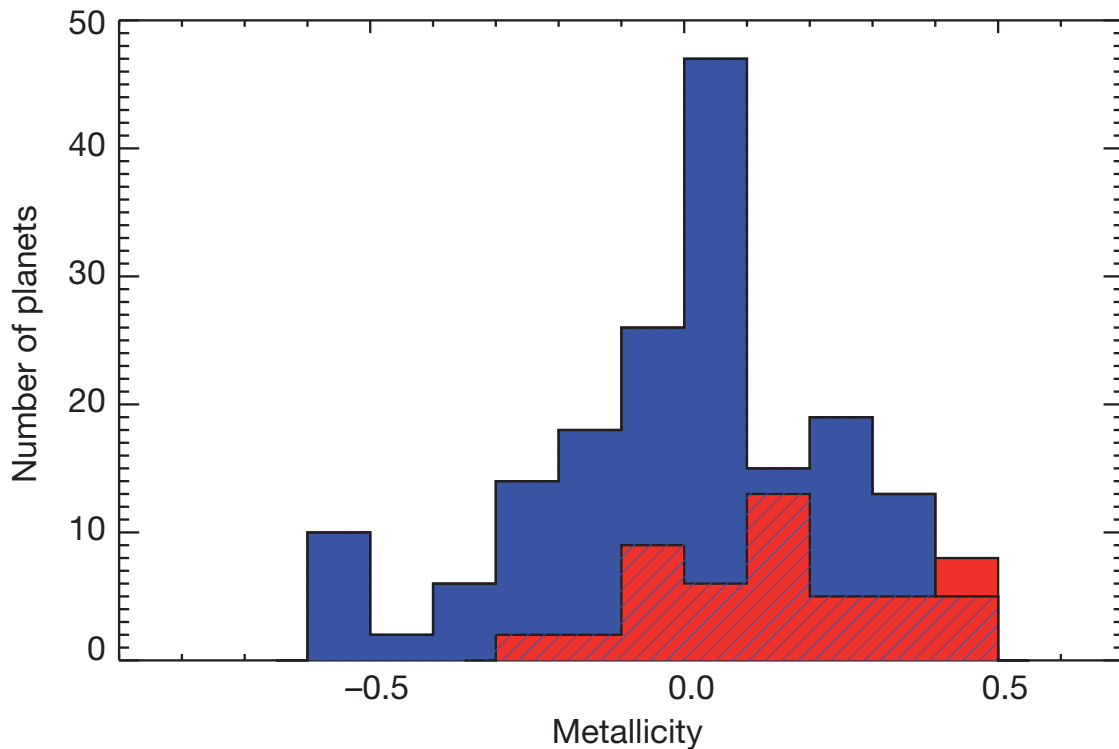


Figura 8 – Distribuição de metalicidade de estrelas com planetas de tamanho maior (histograma vermelho) e menor (histograma azul) que $4R_{\oplus}$. A região listrada corresponde à zona na qual as duas distribuições coincidem. Figura retirada de [Buchhave et al. \(2012\)](#).

haver evidência observacional de que a fração deste tipo de planetas é maior ao redor de estrelas pobres em metais porém, ricas em elementos- α , tais como Mg e Si ([Adibekyan et al., 2012](#)). Estudos feitos por [Bond et al. \(2010\)](#); [Delgado Mena et al. \(2010\)](#); [Teske et al. \(2014\)](#); [Thiabaud et al. \(2015\)](#); [Brewer & Fischer \(2016\)](#) sugerem que certas razões de abundância, como Mg/Si , Fe/Mg e Fe/Si ([Bond et al., 2010](#); [Thiabaud et al., 2014](#); [Dorn et al., 2015](#)), podem afetar as razões de massa entre o núcleo e o manto fornecendo evidências da estrutura interna dos exoplanetas rochosos. [Brewer & Fischer \(2018\)](#) não encontraram diferenças nas distribuições de Mg/Si em exoplanetas do tipo de super-Terras e sub-Netunos que acarretaram diferenças nos tamanhos dos planetas. Contrariamente, [Souto et al. \(2018\)](#) conseguiram restringir a composição interna, mistura de rocha e ferro, do planeta Ross-128 orbitando uma anã-M, ao usar a razão dos mesmos elementos químicos. Ainda neste contexto, foi proposto também que a presença de planetas pequenos e rochosos poderia deixar algum tipo de característica química nas estrelas hospedeiras. Neste sentido [Meléndez et al. \(2009\)](#) reportaram que os elementos refratários, aqueles cujas temperaturas de condensação (T_c) são maiores do que 900 K, encontram-se depletados na fotosfera solar quando comparados com o resto das estrelas gêmeas ou análogas solares, e que essa depleção é função da T_c , isto é, os elementos com maior T_c apresentam maior depleção. Esse resultado levou à suposição de que os elementos refratários “perdidos” pela estrela estão contidos nos quatro planetas rochosos que compõem o Sistema Solar. Apesar dos múltiplos estudos feitos em relação a esse tópico, ainda não é possível concluir sobre a existência ou não de uma assinatura própria dos planetas rochosos sobre as estrelas hospedeiras do tipo solar (ver [Schuler et al., 2011](#); [Önehag et al., 2014](#); [Ramírez et al., 2015](#)).

1.3.2 Diversidade nas Propriedades Planetárias: Diferentes Cenários de Formação?

Os modelos desenvolvidos para explicar a formação dos planetas do Sistema Solar, ou dos primeiros exoplanetas gigantes descobertos (Boss, 1995; Lin et al., 1996) não são capazes de descrever a ampla diversidade de exoplanetas descobertos (Figuras 1, 2 e 3). Atualmente, são dois os cenários de formação de exoplanetas mais viáveis: i) acreção do núcleo (Pollack et al., 1996; Alibert et al., 2005; Hasegawa & Pudritz, 2011) e ii) instabilidade do disco (Boss, 1998, 2002; Boley et al., 2010; Vorobyov & Elbakyan, 2018).

No primeiro cenário, os planetas de baixa massa e os núcleos rochosos dos planetas gigantes se formam a partir da aglomeração dos pequenos grãos que compõem o disco protoplanetário. Quando esses núcleos atingem uma massa crítica de 5 a 10 M_{\oplus} (Ikoma et al., 2000; Hasegawa & Pudritz, 2014; Mordasini et al., 2014), estes experimentam acreção descontrolada de gás, dando origem aos planetas gigantes. Para esse processo ocorrer, é necessário que a massa crítica do núcleo seja alcançada antes da dissipação do gás do disco protoplanetário (Tychoniec et al., 2018), capaz de sobreviver vários milhões de anos (Haisch et al., 2001; Mamajek, 2009).

No segundo cenário, o disco é fragmentado em porções correspondentes a umas poucas massas de Júpiter que logo se contraem para formar os planetas gigantes (Boss, 1997). A formação dos mesmos acontece rapidamente, antes que o disco de gás seja dissipado (e.g. Durisen et al., 2007). Incluso é possível formar planetas rochosos se os fragmentos do disco são afetados por efeitos de maré durante a sua migração através do próprio disco (Nayakshin et al., 2011; Nayakshin, 2014, 2017).

Ambas teorias têm sido melhoradas ao longo dos últimos anos, incluindo acreção de pedriscos (Johansen et al., 2007; Ida et al., 2016; Alibert et al., 2018) e migração no disco (Alibert et al., 2005). E embora os dois cenários apresentem vantagens e desvantagens (Helled et al., 2016), estes podem operar eficientemente sobre diferentes condições físicas e diferentes espaços de parâmetros (Matsuo et al., 2007). Os estudos da síntese da população planetária (Ida & Lin, 2004; Mordasini et al., 2015; Forgan & Rice, 2013; Ndugu et al., 2018) baseados tanto na teoria de acreção do núcleo (Mordasini et al., 2009; Ndugu et al., 2018; Hasegawa & Pudritz, 2013) quanto no cenário de instabilidade no disco (Nayakshin, 2017; Forgan et al., 2018) são capazes de reproduzir algumas das características observadas nas Figuras 1, 2 e 3.

1.3.3 Composição Química do Interior Planetário

Um fato foi confirmado com a *Kepler*: planetas menores do que Netuno ($R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$) são predominantes (Youdin, 2011; Howard et al., 2012; Batalha et al., 2013; Petigura et al., 2013; Burke et al., 2014; Morton et al., 2016) com massas de até dez vezes a massa da Terra. A fração de estrelas FGK hospedeiras de pelo menos um desses planetas, com períodos orbitais menores do que 100 dias, varia de 60% a 90% (ver por exemplo, Silburt et al., 2015; Mulders et al., 2016).

A combinação do raio planetário, obtido a partir de medidas de trânsito, com uma medida da massa planetária, obtida a partir de variações no tempo do trânsito (TTVs; Carter et al., 2012; Wu & Lithwick, 2013; Jontof-Hutter et al., 2016), ou através de velocidade radial (Marcy et al., 2014; Weiss & Marcy, 2014) fornece informação sobre a composição química dos planetas. As evidências

mostram que, ao invés de serem completamente sólidos, como acontece com os planetas pequenos do nosso Sistema Solar (Wolfgang et al., 2016), os planetas pequenos são provavelmente compostos de um núcleo sólido e denso, rodeado por um envoltório rico em elementos voláteis (hidrogênio e hélio).

Pelo fato de orbitarem nas proximidades de suas estrelas-mãe, os planetas *Kepler* estão expostos a uma alta irradiação (Lammer et al., 2003; Davis & Wheatley, 2009) proveniente da estrela, principalmente durante os seus primeiros 100 milhões de anos de vida (Jackson et al., 2012). Isto faz com que aqueles planetas com envoltórios ricos em H/He experimentem uma forte evaporação (ver por exemplo, Yelle, 2004; Tian et al., 2005; Murray-Clay et al., 2009; Owen & Jackson, 2012; Johnstone et al., 2015; Erkaev et al., 2016). No caso de um planeta de baixa massa com um envoltório de H/He fino e orbitando bem próximo à estrela, a evaporação, produto da radiação estelar, pode remover totalmente a camada de elementos voláteis, deixando somente o núcleo sólido nu, se tornando planetas menores e mais densos do que aqueles orbitando a distâncias maiores de suas estrelas hospedeiras (Lopez et al., 2012; Lopez & Fortney, 2013; Owen & Wu, 2013; Jin et al., 2014; Howe & Burrows, 2015). Uma evidência de que isso ocorre é a falta de planetas de curto período com envelopes de voláteis (Lundkvist et al., 2016).

Uma outra evidência do fenômeno de evaporação é a existência de uma lacuna na distribuição dos raios de planetas pequenos, e que se estende ao plano raio planetário-período orbital, demarcando uma região de transição entre os exoplanetas cujos envoltórios foram completamente removidos, e aqueles capazes de reter um fino envoltório de pelo menos 1% da massa do planeta.

A lacuna de evaporação foi primeiramente predita por modelos numéricos e confirmada observacionalmente alguns anos depois. Owen & Wu (2013) foram pioneiros na sua predição usando modelos de evolução numéricos para planetas de baixa massa com núcleos puramente rochosos (silicatos). O painel superior da Figura 9 mostra a distribuição dos raios planetários simulados em função do semi-eixo maior após orbitarem estrelas do tipo-solar durante dez milhões de anos. Os núcleos dos planetas simulados possuem massas dentre 6.5 e $15M_{\oplus}$ ($6.5M_{\oplus}$, verde; $7.5M_{\oplus}$, magenta; $10M_{\oplus}$, preto; $12.5M_{\oplus}$, vermelho; e $15M_{\oplus}$, azul) e os seus envoltórios, massas de pelo menos 1% da massa do núcleo e maiores. As características mais notórias são a existência de uma separação crítica (~ 0.1 AU) a partir da qual, para $a < 0.1$ UA, os envoltórios gasosos de todos os planetas são removidos deixando só o núcleo rochoso nu, e a presença de uma lacuna no raio demarcando as regiões de separação entre os planetas capazes de reter suas atmosferas e aqueles que a perderam devido ao efeito da evaporação. A origem desse vale pode-se dever ao fato de que os planetas nessa faixa de tamanho normalmente apresentam envoltórios fracos de 0.5% H/He, altamente vulneráveis à evaporação; entretanto, é muito improvável que planetas com envoltórios iniciais mais substanciais acabem fazendo parte dessa lacuna.

Lopez & Fortney (2013) confirmaram a predição de Owen & Wu, porém considerando núcleos com diferentes composições químicas e utilizando um outro modelo de evaporação. O painel inferior da Figura 9 apresenta a distribuição simulada de fluxo estelar incidente e raios planetários, após dez milhões de anos de evolução e considerando 200 combinações para as condições iniciais dos modelos de perda de massa. Os pontos representam os diferentes modelos utilizados e as suas cores, as suas frações finais de H/He. As caixinhas de distintos tons de cinza mostram a densidade de pontos na distribuição. É possível ver uma diminuição na ocorrência de planetas com envoltórios

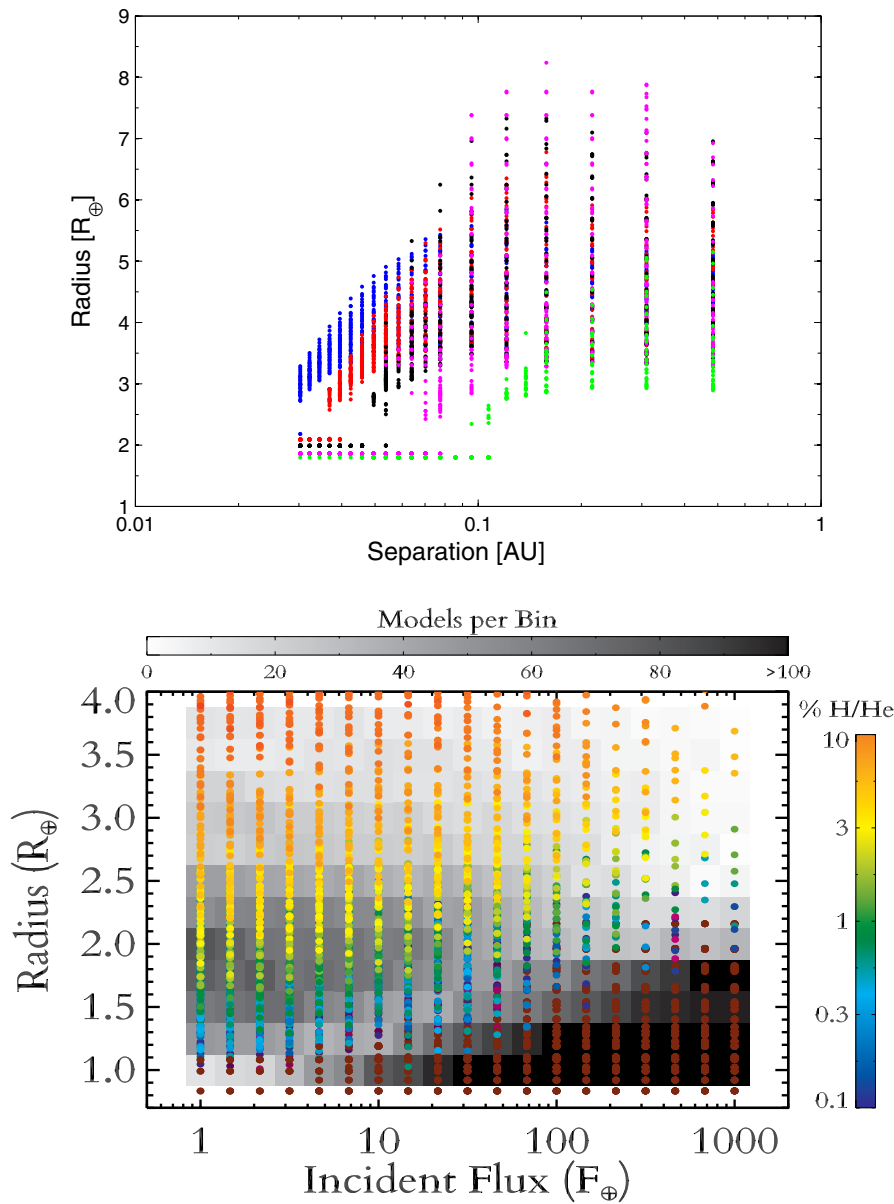


Figura 9 – Painel superior: raios planetários simulados em função da distância as suas estrelas hospedeiras de tipo solar, para diferentes valores iniciais nas massas dos núcleos. Para todos os modelos, há uma separação crítica $a = 0.1$ UA dentro da qual os envoltórios dos planetas são evaporados até só ficarem os núcleos nus, demarcando a existência de duas populações. Figura retirada de [Owen & Wu \(2013\)](#). Painel inferior: raios planetários em função do fluxo estelar incidente, para diferentes condições iniciais dos modelos de perda de massa (pontos) e frações de H/He (cores). Já que as regiões em cinza representam a densidade de pontos no espaço de parâmetros, observa-se que para altas taxas do fluxo estelar incidente há uma diminuição na frequência de planetas dentre ~ 1.8 e $4R_{\oplus}$ (sub-Netunos), e um incremento na frequência de planetas menores (super-Terras), o que dá suporte ao cenário de fotoevaporação: planetas com envoltórios gasosos são altamente evaporados até se tornarem núcleos rochosos. Figura retirada de [Lopez & Fortney \(2013\)](#).

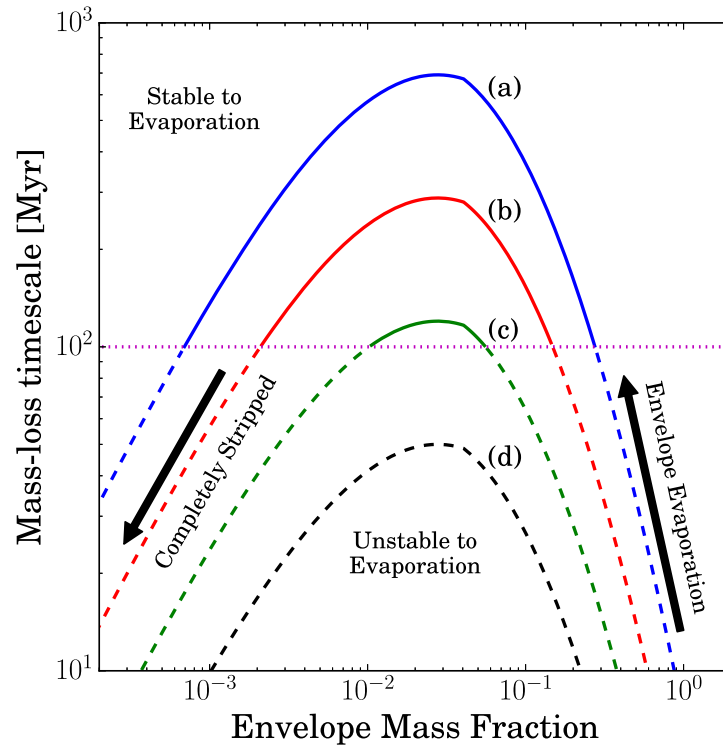


Figura 10 – Escala de tempo de perda de massa do envoltório gasoso em função da fração da sua massa para quatro modelos - de (a) até (d) - de planetas de baixa massa que se afastam progressivamente de sua estrela mãe. Envoltórios com tempos de perda de massa < 100 milhões de anos (linhas tracejadas) são propensos à evaporação; enquanto que para escalas de tempo superiores, as camadas de voláteis não são afetadas (linhas sólidas). Figura retirada de [Owen & Wu \(2017\)](#).

de H/He (com R_{pl} dentre 1.8 e $4R_{\oplus}$, correspondente ao regime dos sub-Netunos) a altas taxas de fluxo estelar incidente ($F_{\oplus} \geq 100$) devido à evaporação; ao mesmo tempo, a taxa de ocorrência de planetas rochosos (com $R_{pl} < 1.8R_{\oplus}$, definidos como super-Terras) se incrementa pelo fato de um grande número de núcleos terem suas atmosferas removidas. À diferença de [Owen & Wu, Lopez & Fortney \(2013\)](#) não observam a presença de um vale despovoado no espaço de parâmetros, mas uma faixa diagonal na qual a densidade dos modelos (escala de cinza) é relativamente rara. Essa faixa teria $\sim 0.5R_{\oplus}$ de largura e ocorreria a raios ligeiramente maiores para valores de fluxos incidentes mais altos.

Outros estudos ([Jin et al., 2014](#); [Chen & Rogers, 2016](#)) têm conseguido reproduzir o mesmo resultado usando distintos modelos e condições iniciais para os planetas simulados. O fato da existência da lacuna ser independente tanto dos modelos de evaporação quanto das condições iniciais só demonstra o quão robusta é essa previsão; embora os parâmetros pareçam afetar propriedades, tais como, a posição e largura dessa lacuna de evaporação.

Em um trabalho mais recente, [Owen & Wu \(2017\)](#) teorizam sobre a origem do vale na distribuição dos raios dos planetas pequenos ao considerar um grupo de planetas de baixa massa idênticos, diferindo somente na fração inicial de massa do seus envoltórios (X_0) e na quantidade de radiação estelar incidente. Dado que a evaporação domina os primeiros 100 milhões de anos da evolução e, uma vez transcorrido esse tempo, o fluxo estelar decai e o planeta esfria se contraindo

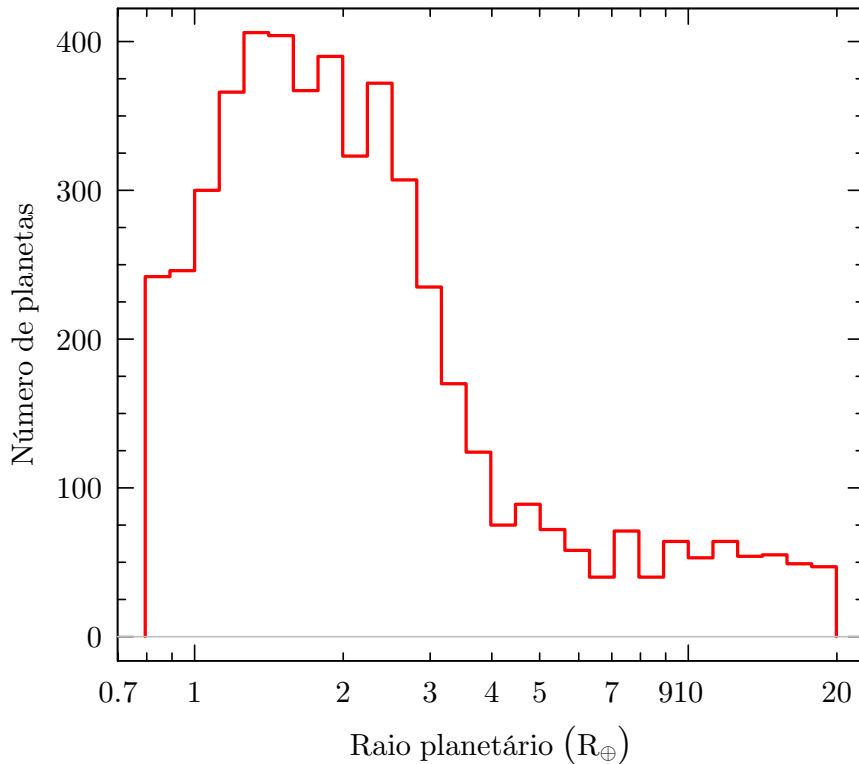


Figura 11 – Distribuição dos raios planetários provenientes do KIC (Brown et al., 2011); quaisquer detalhes finos na distribuição dos raios planetários. As grandes incertezas associadas aos raios estelares fotométricos mascararam quaisquer detalhes finos na distribuição dos raios planetários.

a um tamanho menor, espera-se que a eficiência da evaporação também diminua. Para um grupo de planetas com igual incidência do fluxo estelar, ou seja, localizados à mesma distância de suas estrelas hospedeiras, se o máximo da perda de massa ocorre numa escala de tempo menor que 100 milhões de anos - $t(\dot{X})$ para $X = X_2$ - todos os envoltórios serão completamente evaporados até seus núcleos ficarem nus (modelo (d) em Figura 10). Se por outro lado o pico da perda de massa acontece numa escala de tempo superior aos 100 milhões de anos (grupo (c) da mesma figura), haverá uma bifurcação nas massas finais dos envoltórios: planetas cujos envoltórios apresentem massas iniciais $X < X_2$, serão completamente evaporados até os seus núcleos rochosos ficarem expostos; e planetas com envoltórios de massas iniciais $X > X_2$, serão evaporados até os envoltórios atingirem uma massa $X = X_2$, estável à evaporação. Essa bifurcação seria interpretada como uma bimodalidade na distribuição dos raios planetários, dando origem ao vale. Por último, os planetas nos grupos (a) e (b) experimentaríamos pouca evaporação, exceto que as frações de massas iniciais do seus envoltórios sejam ou muito altas ou muito baixas. A presença das duas populações ainda é notória, mas com o segundo pico sendo mais largo.

Embora tenha havido grandes avanços demonstrados pelos métodos numéricos e simulações, é sempre necessário confirmar os resultados com a contrapartida observacional. Neste sentido, a

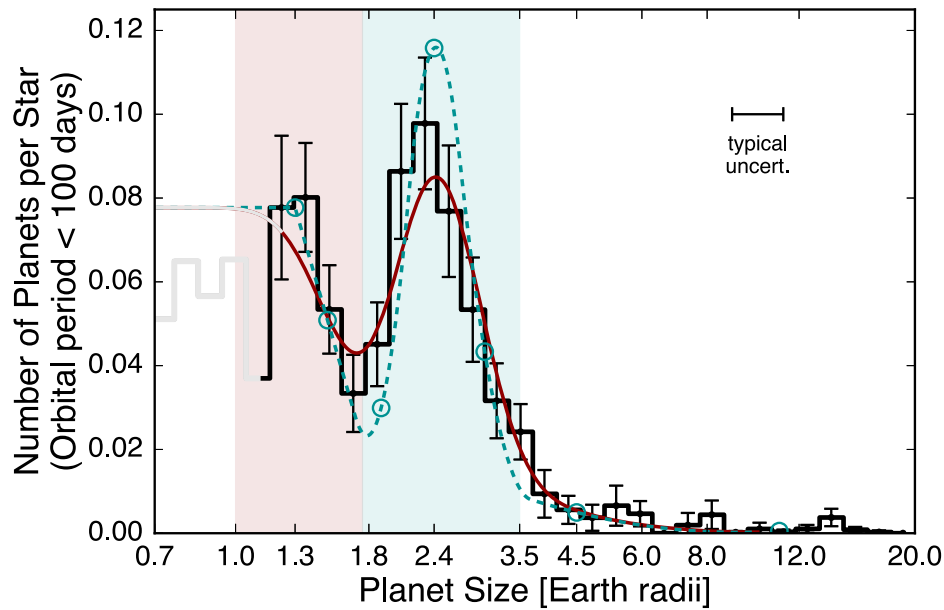


Figura 12 – Distribuição corrigida por completude dos raios de planetas com períodos orbitais menores que 100 dias. As linhas vermelha e ciano representam diferentes modelos de ajuste spline à distribuição. As regiões demarcadas em rosa e ciano contendo os picos da distribuição, definem o grupo de super-Terras e sub-Netunos, respectivamente, separados por uma lacuna para raios intermediários. Figura retirada de [Fulton et al. \(2017\)](#).

precisão das propriedades das estrelas hospedeiras constituiu um importante fator limitante nas grandes análises estatísticas dos planetas *Kepler*. Usando apenas fotometria de banda larga, o *Kepler Input Catalog* [Brown et al. \(KIC; 2011\)](#) forneceu temperaturas e raios efetivos estelares com erros de 200 K e 30%, respectivamente. Esses parâmetros limitaram a precisão no tamanho do planeta e nas medidas do fluxo estelar incidente, obscurecendo as características relevantes: quaisquer detalhes finos na distribuição dos raios planetários foram mascarados pelas incertezas associadas aos raios estelares fotométricos (ver Figura 11).

Esta foi a motivação central para muitas campanhas observacionais serem criadas com o intuito de melhorar a determinação dos parâmetros estelares e, portanto das propriedades planetárias. Neste sentido, o *California-Kepler Survey* (CKS) é uma grande campanha de observação usando o Keck-HIRES, capaz de reduzir a incerteza nos tamanhos das estrelas *Kepler* e dos planetas de tipicamente 30% no KIC a 10% usando espectroscopia de alta resolução ([Petigura et al., 2017](#); [Johnson et al., 2017](#)). O CKS permite realizar estudos estatísticos mais poderosos e melhorados da frequência de planetas em função das propriedades do próprio planeta e da sua estrela hospedeira, incluindo a sua massa, idade e metalicidade.

[Fulton et al. \(2017\)](#), por exemplo, usaram esse levantamento para medir as propriedades dos planetas *Kepler* e suas estrelas hospedeiras, encontrando, pela primeira vez, evidências observacionais da existência de uma distribuição bimodal nos planetas de tamanho pequeno, com picos em $1.3R_{\oplus}$ (super-Terras) e $2.4R_{\oplus}$ (sub-Netunos), e relativamente poucos planetas com raios intermediários dentre $1.5-2.0R_{\oplus}$ ocasionando uma lacuna na distribuição de raios (Figura 12). Este estudo esteve baseado nas medidas melhoradas dos parâmetros espectroscópicos ([Petigura et al., 2017](#)) e na determinação precisa dos raios estelares e, conseqüentemente, planetários para a amostra do CKS

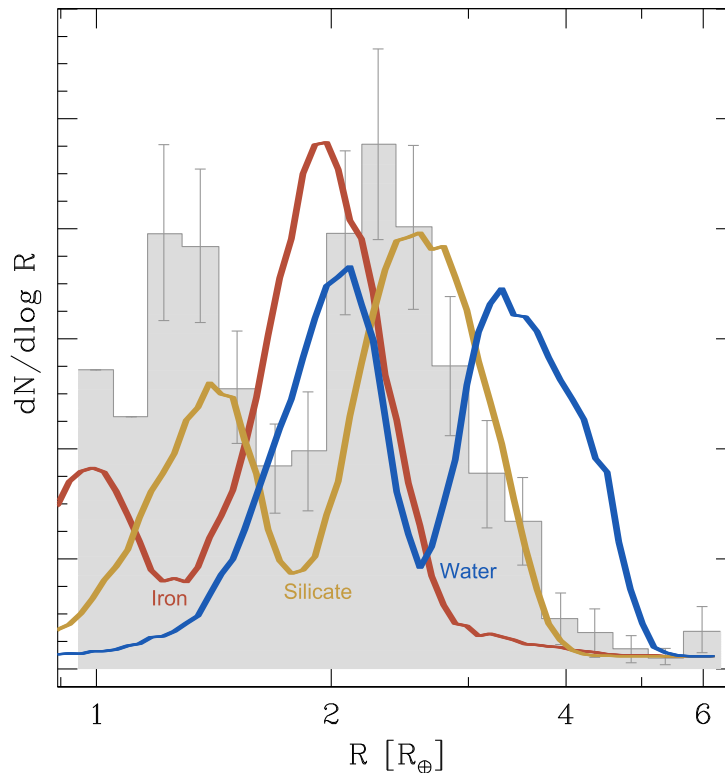


Figura 13 – Comparação das distribuições observada (em cinza) e modeladas (em vermelho, laranja e azul) dos raios planetários. A localização do vale muda dependendo da composição química dos núcleos. Figura retirada de [Owen & Wu \(2017\)](#).

([Johnson et al., 2017](#)). Os autores concluem que a bimodalidade na distribuição de raios planetários sugere que sub-Netunos e super-Terras pareceriam ser duas classes distintas de planetas; e que a escassez de planetas em $\sim 1.8R_{\oplus}$ prevista pelos modelos teóricos pode ser interpretada como um raio de transição que separa planetas com massas grandes o suficiente para reter seu envoltório de gás e aqueles que perderam suas atmosferas e consistem em seus núcleos remanescentes. Resultados similares foram encontrados por [Fulton & Petigura \(2018\)](#) usando, além dos parâmetros espectroscópicos do CKS, as paralaxes do *Gaia* DR2 para a determinação dos raios estelares.

Como discutido anteriormente, um mecanismo proposto para explicar a bimodalidade na distribuição de raios dos planetas pequenos é a fotoevaporação: os fluxos em raios-X e UV, extremamente energéticos, procedentes da estrela jovem evaporam os envoltórios ricos em H/He dos sub-Netunos, deixando expostos os seus núcleos rochosos.

Além da fotoevaporação, [Ginzburg et al. \(2018\)](#) propõem que tanto as duas populações quanto o vale na distribuição dos raios são formados pela liberação de energia do núcleo. Após sua formação, e à medida que o planeta esfria, o calor emitido pelo núcleo aquece as camadas do envoltório causando a sua evaporação em uns poucos milhões de anos. Como resultado, o núcleo planetário se encolhe, enquanto que o destino da camada de gás depende da razão da sua capacidade calorífica e a do núcleo rochoso: se a razão é dominada pelo núcleo, então a energia liberada pode remover totalmente a atmosfera, deixando para trás um núcleo nu; se o envoltório for massivo de tal forma de dominar a razão das capacidades caloríficas, consegue sobreviver sem ser afetado pela energia liberada pelo núcleo. Esse comportamento produz naturalmente uma distribuição bimodal

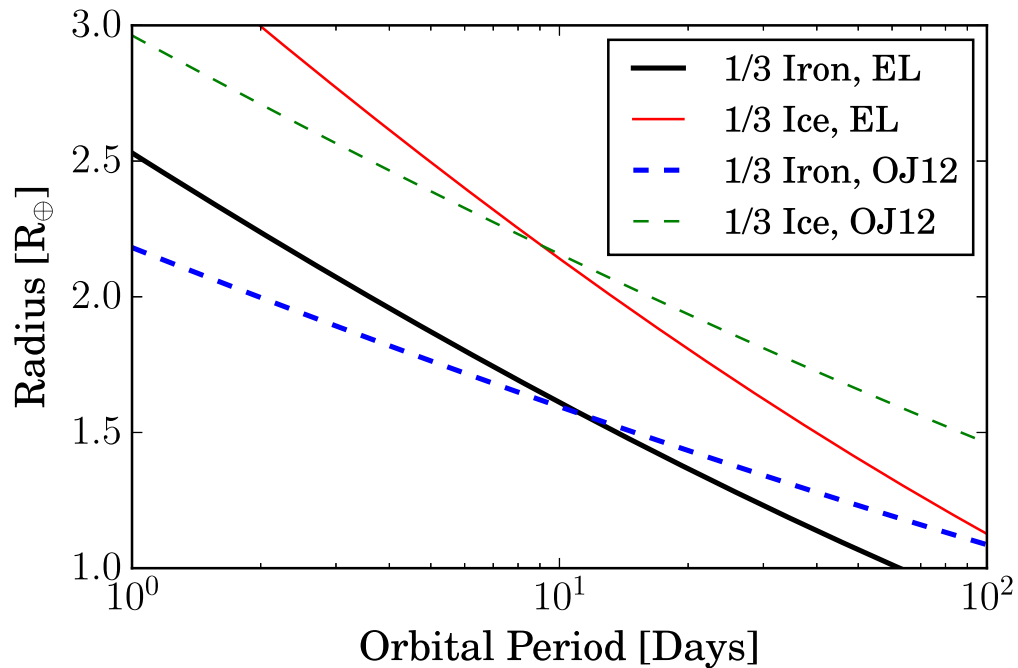


Figura 14 – Variação da posição inferior do vale de evaporação para planetas rochosos, segundo modelos de Owen & Jackson (2012, linhas tracejadas) e Owen & Wu (2017, linhas sólidas), com composições terrestre (azul e preto) e de gelo (verde e vermelho). Figura retirada de Owen & Wu (2017).

nas massas das atmosferas e raios dos planetas.

Os modelos parecem sugerir que a posição do vale na distribuição dos raios planetários está diretamente relacionada com a composição química dos núcleos. Assim o demonstraram Owen & Wu (2017) quando simularam um conjunto de planetas de igual massa mas com diferentes composições internas, e as compararam com a distribuição observada por Fulton et al. (Figura 13). É claro que a localização da lacuna ocorre para raios menores conforme aumenta o valor da densidade média: ferro ($\rho_{M_{\oplus}} = 11 \text{ g cm}^{-3}$, vermelho), silicatos ($\rho_{M_{\oplus}} = 4 \text{ g cm}^{-3}$, laranja) e água ($\rho_{M_{\oplus}} = 1.3 \text{ g cm}^{-3}$, azul). A Figura também mostra que os dados observacionais favoreceriam uma composição similar à terrestre, ou seja uma mistura de ferro e silicatos.

Adicionalmente, a forma e em particular o valor da inclinação do vale de evaporação no plano raio planetário-período orbital, pode restringir os modelos de formação planetária. Lopez & Rice (2016) usaram modelos diferentes para mostrar que o raio de transição entre as super-Terras rochosas e os sub-Netunos com envelopes voláteis apresenta um comportamento diferente com o período orbital, dependendo do cenário de formação do planeta: no caso do cenário de fotoevaporação, o raio de transição diminui conforme o período orbital aumenta, seguindo a lei $R_{pl} \propto P^{-0.15}$. Enquanto que, para um modelo de formação pobre em gás no qual os planetas rochosos primordiais se formam após a dissipação do disco proto-planetário, a inclinação deveria ser positiva e aumentar segundo $R_{pl} \propto P^{+0.07 \pm 0.10}$.

De acordo com os modelos de Owen & Wu (2017), a inclinação do raio de transição, mais precisamente o limite de maior tamanho para os planetas rochosos, com o período derivado por modelos de evaporação, pode mudar dependendo das diferentes eficiências de evaporação nestes

modelos, variando de $P^{-0.25}$, quando a eficiência de evaporação constante é considerada para todos os planetas, até $P^{-0.16}$, quando a eficiência da evaporação depende da densidade do planeta.

Para investigar a forma em que a composição do núcleo afeta os raios planetários das super-Terras e sub-Netunos em função do período (ou semi-eixo maior orbital), Owen & Wu (2017), bem como Jin & Mordasini (2018), ajustaram a posição inferior do vale de evaporação considerando diferentes composições para os núcleos rochosos (Figura 14): 1/3 de ferro, 1/3 de gelo, 2/3 de silicatos, demonstrando que com grande estatística na amostra dos planetas e com raios planetários bem precisos é possível inferir dentre diferentes modelos de evaporação e composição química dos núcleos.

Ao longo deste capítulo vimos que a determinação precisa dos parâmetros físicos das estrelas associadas a planetas é fundamental para caracterizar não somente o tamanho, mas também a composição dos próprios planetas. Além dos parâmetros estelares básicos: temperatura efetiva, gravidade superficial, massa estelar e raio estelar, a composição química estelar é importante para compreender as conexões que esta mantém com a formação planetária. Fazendo uso dessa premissa, neste trabalho de Tese apresentamos a determinação precisa e homogênea dos parâmetros atmosféricos, metalicidades e raios de uma ampla amostra de estrelas FGK hospedeiras de planetas, e investigamos as ligações existentes entre as propriedades estelares e aquelas dos planetas associados, a partir das características derivadas para as estrelas. Da mesma forma, testamos um possível método de caracterização espectroscópica no infravermelho de anãs-M para entender como as ligações entre as características estelares e planetárias estendem-se ao regime das estrelas mais abundantes da Via Láctea e principais alvos para a detecção de exoplanetas do tipo-Terra tanto com a técnica de velocidade radial quanto com o método de trânsito.

2 Análise Espectroscópica de Estrelas de Tipo-Solar

A descoberta de planetas extrasolares, e tantos outros avanços alcançados nos últimos 20 anos sobre a natureza das populações estelares em nossa Galáxia, têm sido obtidos através da espectroscopia de alta resolução. Neste trabalho de Tese utilizamos espectros de alta-resolução observados no ótico para estudar as propriedades estelares de sistemas *Kepler* com planetas. Neste Capítulo apresentamos os dados espectroscópicos da amostra estelar analisada (Seção 2.1), seguidos da descrição detalhada de cada um dos passos do método de larguras equivalentes, utilizado na determinação dos parâmetros espectroscópicos da amostra de estrelas (Seção 2.2). As interdependências das abundâncias com os parâmetros obtidos são também mencionadas.

2.1 Dados Espectroscópicos

A amostra estelar analisada neste trabalho de Tese foi observada pelo California-*Kepler* Survey (CKS, [Petigura et al., 2017](#); [Johnson et al., 2017](#)). Este foi um levantamento espectroscópico destinado à medição das propriedades estelares e planetárias dos sistemas descobertos pela missão *Kepler*.

A amostra espectroscópica analisada é composta de 1305 *Kepler Objects of Interest* hospedeiras de 2025 candidatos a planetas, e apresenta um corte em magnitude $K_p < 14.2$. Os espectros coletados entre 2012 e 2014 foram obtidos com o espectrógrafo HIRES ($R \sim 50,000$ - [Vogt et al., 1994](#)) no *M. Keck Observatory*. As observações foram realizadas por membros da Universidade de Califórnia, do Instituto de Tecnologia da Califórnia e da Universidade de Havaí. Os espectros abrangem um amplo intervalo de comprimento de onda (3640-7990 Å) e são disponibilizados no *Keck Observatory Archive*¹. Exemplos dos espectros obtidos são apresentados na Figura 15 para estrelas com temperaturas efetivas entre ~ 4700 K and 6200 K.

2.2 Determinação dos Parâmetros Estelares e Metalicidades

Os parâmetros estelares (T_{ef} , $\log g$, e velocidade de microturbulência), assim como as metalicidades (representadas por $[Fe/H]$), para as estrelas analisadas foram derivadas usando a técnica clássica da espectroscopia estelar baseada nas medidas das larguras equivalentes (EW) de um conjunto de linhas de Fe I e Fe II. Esse método é baseado no equilíbrio de excitação e ionização das linhas de ferro e compreende os seguintes passos:

1. seleção da lista de linhas de absorção do ferro e os seus correspondentes dados atômicos;
2. determinação das EWs de cada uma das linhas a partir do espectro observado;

¹ <https://california-planet-search.github.io/cks-website/>

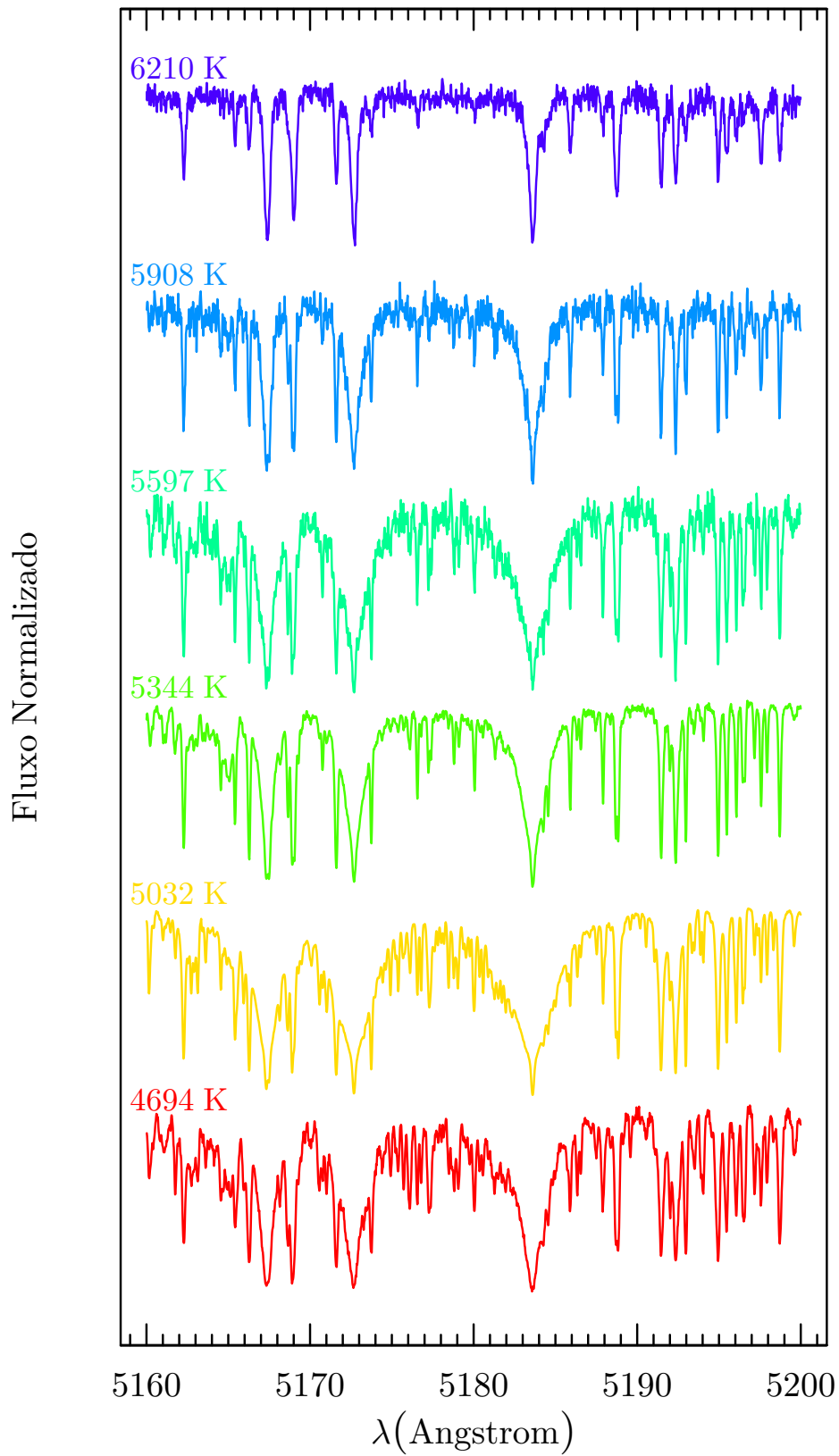


Figura 15 – Espectros Keck/HIRES ao redor das linhas do Mg I para seis estrelas da nossa amostra, com incrementos de ~ 300 K nas temperaturas efetivas.

3. cálculo de um modelo atmosférico estelar que dá a variação de temperatura, densidade eletrônica e pressão gasosa na atmosfera estelar;
4. combinação das EWs medidas e do modelo de atmosfera para o cálculo das abundâncias individuais de cada uma das linhas da lista, e a obtenção dos parâmetros espectroscópicos “finais”, encontrados uma vez atingidos o equilíbrio de excitação e de ionização. Caso contrário, voltamos ao passo 3 e adotamos parâmetros diferentes.

Estes constituem os passos básicos de qualquer análise espectroscópica baseada no método de EW. As diferenças entre os métodos de EW encontrados na literatura são provenientes do uso de diferentes listas de linhas, modelos e códigos utilizados em cada etapa.

Neste trabalho utilizamos o código MOOG (Snedden, 1973) que assume transporte radiativo em 1D e em *equilíbrio termodinâmico local* (ETL) para a análise de abundâncias, determinação dos parâmetros espectroscópicos e metalicidades das estrelas da amostra.

2.2.1 Lista de Linhas

A seleção apropriada das linhas a serem usadas na análise (primeiro passo) é crucial para se garantir uma maior acurácia e precisão dos resultados obtidos. O objetivo é medir o maior número possível de linhas para aumentar a estatística e diminuir os erros nos parâmetros estelares espectroscópicos derivados. Porém, vale lembrar que escolher linhas que não contenham contribuições (“blends”) de outros elementos é também fundamental. Além de selecionar a lista de linhas, os parâmetros atômicos adotados para cada uma delas também é importante. Embora atualmente os comprimentos de onda e potenciais de excitação das transições sejam bastante precisos, as medidas de laboratório das forças do oscilador ($\log gf$) nem sempre são tão confiáveis. As incertezas desses valores podem se propagar afetando a precisão dos parâmetros espectroscópicos derivados.

A lista de linhas de Fe I e Fe II adotada neste trabalho foi obtida de Ghezzi et al. (2018), que por sua vez as selecionaram de múltiplas fontes: Sousa et al. (2008, 2014); Schuler et al. (2011); Tsantaki et al. (2013); Liu et al. (2014) e Bedell et al. (2014), assim como da Tese de Doutorado de Ghezzi (2010). Utilizando o espectro HIRES do Sol refletido em Vesta ($S/N = 267$) como referência, os autores identificaram e selecionaram linhas espectrais isoladas e bem comportadas, evitando aquelas linhas com $\lambda < 5000\text{\AA}$ altamente “blendadas”; e rejeitando também as linhas que estivessem fora do intervalo $6270 < \lambda < 6330\text{\AA}$, por apresentarem contaminação por linhas telúricas. A lista final adotada inclui 158 linhas de Fe I e 18 de Fe II.

Para garantir a precisão dos resultados, Ghezzi et al. (2018) adotaram inicialmente os parâmetros atômicos (comprimento de onda λ , potencial de excitação EP , força do oscilador gf) das linhas selecionadas fornecidos pelo Vienna Atomic Line Database (VALD, Ryabchikova et al., 2015); e posteriormente calcularam os valores de gf baseados na análise da inversão solar. Para isso, usaram o modelo de atmosfera ATLAS9 ODFNEW (Castelli & Kurucz, 2004) com parâmetros $T_{ef} = 5777\text{ K}$, $\log g = 4.44$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.00$ e $\xi = 1.00\text{ km s}^{-1}$ para o Sol, e a abundância solar de $A(\text{Fe}_{\odot}) = 7.50$ do trabalho de Asplund et al. (2009). Uma porção da lista de linhas e os parâmetros atômicos para cada uma delas é apresentada na Tabela 2 (a Tabela completa é apresentada no Apêndice A).

Tabela 2 – Porção da lista de linhas de Fe I e Fe II com seus parâmetros atômicos

Elemento	λ (Å)	EP (eV)	$\log gf$
Fe I	5023.185	4.283	-1.524
	5025.303	4.284	-1.919
	5044.211	2.851	-2.206
	5054.642	3.640	-2.087
	5058.496	3.642	-2.809
	5067.149	4.220	-1.068
	5109.651	4.301	-0.853
	5159.057	4.283	-0.932
	5196.059	4.256	-0.732
	5197.935	4.301	-1.608
	5213.806	3.943	-2.802
	5225.526	0.110	-4.845
	5228.375	4.220	-1.169

Fe II	5100.655	2.807	-4.212
	5132.661	2.807	-4.088
	5197.568	3.231	-2.497
	5234.623	3.221	-2.357

2.2.2 Medidas de Larguras Equivalentes

As linhas espectrais de absorção são geradas na atmosfera da estrela, produto das variações de energia sofridas pelos elétrons nos átomos que a compõem. Quando um elétron faz uma transição de um nível de energia elevado para um mais baixo, a diferença de energia entre os dois níveis é emitida na forma de um fóton de uma certa frequência (ou comprimento de onda) associada. Por outro lado, quando o elétron é excitado a partir de um nível de energia mais baixo para um mais alto, essa diferença é absorvida também como um fóton.

As frequências associadas com os fótons absorvidos ou emitidos durante as transições representam diferentes configurações possíveis de energias que o elétron pode tomar e formam um conjunto único para cada átomo. Dado que os elétrons têm apenas valores discretos de energia correspondentes a determinados comprimentos de onda, a presença de linhas de um determinado elemento químico em um espectro é suficiente para demonstrar a existência desse elemento na estrela.

Considerando a quantidade de energia absorvida, ou seja, a profundidade da linha espectral, é possível determinar a abundância de um elemento químico. Essa absorção depende tanto do número de absorvedores presentes quanto da fração dos elétrons desse elemento que se encontram no nível de energia apropriado para absorver. A abundância química estelar de um determinado elemento estará dada pela área contida dentro do perfil de absorção de uma linha desse elemento, também conhecida

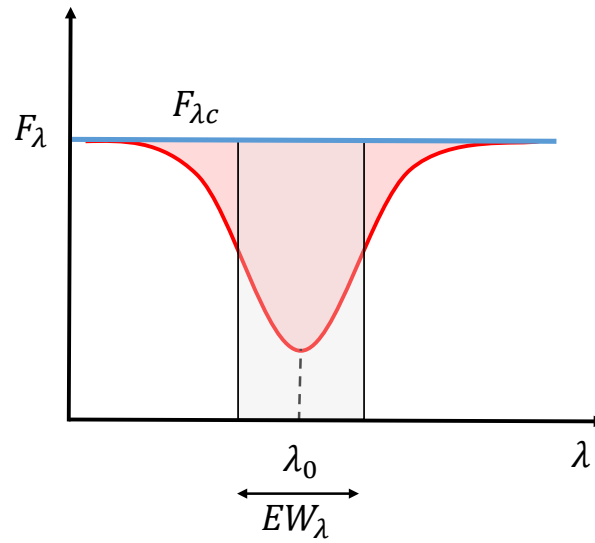


Figura 16 – Intensidade (F_λ) em função do comprimento de onda (λ) para uma linha espectral. EW_λ denota a área contida na faixa retangular e que resulta equivalente à área compreendida pelo perfil da linha a partir do nível do contínuo (F_{λ_c}). A profundidade máxima da linha representa o ponto de maior absorção, F_{λ_0} .

como largura equivalente EW_λ (Figura 16, segundo passo), ou definida matematicamente como

$$EW_\lambda = \int \frac{F_\lambda - F_{\lambda_c}}{F_{\lambda_c}} d\lambda \quad (2.1)$$

onde EW_λ é a área total, F_{λ_c} refere-se ao fluxo no contínuo espectral e F_λ ao fluxo correspondente ao comprimento de onda λ .

A utilização do método de medidas de larguras equivalentes, é bem simples porque não necessita conhecer o perfil instrumental nem ajustar perfis sintéticos produzidos pelos modelos a espectros observados, porém este método apresenta algumas desvantagens. Por exemplo, a determinação da posição correta do nível do contínuo ainda é uma fonte importante de incertezas nas medições de larguras equivalentes. Além disso, é importante definir a função de ajuste que será usada para definir o perfil das linhas e medir as larguras equivalentes. Normalmente, o perfil gaussiano é amplamente utilizado por ser considerado uma aproximação quase perfeita para linhas de absorção fracas. No entanto, alguns cuidados devem ser tomados ao se medir linhas fortes (tipicamente com $EW > 150$ mÅ), para as quais o perfil gaussiano não é capaz de se ajustar as asas das linhas. Para estes casos, o perfil de Voigt pode ser utilizado.

Medidas de larguras equivalentes podem ser feitas manualmente utilizando, por exemplo, rotinas como a tarefa “*splot*” no IRAF², procurando cada uma das linhas no espectro observado, marcando a posição do contínuo a olho nu e fazendo a medição da EW. Além de ser uma tarefa demorada (quando se trata de um número grande de estrelas), a subjetividade envolvida no método manual pode levar a inconsistências entre as medidas de diferentes linhas. Para evitar estes problemas,

² Image Reduction and Analysis Facility (IRAF) é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatory (NOAO), o qual é operado pela Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. (AURA) em cooperação com a National Science Foundation (NSF).

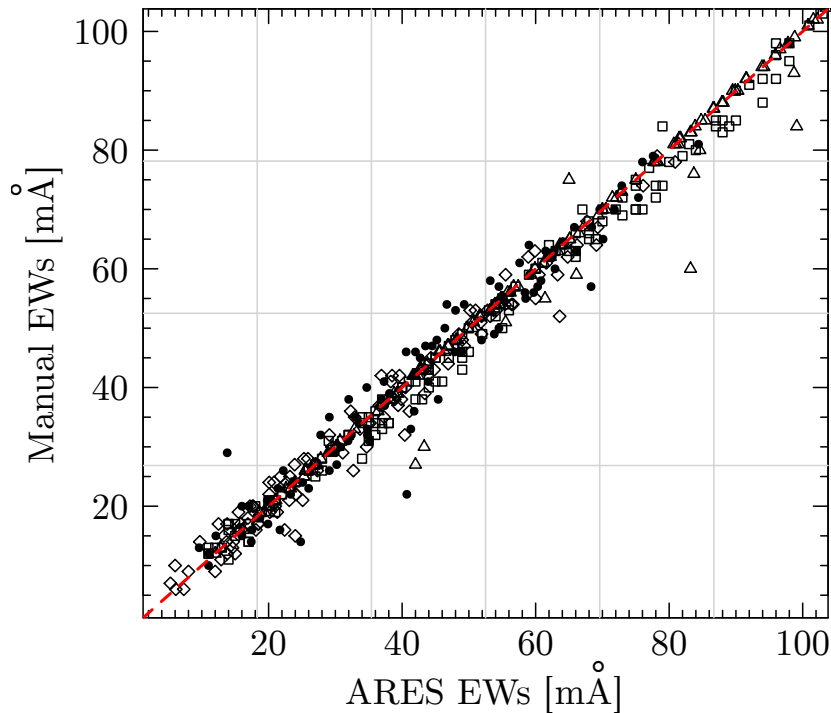


Figura 17 – Comparação das larguras equivalentes (EWs) medidas automática (usando o código ARES) e manualmente (usando a tarefa *splot* de IRAF) para 540 linhas de Fe I e Fe II em quatro estrelas da nossa amostra: KOI-64 (quadrado), KOI-268 (círculo), KOI-280 (diamante) e KOI-5782 (triângulo). A linha tracejada vermelha representa a igualdade.

vários códigos automáticos tem sido desenvolvidos a fim de medir EWs de forma mais eficiente e consistente, como por exemplo o código ARES, (Sousa et al., 2007) utilizado nesse trabalho.

Para estudar possíveis efeitos sistemáticos nas medidas automáticas das larguras equivalentes obtidas com o ARES, nós usamos a tarefa *splot* do IRAF e medimos manualmente as larguras equivalentes para 540 linhas de Fe I e Fe II em quatro estrelas da nossa amostra: KOIs 64 ($T_{ef} = 5344$ K, $\log g = 3.92$ dex, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.04$ dex), 268 ($T_{ef} = 6461$ K, $\log g = 4.51$ dex, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.13$ dex), 280 ($T_{ef} = 6150$ K, $\log g = 4.59$ dex, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.26$ dex) e 5782 ($T_{ef} = 5122$ K, $\log g = 3.72$ dex, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14$ dex) apresentando espectros com $S/N \sim 70$. A Figura 17 mostra a comparação das larguras equivalentes (EWs) obtidas com o código ARES e daquelas determinadas manualmente. Em geral, o resultado mostra boa concordância mas apresentando um pequeno deslocamento de 1.25 mÅ (com as nossas medidas manuais sendo menores que as do ARES) e uma dispersão rms de 3.18 mÅ.

2.2.3 Modelo de Atmosferas Estelares

A atmosfera estelar é definida como a região externa ao redor de uma estrela, que constitui a zona de transição entre o interior dela e o meio interestelar. A atmosfera pode ser dividida em várias camadas, cada uma com características diferentes, sendo a *fotosfera* a camada mais profunda

e fria da atmosfera de uma estrela; a maior parte do espectro visível estelar é produzido nesta região, portanto a maioria do que se conhece sobre estes objetos é através do estudo da radiação desta zona.

Os modelos de atmosferas (terceira etapa) ATLAS9 de Kurucz (1992) e MARCS de Gustafsson et al. (2008) são os mais utilizados para a análise espectroscópica, obtenção de parâmetros espectroscópicos e abundâncias químicas. Há uma série de parâmetros físicos importantes e aproximações que precisam ser definidas e usadas tanto para a criação dos modelos quanto para o cálculo dos parâmetros correspondentes. Por exemplo, para as estrelas do tipo solar FGK estudadas neste trabalho de Tese, a aproximação plano-paralela dos modelos ATLAS9 ODFNEW (Castelli & Kurucz, 2004) representam uma escolha adequada, dado que as estrelas da amostra não possuem, em sua maioria, atmosferas estendidas. Estes modelos de Kurucz foram utilizados em nossa análise espectroscópica. Modelos plano-paralelos supõem que a fotosfera estelar é dividida em sucessivas camadas, dentro das quais são válidas a equação de *equilíbrio hidrostático* (pressão balanceada pela gravidade), e a aproximação de ETL. Em ETL, as propriedades de uma região são descritas a partir de várias distribuições:

- distribuição de Maxwell de velocidades, determina a natureza randômica das múltiplas colisões que sofrem as partículas em uma atmosfera estelar.
- distribuição de Boltzmann, fornece informação sobre a população dos níveis atômicos em função da temperatura.
- distribuição de Saha, descreve o estado de ionização de um elemento químico dependendo da temperatura e da densidade de partículas.
- distribuição de Planck, estabelece a forma em que a radiação é distribuída em frequência na superfície estelar.

2.2.4 Obtenção dos Parâmetros Estelares

O passo seguinte na análise dos espectros consiste em alcançar os equilíbrios de excitação e ionização. A correlação entre o potencial de excitação EP e a abundância de ferro $A(FeI)$ de cada linha restringe a temperatura efetiva; a correlação entre a largura equivalente reduzida $\log(EW/\lambda)$ e a abundância de ferro $A(FeI)$ limita a microturbulência; e o equilíbrio de ionização entre a abundância média de Fe I e Fe II fixa a gravidade superficial. Os parâmetros estelares “finais” serão obtidos uma vez que todas as correlações sejam nulas, ou seja, quando todas as linhas apresentarem as mesmas abundâncias individuais. A abundância de ferro, ou metalicidade $[Fe/H]$ é um resultado adicional desta análise, onde $[Fe/H] = \log(N_{Fe}/N_H)_\star - \log(N_{Fe}/N_H)_\odot$, sendo N_{Fe} e N_H o número de átomos de ferro e hidrogênio, respectivamente, por unidade de volume.

2.2.4.1 O Modelo de Atmosferas Mais Adequado

A Figura 18 mostra um exemplo da solução atingida, após diversas iterações, para a estrela de tipo solar KOI-1 pertencente à nossa amostra. Os parâmetros “finais” derivados para esta estrela são: $T_{ef} = 5856 \pm 33$ K, $\log g = 4.44 \pm 0.09$ dex, $\xi = 1.15 \pm 0.03$ km seg^{-1} , e $[Fe/H] = 0.00 \pm 0.02$ dex. Com as inclinações nas correlações entre o potencial de excitação (EP), e a largura equivalente

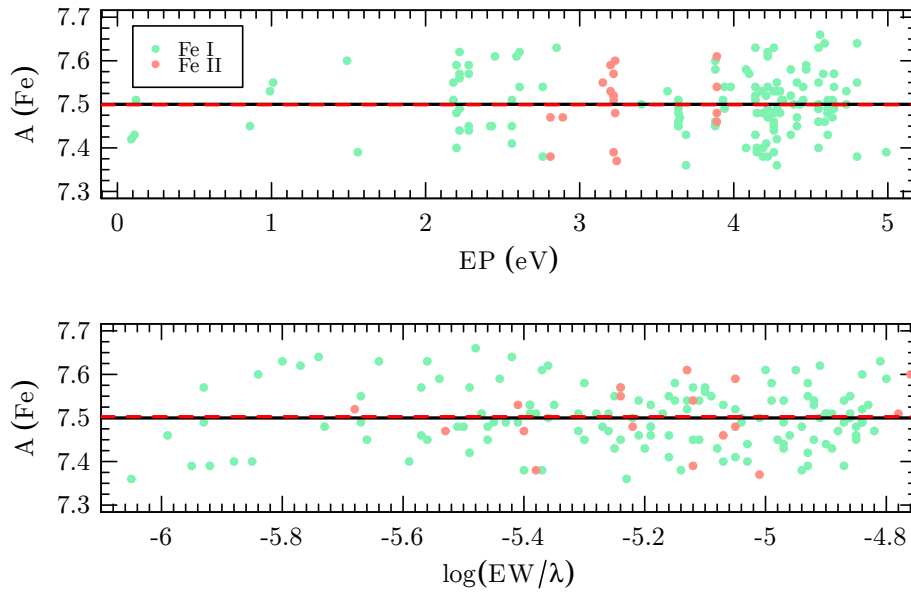


Figura 18 – Exemplo da metodologia aplicada na determinação dos parâmetros atmosféricos para KOI-1, uma das estrelas da nossa amostra. A abundância de ferro ($A(\text{Fe})$) em função do potencial de excitação (EP) das linhas medidas de Fe I e Fe II (painel superior), e em função da largura equivalente reduzida das linhas ($\log(EW/\lambda)$, painel inferior). Em ambos os gráficos, a linha tracejada vermelha indica a abundância média de Fe. Os valores de T_{ef} e velocidade de microturbulência são obtidos quando os coeficientes angulares das linhas tracejadas de ambos gráficos não apresentam dependência com os parâmetros das linhas espectrais.

reduzida ($\log(EW/\lambda)$) com a abundância de ferro ($Ab(Fe)$), para todas as linhas de ferro usadas na análise de KOI-1, próximas de zero. Assim como a diferença entre as abundâncias de Fe I e Fe II sendo também \sim zero.

A seguir apresentaremos as dependências das abundâncias de Fe calculadas em relação aos parâmetros estelares (T_{ef} , $\log g$, ξ) analisando cada parâmetro em separado.

Dependência com a T_{ef} . Os painéis da Figura 19 mostram as abundâncias calculadas para um modelo com exatamente os mesmos parâmetros que os finais, a exceção da temperatura efetiva. As inclinações das correlações $A(\text{Fe})$ vs. EP e $A(\text{Fe})$ vs. $\log(EW/\lambda)$ mudam consideravelmente demonstrando que os parâmetros estelares são fortemente interdependentes. Sendo que o valor da inclinação fornece informação sobre qual é o valor correto de temperatura. Em particular, a inclinação do gráfico $A(\text{Fe})$ vs. EP pode ser tanto positiva quanto negativa, dependendo se a temperatura efetiva for subestimada ou superestimada, respectivamente.

Dependência com o $\log g$. Neste caso, todos os parâmetros espectroscópicos são ajustados à solução, com exceção da gravidade superficial. As mudanças mostradas na Figura 20 permitem inferir que quando o valor de gravidade superficial é subestimado, a diferença média de abundâncias de Ferro ($\langle A(\text{FeI}) - A(\text{FeII}) \rangle$) é positiva, enquanto que é negativa quando o valor da mesma é superestimado.

Dependência com a ξ . Neste caso, todos os parâmetros correspondem à solução iterada,

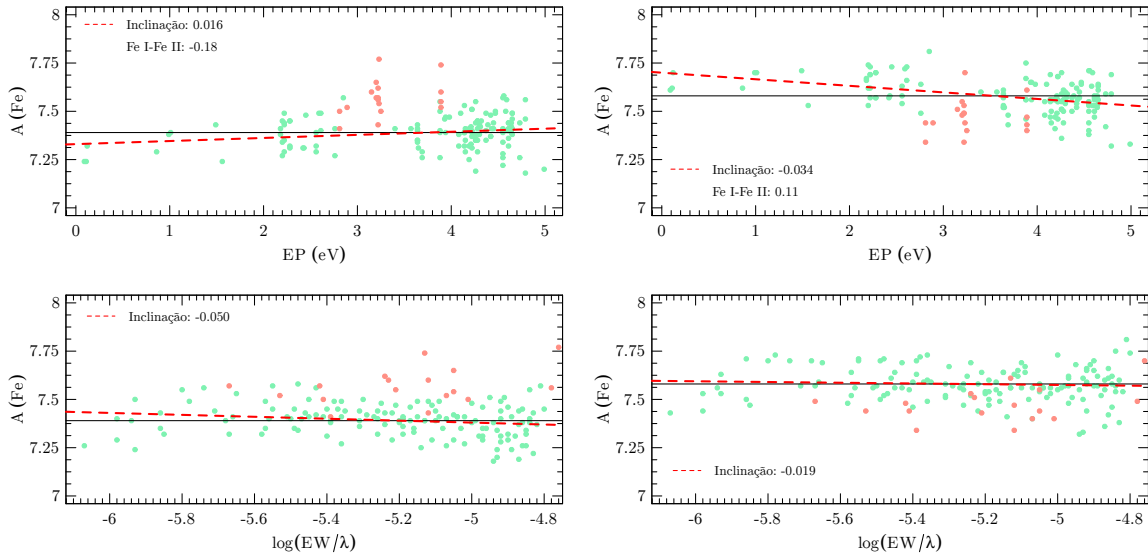


Figura 19 – Igual que na Figura 18 mas considerando um valor de temperatura menor ($T_{ef} = 5700$ K, painel esquerdo) e maior ($T_{ef} = 6000$ K, painel direito) do aquele da solução.

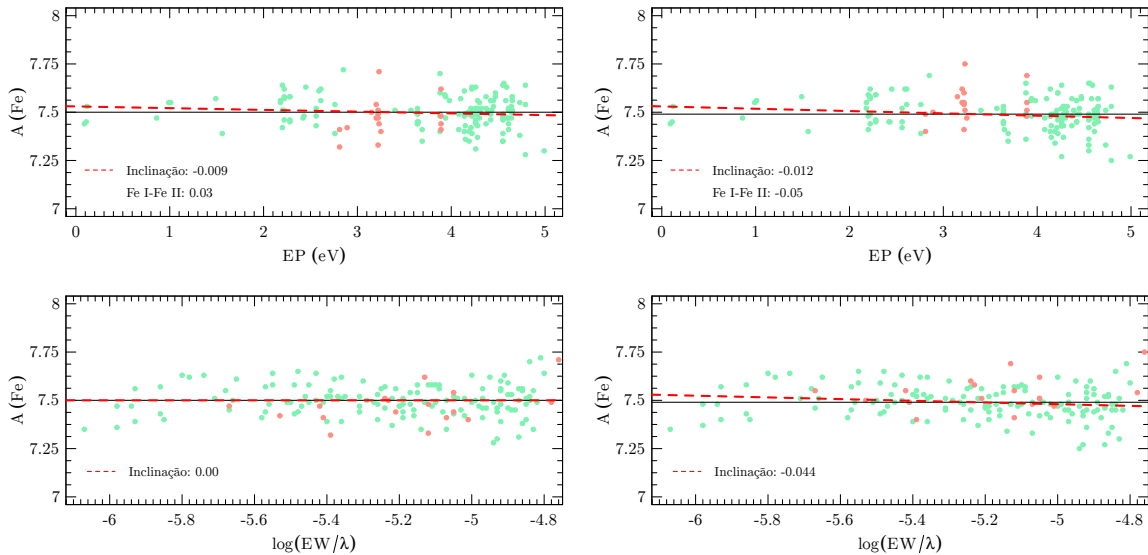


Figura 20 – Igual que na Figura 18 mas considerando um valor de gravidade superficial menor ($\log g = 4.3$ dex, painel esquerdo) e maior ($\log g = 4.5$ dex, painel direito) do aquele da solução.

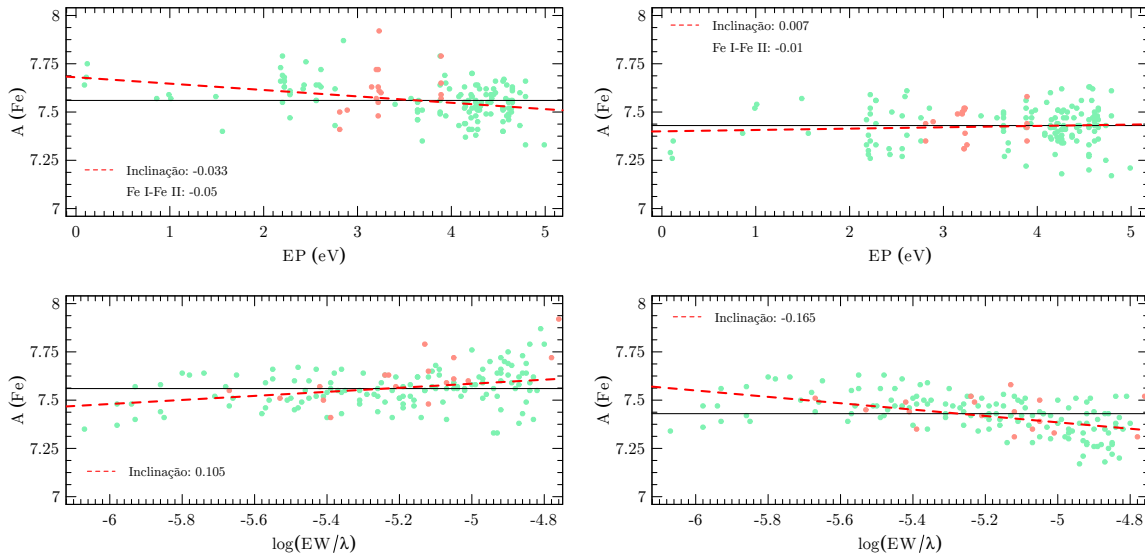


Figura 21 – Igual que na Figura 18 mas considerando um valor de velocidade de microturbulência menor ($\xi = 0.65 \text{ km seg}^{-1}$, painel esquerdo) e maior ($\xi = 1.65 \text{ km seg}^{-1}$, painel direito) do aquele da solução.

exceto a velocidade de microturbulência. Esse parâmetro é sensível às linhas de ferro mais intensas e a sua correta determinação garante obter a mesma abundância de ferro tanto para as linhas fracas quanto para as fortes. O painel esquerdo da Figura 21 mostra o resultado das abundâncias quando a microturbulência é subestimada. A inclinação de $A(\text{Fe})$ vs. $\log(EW/\lambda)$ é positiva, o que significa que o valor correto da ξ deve ser maior. O oposto acontece quando o valor de ξ é superestimado (painel da direita da Figura 21).

Com o intuito de analisar o grande número de estrelas da nossa amostra de forma eficiente e homogênea, utilizamos o *pipeline* desenvolvido pelo Dr. Luan Ghezzi como parte do seu Doutorado no Observatório Nacional (Ghezzi, 2010) e descrito em Ghezzi et al. (2010b, 2018), automatizado para a determinação dos parâmetros estelares e das metalicidades. Conforme mencionado acima, o *pipeline* utiliza a versão atualizada da rotina ARES (Sousa et al., 2015) para medir automaticamente as EWs das linhas de Fe I e Fe II, o código MOOG (Snedden, 1973) de análise de abundâncias para o cálculo da abundância do ferro, e as redes dos modelos de atmosfera ATLAS9 ODFNEW (Castelli & Kurucz, 2004).

Em resumo, o *pipeline* adotado para derivar os parâmetros estelares e abundâncias neste trabalho utiliza as EWs medidas automaticamente pelo ARES e considera um modelo de atmosfera estelar assumindo valores solares para T_{ef} , $\log g$, e metalicidade; e itera até obter os valores finais dos parâmetros espectroscópicos para cada estrela. Adicionalmente, a cada iteração, o *pipeline* executa dois cortes para remover aquelas linhas com abundâncias muito discrepantes dos valores médios (apresentando valores acima de dois sigmas).

2.3 Cálculo das Incertezas nos Parâmetros

O processo para a determinação das incertezas nos parâmetros atmosféricos começa com o cálculo do erro na velocidade de microturbulência, obtido ao variar o valor da microturbulência até que a inclinação do gráfico de $A(\text{Fe I})$ versus $\log(\text{EW}/\lambda)$ seja igual ao erro da inclinação da solução encontrada. A diferença entre o novo valor de ξ e aquele correspondente à solução determina a incerteza para esse parâmetro.

O mesmo procedimento é aplicado ao gráfico de $A(\text{Fe I})$ versus EP mas desta vez mudando o valor para a temperatura efetiva. Além disso, a contribuição do erro da ξ é calculada variando esse parâmetro dentro da sua incerteza (previamente determinada) e verificando a inclinação que produz no gráfico de $A(\text{Fe I})$ versus EP . A temperatura efetiva é logo modificada até o gráfico de $A(\text{Fe I})$ versus EP atingir uma inclinação zero, e a diferença entre essa temperatura efetiva e àquela associada ao melhor ajuste é considerada como sendo a contribuição do erro da ξ na T_{ef} .

O erro na gravidade superficial ($\log g$) é obtido ao modificar esse parâmetro em torno da solução encontrada até que a diferença das médias das abundâncias de Fe I e Fe II seja igual a um desvio padrão do valor da abundância média de Fe I. A contribuição da T_{ef} no erro do $\log g$ é estimado seguindo um procedimento similar ao aplicado no cálculo da contribuição da ξ no erro da T_{ef} .

Por fim, a incerteza na $[Fe/H]$ leva em conta o desvio padrão da média da $A(\text{Fe})$ e as variações devidas aos erros no resto dos parâmetros: T_{ef} , ξ , e $\log g$, todos somados em quadratura.

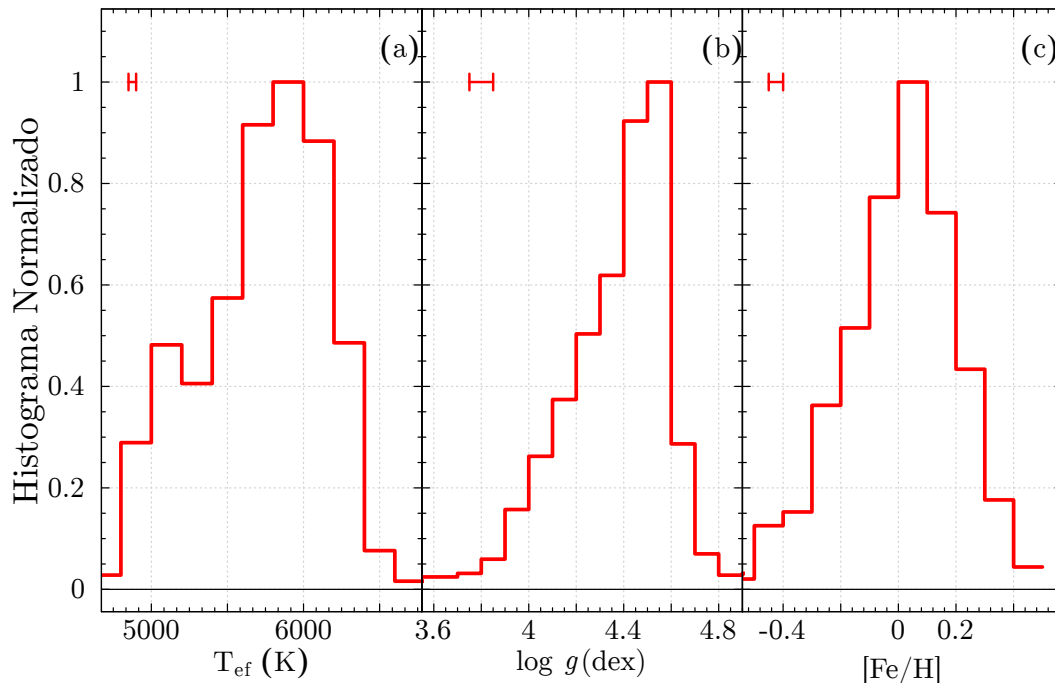


Figura 22 – Distribuição das temperaturas efetivas (painel (a)), gravidades superficiais (painel (b)), e metalicidades (painel (c)) para as estrelas da amostra. As incertezas das medianas dos parâmetros são apresentadas no extremo superior esquerdo de cada painel.

aproximadamente 1 kpc do Sol.

3.1.1 Comparação com Resultados Prévios da Literatura

3.1.1.1 Parâmetros Estelares para a Amostra do CKS

Como mencionado anteriormente, o trabalho de [Petigura et al. \(2017\)](#) foi o primeiro a apresentar uma análise espectroscópica da amostra estelar do CKS. Diferentemente da metodologia aplicada no nosso estudo, [Petigura et al. \(2017\)](#) utilizaram a técnica de síntese espectral em LTE, e não o método de larguras equivalentes, para derivar os parâmetros estelares. Em particular, eles usaram duas técnicas/códigos diferentes de síntese espectral: SpecMatch e SME@XSEDE.

O SpecMatch é uma técnica que foi formulada especificamente para o projeto CKS. Esta usa os modelos de atmosfera de Kurucz, e uma grade de espectros sintéticos computados originalmente por [Coelho et al. \(2005\)](#), e ajusta os espectros sintéticos aos espectros observados ao longo de cinco janelas, localizadas em diferentes comprimentos de onda: 5200-5280 Å; 5360-5440 Å; 5530-5610 Å; 6100-6190 Å e 6210-6260 Å. Os parâmetros T_{ef} , $\log g$, metalicidade e $v \sin i$ são calculados para cada um desses intervalos, sendo que a média dos parâmetros obtidos constitui o resultado final. Por último, os parâmetros estelares e metalicidades obtidos com o SpecMatch foram calibrados segundo os resultados obtidos por [Brewer et al. \(2016\)](#), notando que este último utiliza SME ([Valenti & Piskunov, 1996](#)), outro código de síntese espectral em ETL, outra família de modelos de atmosferas ([Castelli & Kurucz, 2004](#)) e listas de linhas com dados atômicos diferentes para derivar seus parâmetros estelares e metalicidades.

SME@XSEDE é a versão automatizada do código de síntese espectral *Spectroscopy Made*

Easy (SME, Valenti & Piskunov, 1996). Este utiliza uma lista de linhas com parâmetros atômicos extraídos do banco de dados VALD para interpolar em uma grade de modelos de atmosferas plano-paralelas de MARCS (Gustafsson et al., 2008) até encontrar a solução ótima aplicando uma minimização χ^2 . Aos resultados finais obtidos com de SME@XSEDE, Petigura et al. (2017) aplicam correções lineares para colocá-los na escala do SpecMatch (conforme mencionado acima, os resultados do SpecMatch já tinham sido originalmente calibrados usando como referência a escala de Brewer et al. 2016). Para aquelas estrelas cujos parâmetros apresentaram valores consistentes entre os dois métodos (SpecMatch e SME@XSEDE), os autores simplesmente adotaram o valor médio entre as duas técnicas como sendo o melhor resultado.

Os painéis superiores da Figura 23 mostram a comparação dos nossos parâmetros atmosféricos, T_{ef} e $\log g$ com resultados derivados por Petigura et al. (2017). Em geral, os nossos valores exibem boa concordância (dentro das incertezas) com os parâmetros estelares derivados por Petigura et al. (2017), embora exista uma pequena diferença sistemática de cerca de ~ 60 K nas temperaturas efetivas (com nossas T_{ef} sendo maiores do que as de Petigura et al. 2017). Ao considerar a diferença média das comparações do $\log g$, há apenas uma pequena diferença (\langle Petigura et al. (2017) - este trabalho $\rangle = -0.035$ dex; rms = 0.14 dex); mas deve-se notar que doze estrelas na nossa amostra tem valores de $\log g > \sim 4,7$; embora seus erros para a gravidade superficial estejam dentro das incertezas esperadas (sendo a média dos seus erros de 0.12 dex) os nossos resultados são todos sistematicamente superiores a Petigura et al. (2017).

Mais recentemente, Brewer & Fischer (2018) também analisaram o conjunto de dados do CKS. Eles adotaram o código de síntese espectral semi-automático SME (também utilizado em Brewer et al. 2016) para ajustar os espectros observados e determinar os parâmetros estelares. O código de síntese utiliza uma lista de linhas atômicas e moleculares e uma grade de modelos de atmosferas plano-paralelas (Castelli & Kurucz, 2004) como dados de entrada, com o fim de encontrar a melhor solução global para os parâmetros T_{ef} , $\log g$, $[M/H]$ ou v_{macro} . Este trabalho faz uma análise solar inversa para ajustar as forças do oscilador $\log gfs$ das transições das linhas, e combinaram técnicas de síntese espectral e astrossísmicas para obter seus resultados finais.

A comparação dos nossos parâmetros estelares com aqueles obtidos por Brewer & Fischer (2018) é apresentada nos painéis inferiores da Figura 23 para 847 estrelas em comum. As conclusões são similares àquelas encontradas por Petigura et al. (2017), o que é esperado uma vez que esses autores calibraram seus resultados para estarem na escala dos valores de Brewer & Fischer (2018), e conseqüentemente na escala de Brewer et al. (2016). Para as temperaturas efetivas, a diferença média (\langle BF18 - este estudo \rangle) é de 69 ± 3 K e o rms = 77 K, novamente indicando um pequeno deslocamento sistemático entre as duas escalas de T_{ef} . Para $\log g$, também há uma diferença sistemática de -0.044 dex, que não representa uma diferença sistemática significativa.

3.1.1.2 Parâmetros Estelares para Outras Amostras de Estrelas *Kepler*

Buchhave et al. (2012) usaram as observações de vários espectrógrafos de alta resolução para obter os parâmetros estelares de 152 estrelas hospedeiras de planetas descobertos pela missão *Kepler*. Os parâmetros estelares T_{ef} , $\log g$, $[m/H]$ e v_{rot} foram derivados usando o código de síntese espectral *Stellar Parameter Classification* (SPC), que usa uma biblioteca de modelos de atmosferas

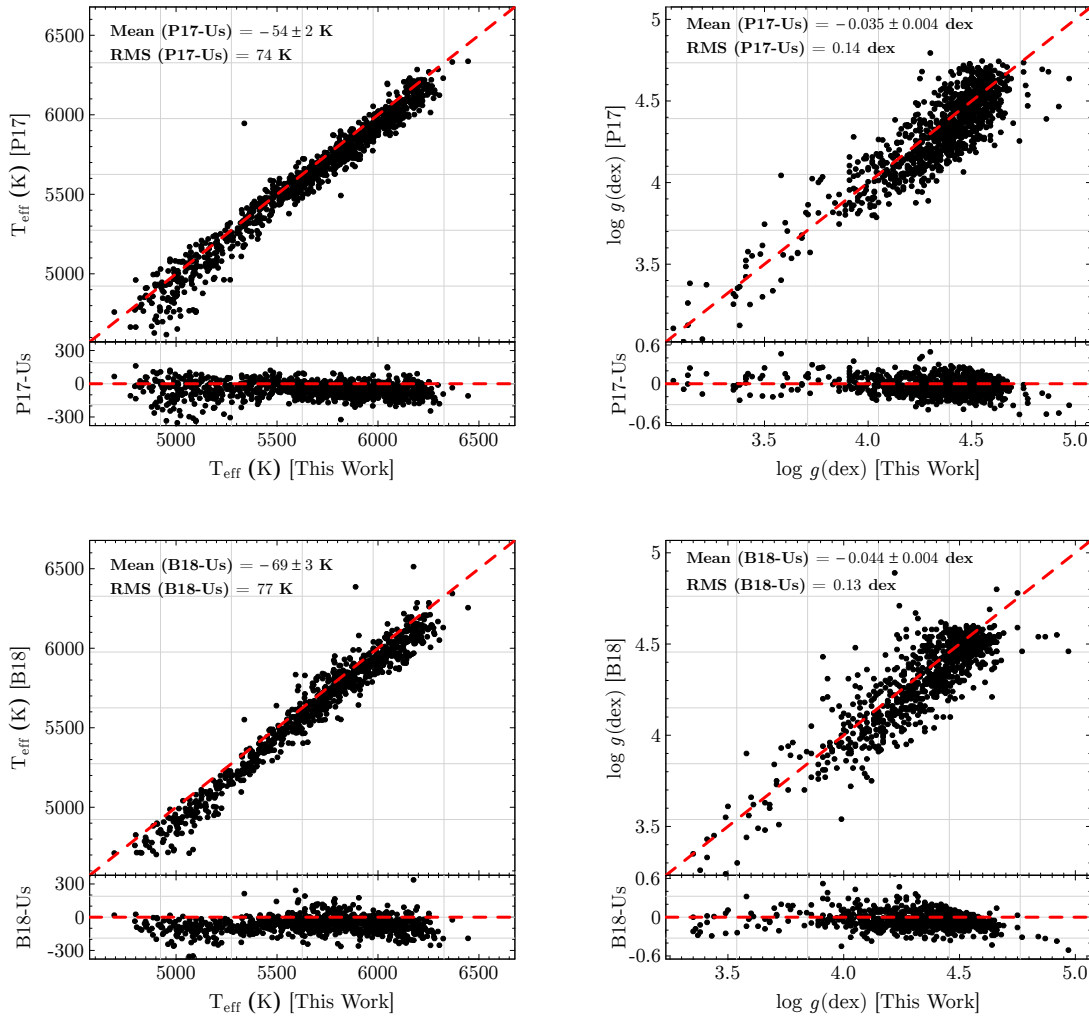


Figura 23 – Comparação dos valores de temperatura efetiva (esquerda) e $\log g$ (direita) derivados neste estudo e em [Petigura et al. \(2017\)](#) para 1013 estrelas em comum (painéis superiores), e para 847 estrelas em comum com [Brewer & Fischer \(2018\)](#) (painéis inferiores). As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso. As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

estelares ([Kurucz, 1992](#)) para sintetizar o espectro entre 5050 - 5360 Å, e mede o pico da função de correlação cruzada que indica quão bem os dados sintéticos reproduzem os observados. A Figura 24 mostra que existe uma tendência na comparação de nossas temperaturas efetivas com as de [Buchhave et al. \(2012\)](#): para temperaturas efetivas mais altas do que 5750 K, nossos valores de T_{eff} são sistematicamente maiores em $82 \text{ K} \pm 9 \text{ K}$ do que as de [Buchhave et al. \(2012\)](#) porém, no intervalo entre 5200 K e 5750 K, nossas temperaturas efetivas são sistematicamente menores em $21 \text{ K} \pm 10 \text{ K}$; para T_{eff} inferiores a 5200 K, não há tendência sistemática, porém há uma maior dispersão. A comparação dos valores de $\log g$ apresenta boa concordância, com uma diferença sistemática insignificante de -0.02 dex, embora o rms seja maior (~ 0.18 dex).

A Figura 25 compara os nossos resultados com os de [Everett et al. \(2013\)](#) para uma amostra de 268 estrelas fracas, hospedeiras de candidatos a exoplanetas descobertos pelo *Kepler*. [Everett et al. \(2013\)](#) obtiveram espectros de baixa resolução ($R = 3,000$) usando o espectrógrafo de fenda

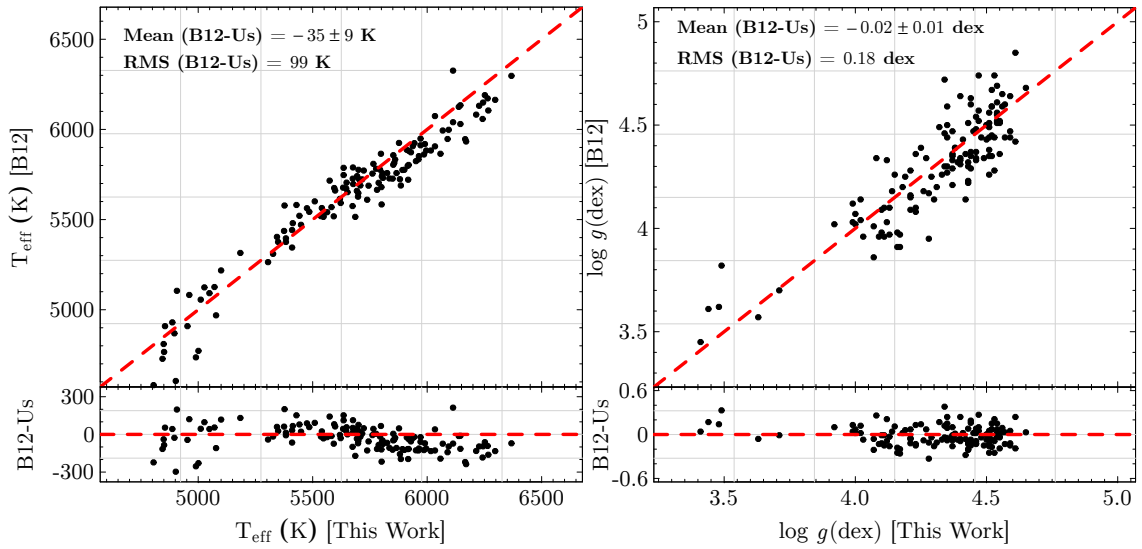


Figura 24 – Comparação dos valores de temperatura efetiva (esquerda) e $\log g$ (direita) derivados neste estudo e em Buchhave et al. (2012) para 135 estrelas em comum. As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso. As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

RCSpec no telescópio de 4-m do Observatório Kitt Peak, e determinaram T_{ef} , $\log g$ e $[Fe/H]$ através do ajuste dos espectros observados a espectros sintéticos gerados a partir de modelos de atmosfera estelar (Castelli & Kurucz, 2003). Os resultados para as temperaturas efetivas de Everett et al. (2013) apresentam um deslocamento médio significativo de ~ 100 K em relação aos nossos valores, com a nossa escala de T_{ef} sendo mais quente, obtendo um valor similar para a dispersão rms. É notória também, a existência de uma tendência negativa na comparação dos valores de $\log g$ (diferenças entre os nossos resultados e aqueles do Everett et al. 2013): para $\log g > \sim 4.3$ dex, nossos valores são sistematicamente maiores que os deles (com uma diferença média de 0.14 ± 0.01 dex), enquanto que para valores de $\log g$ menores do que ~ 4.3 dex, os nossos resultados são sistematicamente menores (sendo o valor da diferença média de 0.05 ± 0.04 dex).

A Figura 26 apresenta resultados para 343 KOIs observados com o espectrógrafo de alta-resolução ($R \sim 22,500$) no infravermelho ($\lambda 1.5 - 1.7 \mu\text{m}$), *Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment* (APOGEE- Majewski et al., 2017), pertencente ao levantamento SDSS-IV. Os parâmetros estelares fazem parte do APOGEE Data Release 14 (DR14; Holtzman et al., 2018) e estes foram derivados automaticamente usando o *pipeline* APOGEE Stellar Parameters e Chemical Abundances (ASPCAP, García Pérez et al., 2016), que ajusta os espectros observados às grades de espectros sintéticos via uma minimização de χ^2 . A Figura 26 mostra que há um significativo desvio sistemático nas temperaturas efetivas, com a nossa escala de T_{ef} sendo, em média 160 K, mais quente do que a do APOGEE DR14, com uma dispersão rms de 126 K. Há também um deslocamento de -0.06 dex (rms = 0.17 dex) no $\log g$, com uma marcada tendência negativa na diferença média (APOGEE - este estudo) conforme os valores de $\log g$ aumentam, em particular para valores de $\log g$ maiores do que ~ 4.0 . Esses resultados são, no entanto, esperados pois é bem conhecido que as gravidades superficiais derivadas pelo ASPCAP DR14 apresentam desvios sistemáticos tanto para gigantes vermelhas, quanto para estrelas anãs (Holtzman et al., 2018; Jönsson et al., 2018).

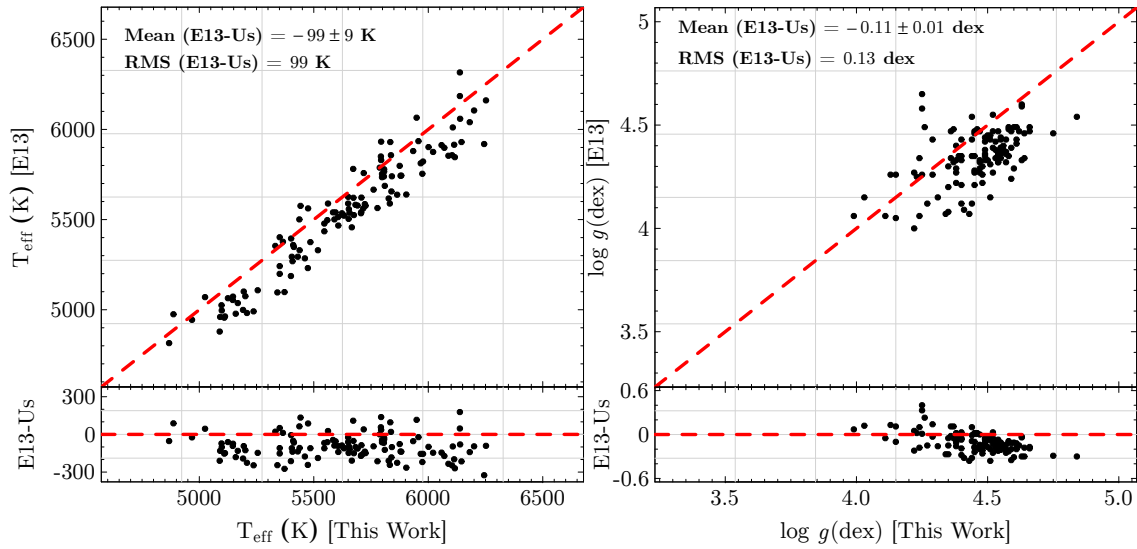


Figura 25 – Igual que na Figura 24 mas para 119 estrelas em comum com [Everett et al. \(2013\)](#).

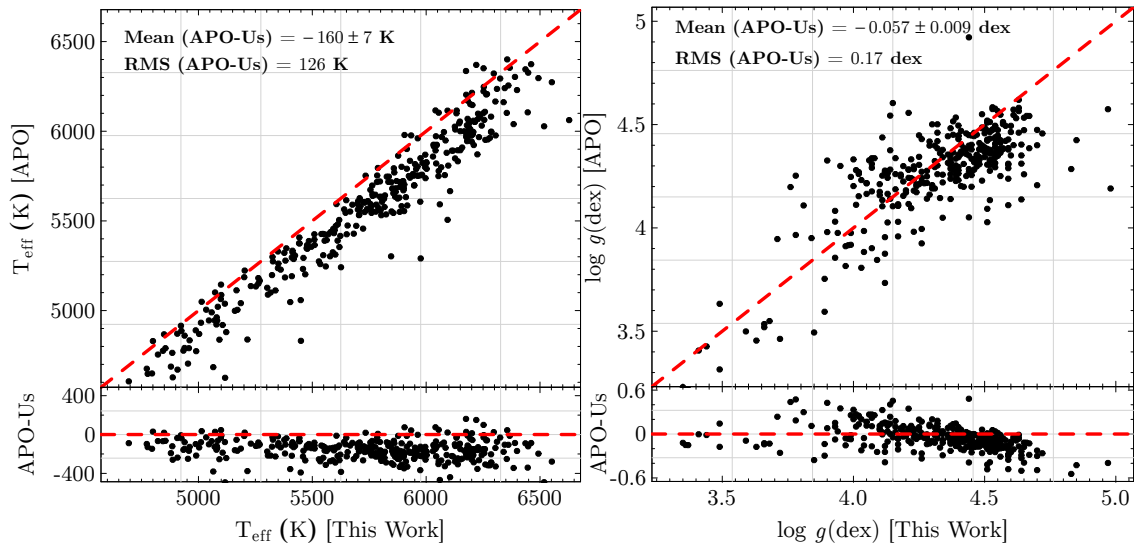


Figura 26 – Igual que na Figura 24 mas para 343 estrelas em comum com o APOGEE DR14.

Resultados do “Data Release” mais recente do APOGEE (DR16) baseado em uma nova lista de linhas, provavelmente já terão resolvidos estes problemas, pelo menos parcialmente.

3.1.1.3 Gravidades Superficiais: Espectroscópicas vs. Astrossísmicas

Neste estudo utilizamos as linhas de Fe I e Fe II para derivar as gravidades superficiais da amostra de estrelas, sendo a sua obtenção concomitante com as determinações de temperaturas efetivas, velocidades de microturbulência e abundância de ferro (Seção 2.2). Assim, as correlações existentes entre esses parâmetros podem levar a erros sistemáticos no cálculo dos parâmetros que precisam ser investigados. De fato, um dos parâmetros estelares que normalmente não é muito bem determinado via espectroscopia é a gravidade superficial. A astrossismologia, por outro lado, pode fornecer valores bastante mais precisos de $\log g$ (a 0.05 dex; [Pinsonneault et al., 2018](#)) que servem

como referência para investigar possíveis desvios sistemáticos nas determinações espectroscópicas de $\log g$ (Chaplin et al., 2014; Silva Aguirre et al., 2015; Huber et al., 2017; Lundkvist et al., 2018).

A Figura 27 exibe a comparação entre os nossos valores de $\log g$ e aqueles determinados pela astrossismologia. Os dados astrossísmicos para 40 estrelas da amostra foram coletados dos trabalhos de Silva Aguirre et al. (2015), Huber et al. (2017) e Serenelli et al. (2017). Deve-se notar, no entanto, que tanto as T_{ef} quanto as $[Fe/H]$ são essenciais para a obtenção dos $\log g$ astrossísmicos. Huber et al. (2017) e Serenelli et al. (2017) usaram as temperaturas efetivas e metalicidades do APOGEE para derivar os $\log g$, enquanto que Silva Aguirre et al. (2015) determinaram seus próprios valores de temperatura efetiva e metalicidade baseando-se em duas técnicas de síntese espectral: uma utilizando o código *Spectroscopic Made Easy* (SME; Valenti & Piskunov, 1996) e outra utilizando o código *Stellar Parameter Classification* (SPC; Buchhave et al., 2012), para ajustar os espectros óticos de alta resolução aos sintéticos.

Os resultados sísmicos apresentados na Figura 27 indicam boa concordância nos valores de $\log g$ determinados para as estrelas em comum nos três diferentes estudos astrossísmicos (Silva Aguirre et al. 2015, Huber et al. 2017 e Serenelli et al. 2017). Os nossos valores de $\log g$ (obtidos neste trabalho através das larguras equivalentes das linhas de Fe I e Fe II) são comparáveis com aqueles derivados pela astrossismologia, com um valor insignificante no desvio médio das diferenças nos $\log g$ ($\langle \text{astrossismologia} - \text{este estudo} \rangle$) de -0.01 dex, e um rms razoável de 0.08 dex; estando em acordo com as incertezas esperadas nas determinações espectroscópicas de $\log g$.

Vale notar que existe uma possível diferença sistemática entre os resultados para estrelas com valores de $\log g$ entre 3.4 - 3.8. Entretanto, neste intervalo, a comparação dos resultados é baseada em apenas em três estrelas, duas delas com valores de $\log g$ sísmicos superiores aos aqui obtidos por 0.13 dex, enquanto que para a estrela com valor de $\log g$ mais baixo da amostra de comparação, existe uma boa concordância. Uma amostra maior de estrelas de comparação neste regime de $\log g$ seria necessária para se chegar a uma conclusão mais firme. De qualquer forma, a maioria das estrelas da amostra analisada nesta Tese é composta de estrelas da sequência principal, neste regime os valores de $\log g$ espectroscópicos e astrossísmicos estão em bom acordo.

3.1.1.4 Resultados da Literatura para as Metalicidades das Diferentes Amostras *Kepler*

A comparação das nossas metalicidades com aquelas derivadas por Petigura et al. (2017) para as estrelas do CKS é apresentada no painel esquerdo da Figura 28. Apesar da média das diferenças dos resultados não ser significativa quando consideramos a amostra completa ($\langle \text{“P17 - Este Estudo”} \rangle = 0.021 \pm 0.002$ dex), existe uma maior dispersão (rms = 0.09 dex) para valores de $[Fe/H]$ sub-solares, sendo que os nossos resultados são $\sim 5\%$ sistematicamente menores que Petigura et al.. Notamos que para várias estrelas da amostra a diferença entre as metalicidades derivadas chega a valores bastante altos (da ordem de 0.3 dex).

O painel direito da Figura 28 apresenta os nossos resultados de $[Fe/H]$ comparados com os de Brewer & Fischer (2018) para 827 estrelas em comum: existe uma diferença sistemática da ordem de 0.1 dex, não há uma dispersão significativa ($\langle \text{“B&F18 - Este Estudo”} \rangle = -0.013 \pm 0.002$ dex; rms = 0.07 dex, embora para $[Fe/H] \geq 0.3$ exista a tendência de nossos valores serem $\sim 8\%$ maiores do que aqueles de Brewer & Fischer.

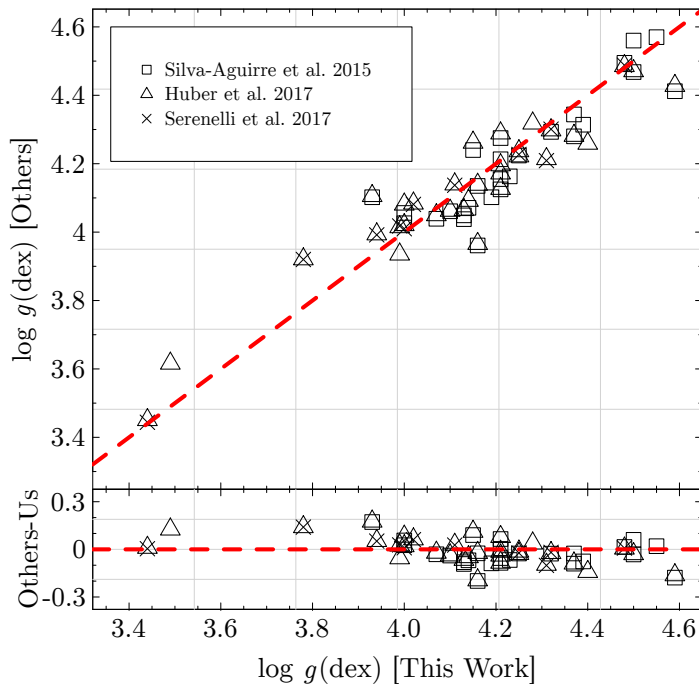


Figura 27 – Gravidades superficiais espectroscópicas derivadas neste trabalho em comparação com as gravidades superficiais astrossísmicas de [Silva Aguirre et al. \(2015\)](#), [Huber et al. \(2017\)](#) e [Serenelli et al. \(2017\)](#) para 40 estrelas em comum.

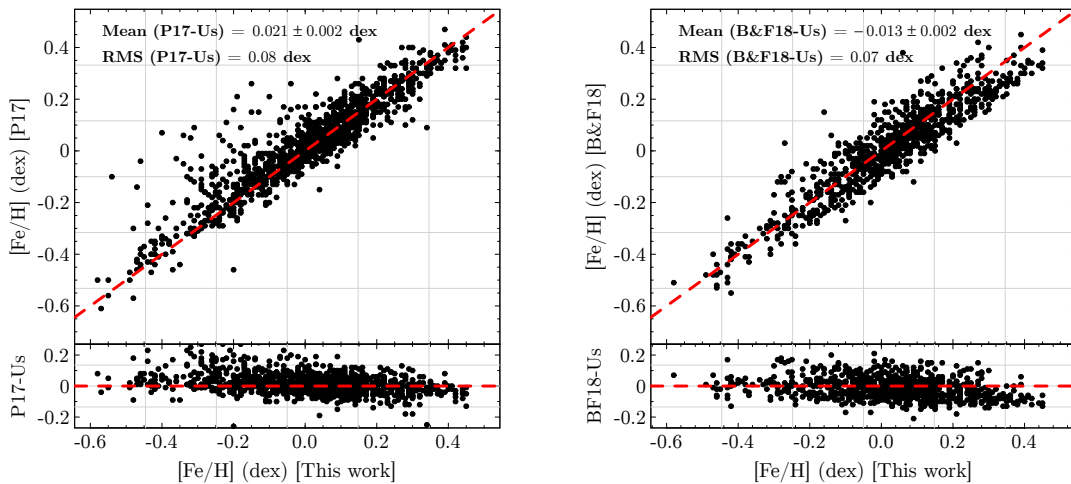


Figura 28 – Comparação dos valores de metalicidade derivados neste estudo e em [Petigura et al. \(2017\)](#) para 1013 estrelas em comum (esquerda), e para 847 estrelas em comum com [Brewer & Fischer \(2018\)](#) (direita). As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso. As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

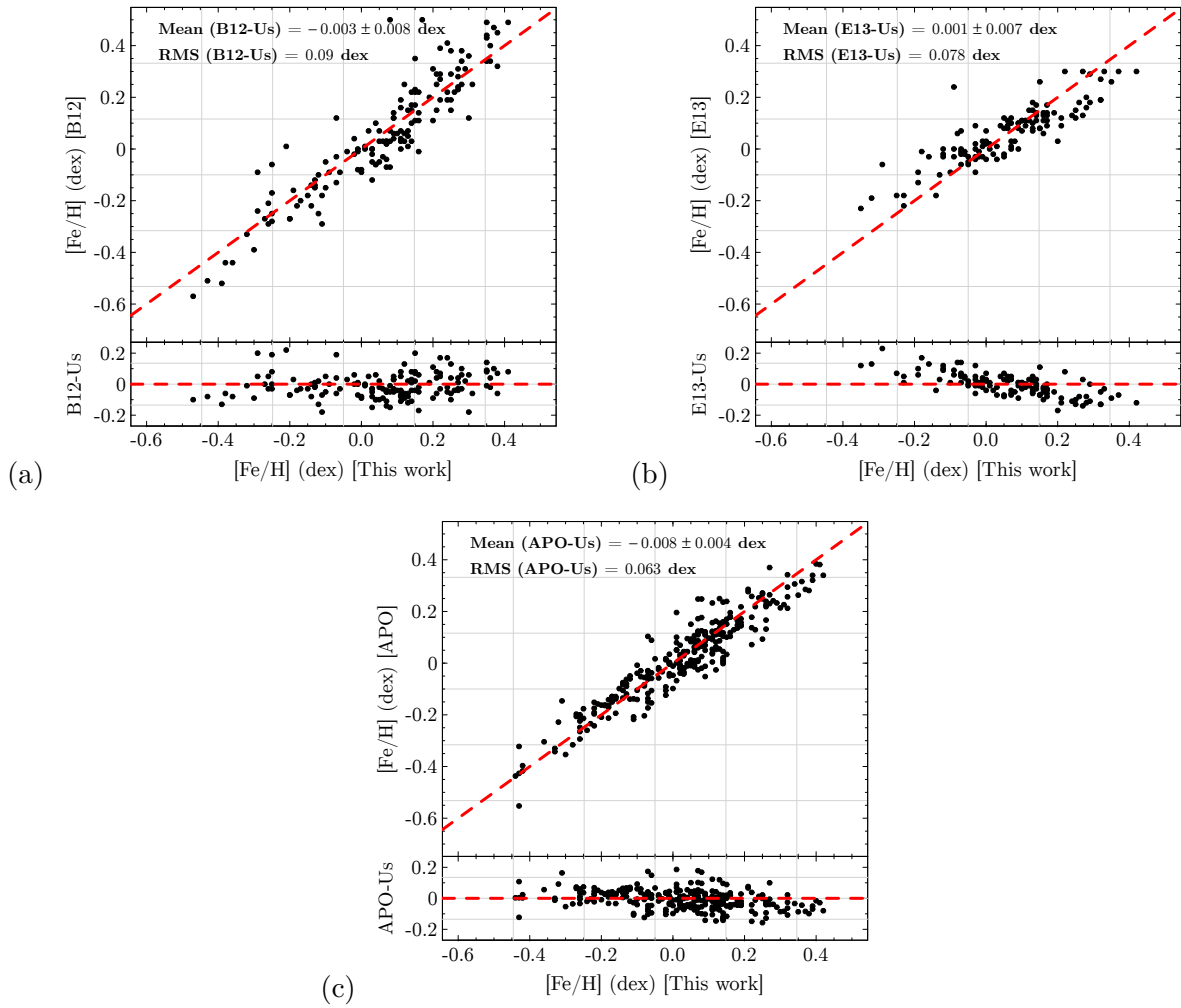


Figura 29 – Valores de metalicidade derivados neste estudo em comparação as estrelas em comum com (a) Buchhave et al. (2012), (b) Everett et al. (2013), e (c) APOGEE DR14. As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso. As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

Ao compararmos os nossos resultados com os de Buchhave et al. (2012), mostrados no painel (a) da Figura 29, encontramos uma boa concordância para os valores de $[Fe/H]$ entre os dois estudos, sendo de -0.003 ± 0.008 dex a média das diferenças nas metalicidades. No entanto, notamos que há a tendência dos nossos resultados serem $\sim 8\%$ maiores em relação aos de Buchhave et al. para o regime de metalicidades $[Fe/H] \leq -0.3$ dex, embora não existam muitos pontos para comparação.

A comparação dos nossos resultados com a amostra em comum de Everett et al. (2013) é apresentada no painel (b) da Figura 29. Existe uma clara inclinação negativa no painel das diferenças de metalicidade (“E13 - Este Estudo”) em função da $[Fe/H]$: para metalicidades acima da solar, os nossos resultados tendem a ser em média maiores do que os de Everett et al., porém para metalicidades sub-solares, o resultado é invertido. Essa compensação, faz com que na média as diferenças nas metalicidades não mostre uma diferença significativa (“E13 - Este Estudo”) = 0.001 ± 0.007 dex; rms = 0.078 dex).

O painel (c) da Figura 29 mostra que a comparação das nossas metalicidades com aquelas

obtidas pelo APOGEE DR14 para 277 KOIs em comum, indica em geral boa concordância, sem diferenças significativas entre as duas escalas ($\langle \text{“APOGEE - Este Estudo”} \rangle = -0.008 \pm 0.004 \text{ dex}$) e com uma pequena dispersão rms de 0.063 dex. Deve-se notar, contudo, que existe uma tendência dos nossos valores serem sistematicamente maiores em um $\sim 5\%$ para metalicidades acima de 0.25 dex.

3.2 Determinação dos Raios Estelares e Planetários

Raios estelares precisos acarretam em raios planetários precisos; o que constitui um parâmetro crucial para a determinação da composição química dos planetas, assim como a caracterização da transição entre planetas rochosos e gasosos.

Neste trabalho, a determinação dos raios estelares (R_\star) foi feita a partir da lei de Stefan-Boltzmann, que depende da constante de Stefan-Boltzmann (σ_{sb}), da temperatura efetiva da estrela (T_{ef}) e da luminosidade estelar (L_\star),

$$R_\star = \left(\frac{L_\star}{4\pi\sigma_{sb}T_{ef}^4} \right)^{1/2}$$

com L_\star

$$L_\star = L_0 10^{-0.4M_{bol}}$$

com L_0 o ponto zero da escala de magnitude bolométrica (Mamajek et al., 2015) e M_{bol} a magnitude bolométrica relacionada com a magnitude aparente fotométrica (m), a extinção (A), a correção bolométrica (BC) na mesma banda espectral, e o módulo da distância (μ) através da expressão

$$M_{bol} = m - A - \mu + BC$$

Para cada estrela da nossa amostra, usamos as distâncias estimadas por Bailer-Jones et al. (2018), quando disponíveis. Bailer-Jones et al. (2018) consideraram as paralaxes do *Gaia* DR2 e utilizaram inferência bayesiana e priors geométricos sobre elas para obter as distâncias heliocêntricas. Este estudo também levou em conta o deslocamento sistemático das paralaxes de *Gaia* determinado através das observações de quasares (Lindgren et al., 2018; Zinn et al., 2018).

Para a determinação das magnitudes absolutas das estrelas e, em consequência das luminosidades das mesmas, nós usamos a magnitude aparente na banda K do 2MASS, dado que no infravermelho a extinção interestelar é menor; o avermelhamento $E(B - V)$ foi obtido a partir dos mapas 3D de extinção de Green et al. (2018), e transformado em extinção na banda K através da relação $A_k = 0.382 \times E(B - V)$ (Bilir et al., 2008). Além disso, utilizamos o pacote *isoclassify* de Huber et al. (2017) dando T_{ef} , $\log g$, $[Fe/H]$ e A_v como parâmetros de entrada para interpolar as correções bolométricas BC através das grades do MIST (Choi et al., 2016).

Finalmente, combinamos os parâmetros fotométricos mencionados anteriormente com as nossas T_{ef} determinadas espectroscopicamente para obter os raios estelares. Os mesmos são apresentados na Tabela 3.2.

Tabela 4 – Raios derivados para as estrelas e planetas da amostra

<i>KOI</i>	<i>Planeta</i>	R_{\star} (R_{\odot})	δR_{\star} (R_{\odot})	R_{pl} (R_{\oplus})	δR_{pl} (R_{\oplus})
K00001	K00001.01	1.05	0.02	13.62	0.30
K00002	K00002.01	2.01	0.12	17.93	1.07
K00006	K00006.01	1.33	0.07	1.60	0.08
K00007	K00007.01	1.52	0.04	4.49	0.13
K00008	K00008.01	0.95	0.02	1.35	0.03
K00010	K00010.01	1.59	0.11	16.62	1.14
K00017	K00017.01	1.28	0.03	14.31	0.35
K00018	K00018.01	1.80	0.09	16.78	0.80
K00020	K00020.01	1.52	0.05	21.19	0.63
K00022	K00022.01	1.27	0.03	14.06	0.34
...

Para determinar os raios planetários utilizamos os raios estelares calculados por nós, os valores de profundidade do trânsito ΔF , definida como a fração do fluxo estelar perdido no mínimo do trânsito planetário, catalogados por [Thompson et al. \(2018\)](#), e a equação de [Seager & Mallén-Ornelas \(2003\)](#):

$$R_{pl} = 109.1979 \times (\Delta F \times 10^{-6})^{1/2} \times R_{\star} \quad (3.1)$$

Para assegurar um alto nível de confiabilidade nos raios planetários determinados, manteremos em nossa amostra apenas aqueles planetas cujas estrelas hospedeiras têm um erro $\leq 10\%$ nos seus raios estelares (ver Figura 30). Além disso, descartamos aqueles KOIs classificados como sendo “falsos positivos” segundo as disposições de [Thompson et al. \(2018\)](#). Uma tabela com raios de algumas estrelas da amostra planetária final analisados neste estudo são apresentados na Tabela . A Tabela completa pode ser encontrada no Apêndice C.

3.2.1 Erros nos Raios Estelares e Planetários

Para se estimar o erro total nos raios estelares e planetários derivados neste trabalho, consideramos as contribuições individuais das incertezas de cada um dos parâmetros utilizados no cálculo dos raios. Neste sentido, o erro das magnitudes estelares na banda K (m_k) contribui com 1% para o erro no raio estelar, se considerarmos que o erro mediano das magnitudes m_k no 2MASS ([Skrutskie et al., 2006](#)) é de 0.022 mag para as estrelas estudadas. No caso da extinção A_k , os valores para as estrelas alvo são muito pequenos, variando entre 0.001 e 0.052 mag e com a mediana sendo de 0.009 mag; a contribuição devida aos seus erros é ainda menor do que para as magnitudes. Se desconsiderarmos completamente a extinção, isso resulta em um erro de 0.6% nos raios estelares (usando a mediana da A_k na estimativa).

As incertezas nas correções bolométricas na banda K (BC_k) são principalmente dominadas pelos erros nas temperaturas efetivas. Para estimarmos o erro na BC_k , tomamos uma estrela de teste do tipo solar e mudamos a sua temperatura efetiva em exatamente o valor correspondente ao

Tabela 5 – Estimação dos erros nos tamanhos de estrelas e planetas

Parâmetro	Mediana da Incerteza
m_k	0.022 mag
A_k	0.009 mag
BC_k	0.03 mag
μ	0.006 mag
T_{ef}	40 K
R_\star	2.8%
ΔF	4%
R_{pl}	3.7%

erro médio em nossas T_{ef} (40 K) e investigamos a conseqüente variação nos valores de BC_k . Nós obtivemos uma variação de 0.03 mag nas BC_k , que se traduz como um erro de 0.3% no valor do raio estelar. Para complementar o teste, também investigamos o efeito dos erros no $\log g$ e nas metalicidades, mas estes demonstraram ser insignificantes.

Os erros nas distâncias das estrelas alvo foram obtidos diretamente de [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), e correspondem a um erro mediano de 0.006 mag para o “módulo da distância” (μ) e que contribui com 0.08% de erro no R_\star . Enquanto que, a precisão interna (erro mediano) nas temperaturas efetivas atingida neste estudo é de 40 K, o que adiciona 2% no erro do R_\star .

Ao combinar em quadratura e propagar os erros de todos os parâmetros antes discutidos, obtemos que a mediana da incerteza interna da nossa distribuição de raios estelares é de $\sim 2.8\%$.

Na Figura 30 apresentamos o diagrama que combina os raios estelares com as temperaturas efetivas previamente determinadas para a amostra de estrelas observadas (Seção 3.1). A percentagem dos erros nos raios estelares é apresentada pela barra com a escala de cores que corresponde aos erros percentuais, lembrando que $\sim 2.8\%$ é a mediana da incerteza nos raios estelares derivados. Da Figura 30 destaca-se, como esperado segundo as distribuições mostradas na Figura 22, uma sequência principal bem povoada e um pequeno grupo de estrelas evoluídas (gigantes vermelhas e subgigantes). Contudo, é notória também a existência de algumas estrelas que não seguem a tendência geral, associadas a objetos com pelo menos 10% de incerteza nos seus raios (pontos em verde, amarelo e vermelho da Figura 30).

A incerteza obtida para os raios estelares derivados tem um impacto direto, juntamente com os erros associados à profundidade do trânsito (ΔF), na determinação das incertezas dos raios planetários. Para as profundidades do trânsito ΔF , nós adotamos os erros tabulados em [Thompson et al. \(2018\)](#) que, para o caso dos planetas na nossa amostra, alcançam uma precisão interna de 4% e se traduz em 3.7% na precisão interna no erro do R_{pl} . Um resumo das contribuições de cada um dos parâmetros na estimação dos erros do R_\star e R_{pl} é apresentado na Tabela 5.

3.2.2 Comparações dos Raios Estelares e Planetários com a Literatura

Os raios estelares para a amostra de estrelas do CKS foram derivados anteriormente por [Johnson et al. \(2017\)](#), mediante a conversão dos parâmetros espectroscópicos T_{ef} , $\log g$ e $[Fe/H]$, obtidos por [Petigura et al. \(2017\)](#), em massas, raios, e idades estelares usando os modelos do *Darmouth Stellar Evolution Program* ([Dotter et al., 2008](#)) interpolados com o pacote *isochrones*

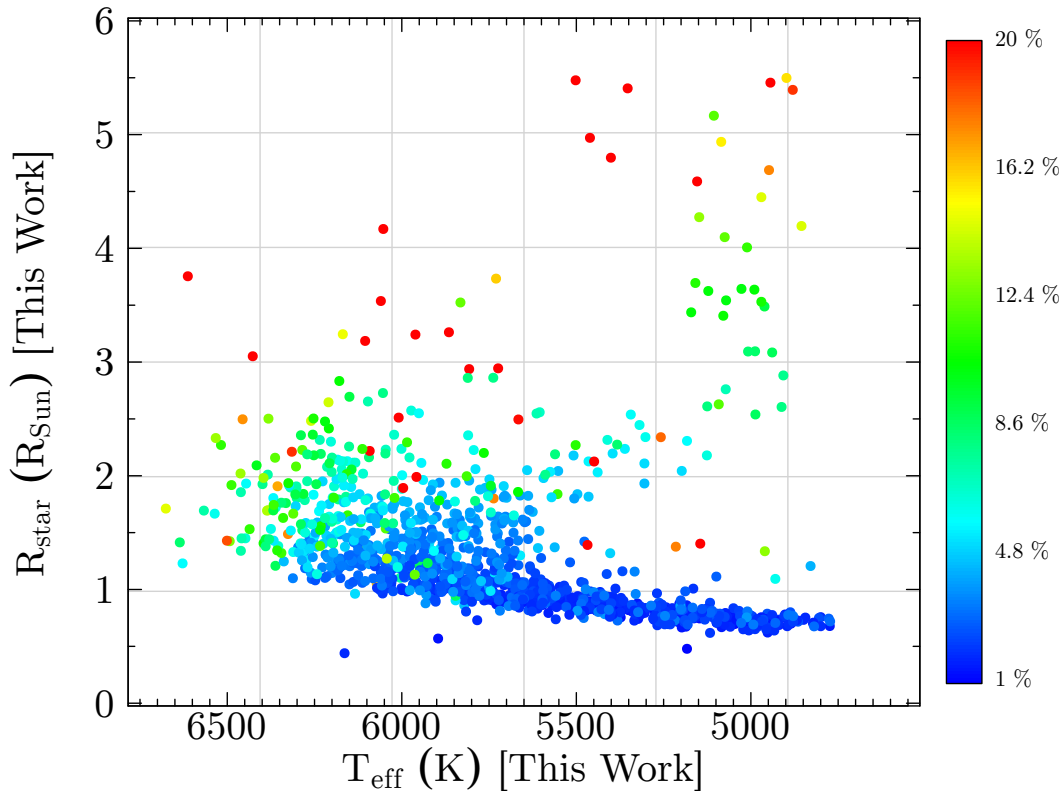


Figura 30 – Raio estelar em função da temperatura efetiva para as estrelas da amostra. A escala de cores mostra a percentagem do erro nos raios estelares: desde $\sim 1\%$ de erro em azul a 20% de erro ou maior (até $\sim 200\%$) em vermelho.

(Morton, 2015); a partir dos raios estelares, Johnson et al. (2017) derivaram os raios dos planetas que orbitam essas estrelas. Posteriormente, Fulton et al. (2017) consideraram os raios planetários calculados por Johnson et al. (2017), fizeram correções de completeza e estudaram a distribuição de raios planetários resultante e apresentada na Figura 12 da Seção 1.3.3 desta Tese.

Uma vez que os resultados de *Gaia* DR2 ficaram disponíveis, Fulton & Petigura (2018) computaram os raios estelares, porém desta vez utilizando as distâncias obtidas através da inversão das paralaxes, derivando uma vez mais os raios planetários para a amostra de planetas do CKS, e obtendo uma distribuição de raios planetários similar à distribuição anterior de Fulton et al. (2017). Os raios estelares computados através das paralaxes são, em princípio, mais precisos. Fulton & Petigura (2018) calcularam erros de 2% e 5% para seus raios estelares e planetários, respectivamente, ao usar as distâncias derivadas da inversão das paralaxes do *Gaia*. Embora Fulton & Petigura (2018) tenham obtido uma dispersão do 13% nas razões dos raios estelares quando comparadas com aquelas de Johnson et al. (2017), as distribuições dos raios planetários nos dois trabalhos são basicamente as mesmas.

A Figura 31 mostra a comparação entre os raios estelares derivados neste trabalho com aqueles de Fulton & Petigura (2018); existe uma boa concordância entre os resultados para a grande

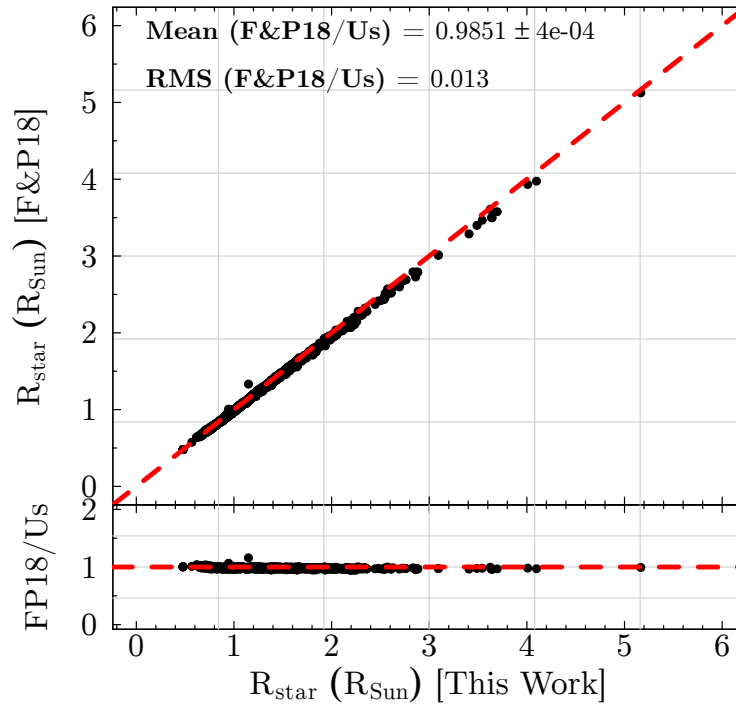


Figura 31 – Raios estelares derivados neste trabalho em comparação com os obtidos por [Fulton & Petigura \(2018\)](#), com nossos valores sendo levemente maiores do que os calculados por [Fulton & Petigura \(2018\)](#). Há uma tendência a encontrar diferenças maiores para $R_{\star} > 2.5 R_{\odot}$. A Figura apresenta também a média da razão entre os raios em ambos os trabalhos, assim como a dispersão rms. As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

maioria das estrelas analisadas, com a média das razões entre os raios estelares de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) e este estudo (“F&P18/Nós”) sendo de 0.9851 ± 0.0004 e a dispersão rms de 0.013. Entretanto, uma análise mais atenta da [Figura 31](#) indica que as diferenças sistemáticas são ligeiramente maiores para $R_{\star} > \sim 2.5 R_{\odot}$; de fato, se calcularmos a média da razão dos raios estelares e o rms para as estrelas desse intervalo, obtemos: 0.973 ± 0.002 e 0.010, respectivamente.

A [Figura 32](#) mostra as comparações dos raios estelares derivados neste estudo com aqueles obtidos pela astrossismologia. Essas comparações são particularmente valiosas uma vez que a astrossismologia é capaz de fornecer raios estelares muito precisos que servem de base para avaliar a precisão e acurácia dos nossos próprios raios estelares.

Os três painéis da [Figura 32](#) apresentam os resultados para as amostras de estrelas em comum com três estudos astrossísmicos (os mesmos três estudos que foram usados para as comparações das gravidades superficiais na [Figura 27](#), Seção 3.1.1.3): [Serenelli et al. \(2017, painel a\)](#), [Silva Aguirre et al. \(2015, painel b\)](#) e [Huber et al. \(2017, painel c\)](#). Os valores médios das razões “Outros estudos/Este estudo”, juntamente com os seus correspondentes rms, são também apresentados em cada um dos painéis. As comparações sugerem claramente que os nossos raios estelares são semelhantes àqueles da astrossismologia.

Entretanto, é importante notar que os estudos astrossísmicos discutidos aqui utilizam

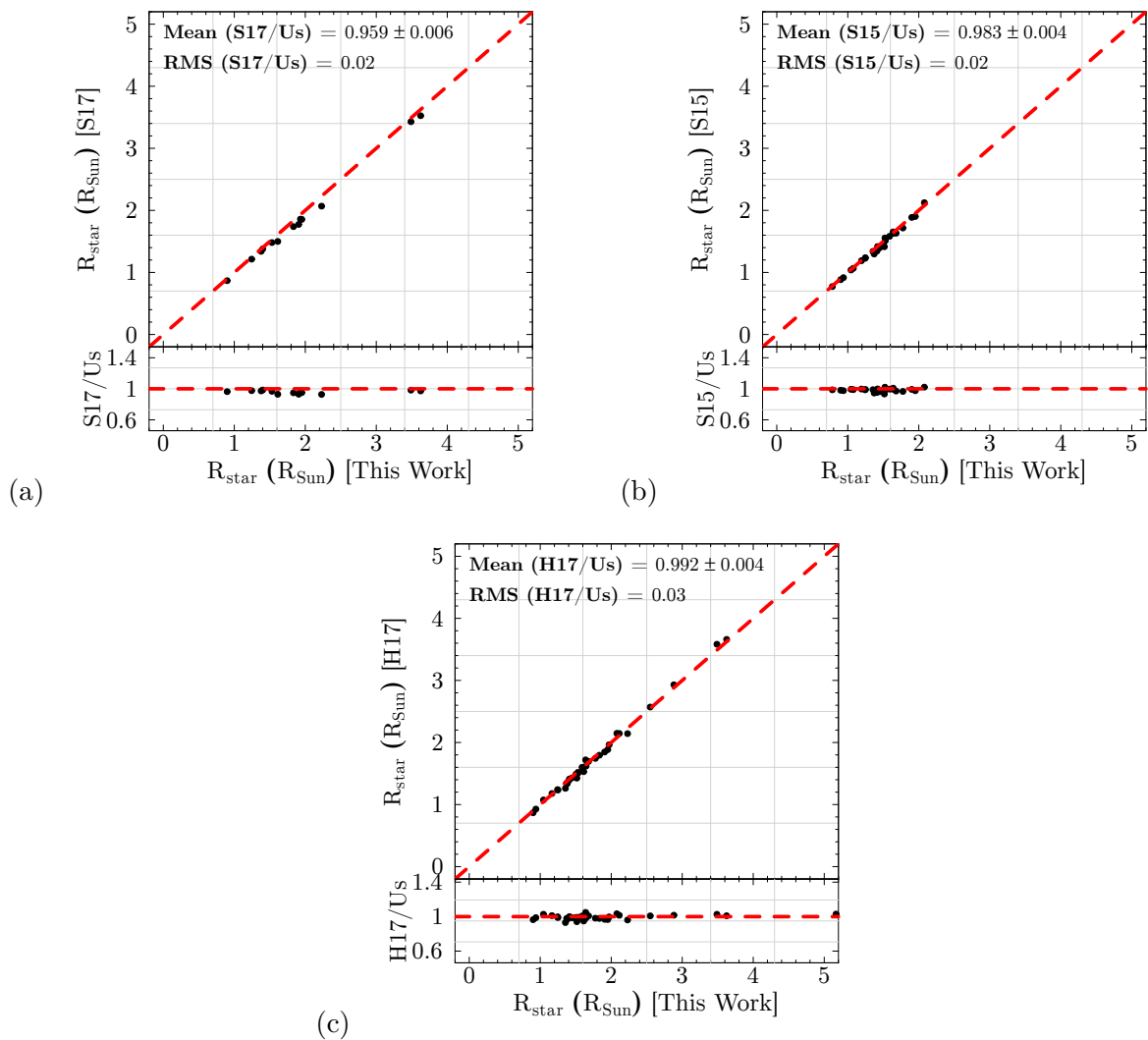


Figura 32 – Comparação dos raios estelares derivados neste trabalho e aqueles obtidos mediante astrossismologia por (a) Serenelli et al. (2017), (b) Silva Aguirre et al. (2015) e (c) Huber et al. (2017). As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

diferentes metodologias (relações de escala versus modelagem das frequências individuais), assim como diferentes conjuntos de parâmetros estelares (temperaturas efetivas e metalicidades), necessários para as determinações dos raios estelares. Assim sendo, as precisões internas estimadas para os raios derivados nesses trabalhos são: 2.7% em Serenelli et al. (2017), 1.2% em Silva Aguirre et al. (2015) e 2.7% em Huber et al. (2017), enquanto que a precisão interna inferida a partir de nossas determinações dos raios estelares (Tabela 3) encontra-se também em um nível similar: $\sim 2.6\%$.

Em relação as diferenças sistemáticas, encontramos que os nossos valores de raios são ligeiramente superiores aos astrossísmicos, sendo em média 4.1% maiores do que aqueles em Serenelli et al. (2017); 1.7% maiores que aqueles em Silva Aguirre et al. (2015) e 0.8% maiores do que aqueles em Huber et al. (2017); os valores de rms obtidos para os três estudos também são bastante pequenos, indicando uma pequena dispersão de 0.02 - 0.03. Portanto, podemos concluir que nossos raios estelares derivados através de paralaxes confiáveis e determinações espectroscópicas precisas das temperaturas efetivas alcançam uma precisão comparável à dos raios estelares derivados da

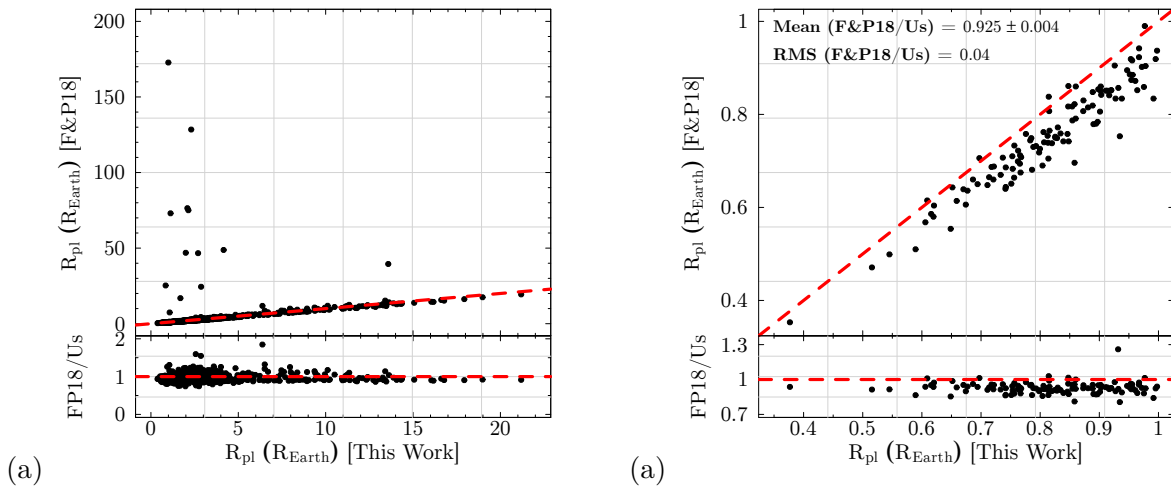


Figura 33 – Painel (a) apresenta a comparação dos raios planetários derivados neste trabalho com aqueles obtidos por [Fulton & Petigura \(2018\)](#) para os planetas em comum (somente planetas cujos raios derivados por [Fulton & Petigura \(2018\)](#) são menores que $200R_{\oplus}$). Painel (b), mesma comparação que no painel (a), mas para os raios planetários $\leq 1R_{\oplus}$. A diferença nos resultados de ambos os estudos é clara. A Figura apresenta também a média da razão entre os raios em ambos os trabalhos, assim como a dispersão rms. As linhas tracejadas vermelhas representam igualdade.

astrossismologia, e não contêm desvios sistemáticos maiores do que os desvios típicos vistos nos próprios estudos astrossísmicos.

A comparação dos nossos raios planetários com aqueles derivados por [Fulton & Petigura \(2018\)](#) é apresentada na Figura 33. Embora os resultados demonstrem que no geral há uma boa concordância, há alguns planetas para os quais [Fulton & Petigura \(2018\)](#) calculam raios completamente irrealistas, correspondendo a um intervalo entre 23 e 170 raios terrestres, conforme mostrado na Figura. Além disso, a amostra de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) contém alguns planetas com R_{pl} com raios ainda mais absurdos variando entre $1,000 R_{\oplus}$ e $24,000 R_{\oplus}$ (como no caso de K03891.01; $R_{pl} = 23,732 R_{\oplus}$; aqueles planetas cujos raios superaram os $200 R_{\oplus}$ não foram incluídos na Figura 33(a)). É necessário destacar, entretanto, que os erros associados a estes raios irrealistas em [Fulton & Petigura \(2018\)](#) são tão grandes quanto os valores dos próprios raios planetários. Adicionalmente, é importante notarmos que os raios planetários discrepantes na comparação da Figura 33 não são devidos a diferenças nos raios estelares, uma vez que a comparação entre os nossos respectivos valores de raios estelares concorda muito bem com aqueles de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) (ver Figura 31).

Se não considerarmos os valores muito discrepantes da comparação dos resultados, ou seja, se removermos da amostra do [Fulton & Petigura \(2018\)](#) esses planetas com $R_{pl} > 23R_{\oplus}$, obtemos que a média das razões “F&P18/Nós” é de 0.957 ± 0.007 , enquanto que a dispersão rms é de 3%. Vale a pena notar também que, as diferenças nos valores dos raios planetários entre este estudo e os de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) são maiores para o caso dos planetas menores que $1R_{\oplus}$, como mostrado na Figura 33(b), sendo de 0.925 o valor da média das razões dos raios planetários.

4 Discussão

Neste Capítulo discutiremos os resultados apresentados no Capítulo 3, levando em conta as correlações entre as propriedades físicas dos planetas entre si mesmos, e a ligação das características planetárias com a composição química de suas estrelas hospedeiras. Os resultados e discussões correspondentes à Seção 4.1 encontram-se publicados em [Martinez et al. \(2019\)](#).

4.1 Raios Planetários, Períodos Orbitais e Fluxos Incidentes

4.1.1 A Bimodalidade na Distribuição dos Raios Planetários Pequenos

A distribuição dos raios planetários derivados neste estudo é mostrada nos diferentes histogramas da Figura 34. Embora a metodologia utilizada na determinação dos parâmetros estelares (necessários para derivar os raios estelares e planetários) para a amostra do CKS seja completamente independente dos estudos prévios analisando o mesmo conjunto de dados, as distribuições de raios planetários, em todos os painéis da Figura 34, são bimodais mostrando a presença clara de um vale na distribuição dos raios dos planetas pequenos. Estes resultados, por serem independentes, dão suporte ao fato de que a falta de planetas em torno de $2.0R_{\oplus}$ não é um artefato da análise, mas uma transição real entre os planetas rochosos e aqueles com atmosferas extensas ([Weiss & Marcy, 2014](#); [Rogers, 2015](#)).

A distribuição para a amostra completa analisada neste estudo (composta por 1633 planetas), sem nenhum corte, é mostrada no Painel (a) da Figura 34. Deve-se ter em mente, no entanto, que a amostra completa não inclui os KOIs com planetas considerados como sendo “falsos positivos” (ver Seção 3.2). A distribuição de raios sem corrigir por completeza mostra dois picos claros: um em $\sim 1.6R_{\oplus}$ e o outro em $\sim 2.8R_{\oplus}$; enquanto que a lacuna nos raios é observada aproximadamente entre $1.8R_{\oplus}$ e $2.2R_{\oplus}$.

É de particular interesse investigar a posição dos picos e o vale na distribuição dos raios planetários usando apenas aqueles raios planetários precisos, pois é claro que os raios aqui derivados têm diferentes níveis de precisão dependendo, por exemplo, dos erros nas paralaxes medidas pelo *Gaia* DR2, e considerados nas incertezas no cálculo das distâncias por [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#). É por isso que, no painel (b) da Figura 34 mostramos um histograma semelhante ao do painel (a), mas neste caso restringimos nossa amostra considerando apenas os planetas com incertezas nos seus raios menores do que 8% (valor que corresponde a $\sim 2\times$ a mediana da incerteza; Seção 3.2.1). Já no painel (c), aplicamos a mesma seleção que no painel (b), mas de forma semelhante a [Fulton et al. \(2017\)](#), removemos da amostra quaisquer planetas com $P > 100$ dias e cujas configurações de trânsito tenham parâmetro de impacto b , maior do que 0.7; esta constitui a nossa “amostra limpa”, contendo 965 planetas.

Os histogramas dos raios planetários mostrados nos painéis (a) (para a amostra completa), (b) (para planetas com raios bem determinados) e (c) (para a nossa “amostra limpa”) da Figura 34 são em geral bastante similares: todas as distribuições apresentam uma diminuição na ocorrência de

planetas em $\sim 2.0R_{\oplus}$, e a localização dos dois picos das distribuições está em acordo em todas elas. Ao analisar a distribuição para a amostra completa, é possível distinguir um excesso de planetas com $R_{pl} \sim 10R_{\oplus}$, devido principalmente, à presença de planetas com $P > 100$ dias, que são removidos depois na nossa “amostra limpa”. Há também uma grande população de planetas pequenos com $R_{pl} < 1.0R_{\oplus}$, mas como apontado por [Berger et al. \(2018\)](#), espera-se que alguns desses objetos sejam classificados como sendo “falsos positivos” no futuro próximo.

4.1.2 Correções de Completeza

Como discutido na Seção 1.2.2.2, para assegurar que a tendência bimodal observada para os raios de planetas pequenos não seja devida à completeza ou à falta de detectabilidade de planetas de menor tamanho e/ou longos períodos orbitais medidos por *Kepler*, realizamos as correções de completeza ([Mulders et al., 2016](#); [Fulton et al., 2017](#); [Fulton & Petigura, 2018](#); [Mulders et al., 2018](#)) e reconstruímos a taxa de ocorrência para a amostra de planetas *Kepler*. Para isso, usamos os experimentos de inversão de curvas de luz descritos em [Christiansen et al. \(2015, 2016\)](#) e explicados na Seção 1.2.2.2.

Levando em conta a injeção de sinais de trânsito simuladas nas estrelas da nossa amostra, usamos os raios estelares e planetários derivados neste trabalho para calcular a confiabilidade da detecção do trânsito (m) seguindo o procedimento descrito em [Fulton et al. \(2017\)](#):

$$m = \left(\frac{R_{pl}}{R_{\star}} \right)^2 \frac{1}{CDPP_{dur}} \sqrt{\frac{t_{obs}}{P}}$$

onde t_{obs} refere-se ao tempo em que uma estrela de raio R_{\star} , hospedeira de um planeta de raio R_{pl} e período orbital P , foi observada; enquanto que o $CDPP$ (Combined Differential Photometric Precision; [Koch et al., 2010](#)) é o ruído do sinal do trânsito interpolado no tempo de duração de trânsito. Os parâmetros do trânsito requeridos para os cálculos foram tomados diretamente da base de dados do *Kepler* (DR25; [Thompson et al., 2018](#)).

Para medir a eficácia do *pipeline*, [Fulton et al. \(2017\)](#) ajustaram uma função de distribuição cumulativa Γ da forma

$$C(m; k, \theta, l) = \int_0^{\frac{m-l}{\theta}} x^{k-1} e^{-x} \cdot dx$$

para modelar os valores da distribuição recuperados da injeção de sinais de trânsitos simulados (m); nós adotamos os valores k , l e θ determinados por [Fulton et al. \(2017\)](#).

Para verificar a sensibilidade do levantamento, determinamos a probabilidade de detecção p_{det} , a partir dos valores de $C(m)$, e a probabilidade de trânsito geométrico p_{tr} .

A probabilidade de trânsito p_{tr} , ou seja a probabilidade geométrica de que um planeta com raio R_{pl} transitando a uma distância a uma estrela hospedeira de raio R_{\star} , possa ser detectado é $p_{tr} = 0.7R_{\star}/a$; onde o fator 0.7 corresponde ao limite imposto no parâmetro de impacto dos candidatos a planeta, de acordo com o trabalho de [Fulton et al.](#)

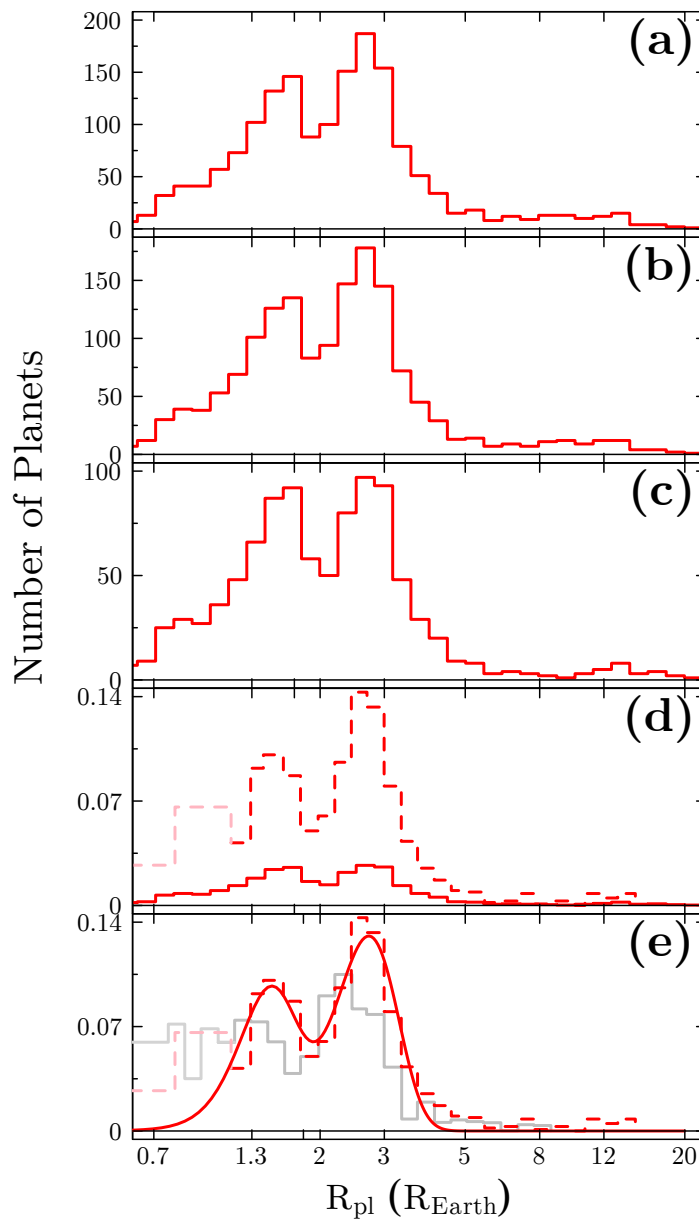


Figura 34 – Distribuição dos raios considerando (a) a amostra completa de exoplanetas (1633 planetas); (b) apenas os planetas (1526 planetas) com erros nos seus raios menores do que 8%; (c) igual ao painel (b) mas também descartando planetas com $P > 100$ dias e sistemas planetários com $b > 0.7$ (a nossa “amostra limpa” com 965 planetas); (d) histograma da distribuição dos raios planetários corrigida por completudeza para nossa “amostra limpa” (linha tracejada) em comparação com a distribuição mas sem corrigir por completudeza (linha sólida); (e) distribuição dos raios planetários corrigidos por completudeza para nossa “amostra limpa” (linha vermelha) mas comparados com aquela corrigida de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) (linha cinza). Confirmamos a ocorrência de uma lacuna na distribuição dos raios para planetas pequenos com períodos orbitais inferiores a 100 dias em $\sim 1.9R_{\oplus}$.

Para compensar a incompletudeza devido à ineficácia na detecção do *pipeline* p_{det} , ou à baixa probabilidade de detecção do trânsito p_{tr} , ponderamos cada planeta pelo inverso dessas probabilidades:

$$w_i = \frac{1}{p_{det} \times p_{tr}}$$

A taxa de ocorrência real f_{bin} , isto é o número de planetas por estrela em um intervalo de período orbital ou raio planetário, é então dado por:

$$f_{bin} = \frac{1}{N_{\star}} \sum_{i=1}^{n_{pl,bin}} w_i$$

Na Figura 34(d) apresenta-se a distribuição de raios planetários para nossa “amostra limpa” (mostrada no painel (c)) em comparação com a distribuição corrigida por completudeza (histograma em linha tracejada). É notório que a localização tanto da lacuna como a dos picos na distribuição corrigida por completudeza estão deslocados para raios ligeiramente menores quando comparados com a distribuição não corrigida (histograma em linha sólida), similarmente ao encontrado por [Fulton & Petigura \(2018\)](#).

A localização dos picos da distribuição dos raios planetários corrigida por completudeza foi determinada a partir de um *kernel* de densidade estimado para uma distribuição gaussiana (ver Figura 34(e)); as posições dos picos da distribuição encontram-se em $1.47 \pm 0.05 R_{\oplus}$ e $2.72 \pm 0.10 R_{\oplus}$, enquanto que a lacuna nos raios ocorre em $1.89 \pm 0.07 R_{\oplus}$. Para comparação, a distribuição corrigida por completudeza de [Fulton & Petigura \(2018\)](#) é mostrada na Figura 34(e) em linha cinza. Em geral, existe um deslocamento marginal na nossa distribuição de raios planetários em relação à do [Fulton & Petigura \(2018\)](#). Similarmente, [Van Eylen et al. \(2018\)](#) investigaram as distribuições de raios planetários para uma sub-amostra do CKS, mas com raios bem mais precisos derivados a partir de parâmetros astrossísmicos; embora o tamanho limitado da amostra, eles acharam que os picos das distribuições estão em $1.5R_{\oplus}$ e $2.5R_{\oplus}$, enquanto que o vale na distribuição de raios se dá em $2.0R_{\oplus}$.

4.1.3 Super-Terras e Sub-Netunos: duas populações bem diferenciadas

A Figura 35 mostra a distribuição dos raios exoplanetários, calculados neste estudo, em função dos períodos orbitais do *Kepler* DR25 ([Thompson et al., 2018](#)), enquanto que a Figura 36 apresenta a mesma distribuição dos raios, mas desta vez em relação aos fluxos estelares incidentes, calculados a partir das T_{ef} e R_{\star} derivados neste trabalho, e do semi-eixo maior das órbitas planetárias, obtidos assumindo uma excentricidade orbital igual a zero.

Os painéis (a) de ambas figuras, mostram a amostra completa com 1633 planetas, sem nenhum corte, enquanto os painéis (b) representam um subconjunto da “amostra limpa” para a região com exoplanetas com raios inferiores a $\sim 4R_{\oplus}$. Da simples inspeção visual dessas figuras percebe-se claramente a presença de duas nuvens densas, em ambos os planos ($R_{pl} - P/Fluxo\ estelar\ incidente$), que representam as populações de super-Terras e sub-Netunos, diferenciadas uma da outra por uma região de baixa densidade de exoplanetas em $R_{pl} \sim 2R_{\oplus}$, que separa as duas nuvens.

Essa região é conhecida na literatura como “vale ou lacuna de evaporação” e indica a transição entre os regimes de super-Terra e sub-Netuno.

A distribuição dos exoplanetas mostrada nas Figuras 35 e 36 também mostra uma falta geral de sub-Netunos com períodos orbitais curtos ($P < \sim$ dias) e fluxos estelares incidentes (em relação à Terra) $> \sim 700$, na região conhecida como “deserto dos sub-Netunos”, provavelmente relacionada à fotoevaporação das atmosferas desses planetas por estarem muito próximos de suas estrelas hospedeiras e sofrerem alta incidência do fluxo estelar (Ikoma & Hori, 2012; Lopez & Fortney, 2013; Ciardi et al., 2013; Owen & Wu, 2013; Wu & Lithwick, 2013). Deve-se ressaltar, no entanto, que alguns exoplanetas já foram detectados nesse “deserto” (ver West et al., 2018).

A inspeção detalhada da Figura 35 indica que o valor do R_{pl} no vale de evaporação diminui conforme aumenta o período orbital. Nós quantificamos a mudança do limite inferior da lacuna do raio como função do período orbital dividindo a nossa “amostra limpa” de planetas (com erros nos seus raios $\leq 8\%$, $P \leq 100$ dias e $b \leq 0.7$) em dez intervalos de período orbital contendo o mesmo número de planetas. Dentro de cada intervalo (“bin”) de período orbital, determinamos o raio planetário para o mínimo de densidade, correspondente à lacuna nos raios, resultando em uma relação linear definida como:

$$\log(R_{pl}) = (-0.11 \pm 0.02) \times \log(P) + (0.39 \pm 0.01),$$

com R_{pl} dado em unidades do raio da Terra e P em dias, ou $R_{pl} \propto P^{-0.11}$; a inclinação juntamente com o intervalo de predição correspondente são mostradas na Figura 35(b).

Um ajuste semelhante foi feito também para o vale observado entre os raios planetários e os fluxos estelares incidentes (Figura 36(b)), encontrando uma relação linear do tipo:

$$\log(R_{pl}) = (+0.12 \pm 0.02) \times \log(F) + (0.04 \pm 0.03)$$

com F em unidades de fluxo estelar incidente na Terra, ou $R_{pl} \propto F^{+0.12}$.

Vale ressaltar que esta é a primeira vez que se detecta uma inclinação nos vales de raio planetário com período orbital e fluxo estelar incidente na amostra de planetas pequenos do CKS. Os trabalhos anteriores que analisaram a mesma amostra não alcançaram a precisão necessária para distinguir uma inclinação nas tendências.

Van Eylen et al. (2018) também detectaram uma inclinação no vale dos raios planetários como função dos períodos orbitais ao analisar uma pequena amostra de 75 estrelas bem caracterizadas pela astrossismologia, e tendo raios precisos para os 117 planetas associados a elas. O valor por eles calculado foi de $P^{-0.09^{+0.02}_{-0.04}}$ e, embora tenham estudado uma amostra muito menor do que a nossa, o resultado obtido por Van Eylen et al. está em boa concordância com o nosso, dentro das incertezas. Adicionalmente, esses autores modelaram a inclinação do vale após restringir sua amostra apenas para planetas com períodos < 25 dias e encontraram $P^{-0.10}$; se aplicarmos o mesmo corte a nossa amostra planetária do CKS, muito maior que a do Van Eylen et al., obtemos uma inclinação semelhante de $P^{-0.11 \pm 0.03}$.

Como mencionado na Seção 1.3.3, a forma e o valor da inclinação do vale de evaporação podem restringir os modelos de composição planetária. Ao comparar o nosso resultado para a inclinação com as dos diferentes modelos apresentados na Figura 14, é claro que o modelo que descreve a composição da Terra (com $\sim 1/3$ de ferro) e considera uma eficiência variável para a evaporação, representa o melhor ajuste da região inferior do vale para períodos menores que ~ 8 dias. No entanto, o modelo decai de forma mais acentuada do que a distribuição observada para períodos orbitais maiores, tanto que o raio mínimo observado para as super-Terras encontra-se bem acima dos modelos para núcleos compostos de $\sim 1/3$ de ferro, em concordância com os modelos para núcleos constituídos de gelos, os quais apresentam raios maiores do que aqueles compostos de ferro. Sendo assim, as super-Terras de maior tamanho e com períodos longos observadas na distribuição podem assinalar a mudança nas composições globais das super-Terras com períodos curtos em comparação com aquelas de períodos longos.

A localização da lacuna nos raios mostrada na Figura 35 e sua inclinação negativa concordam com o que é esperado dos modelos de fotoevaporação. A variação da reta observada em função do período orbital para as super-Terras concorda qualitativamente com os modelos de composição dos núcleos de Owen & Wu (2017); além disso, a comparação quantitativa com previsões dos modelos pode não somente restringir as composições dos núcleos, como ser capaz de mapear as suas composições a diferentes períodos orbitais em torno de distintos tipos de estrelas hospedeiras.

Entretanto, é importante ressaltar que há outros fenômenos que podem também estar associados com a presença do vale no plano raio planetário-período orbital, como por exemplo a remoção do envelope atmosférico devido ao impacto de planetesimais (Biersteker & Schlichting, 2019), ou a evaporação do envelope atmosférico através da liberação de energia do núcleo à medida que o planeta vai esfriando após sua formação (Ginzburg et al., 2018). Este último, em particular, consegue reproduzir não só a localização mas a forma do vale, variando de acordo com $R_{pl} \propto P^{-0.11}$ (Gupta & Schlichting, 2019). Contudo, a efetividade deste modelo parece ser maior quanto maior for a temperatura de equilíbrio T_{eq} do planeta, o que é, em geral, o caso dos planetas orbitando mais próximos de suas estrelas, ou no caso das estrelas mais massivas da sequência principal que apresentam maiores luminosidades.

A Figura 36, onde os raios planetários são representados em função do fluxo estelar incidente, expressa efetivamente a mesma história que a Figura 35. O fluxo estelar incidente mostrado é o fluxo atual, embora dentro do marco do modelo de fotoevaporação, Owen & Wu (2013, 2017) ressaltam que é o fluxo da estrela hospedeira jovem, provavelmente ativa, o fator mais importante em moldar as distribuições das populações planetárias das Figuras 35 e 36. A fotoevaporação é estimulada de forma mais eficaz pelos fluxos de raios-X e UV extremos (EUV) emitidos durante os primeiros 100 milhões de anos da vida das estrelas (Owen & Wu, 2013). A composição planetária também desempenha um papel importante, já que H e He são os mais afetados pelo fluxo EUV, enquanto que os metais são mais facilmente evaporados pelo fluxo de raios-X (Owen & Wu, 2017). As distribuições de raios planetários como função do período orbital (Figura 35) e do fluxo estelar incidente (Figura 36) são, portanto, o resultado da exposição aos raios-X e radiação EUV, assim como da distância às suas estrelas hospedeiras jovens.

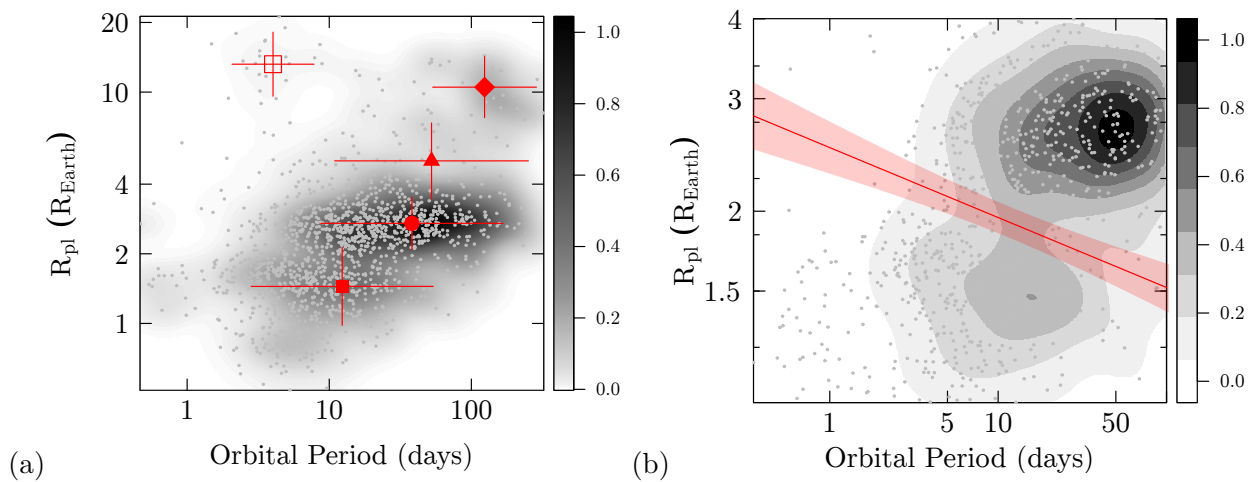


Figura 35 – Painel (a): Raio planetário em função do período orbital para a amostra completa de planetas. Os símbolos e as barras vermelhas representam as medianas e incertezas ponderadas, respectivamente, para os raios planetários e períodos orbitais para cada um dos regimes de tamanho: super-Terras (quadrado cheio), sub-Netunos (círculo), sub-Saturnos (triângulo), Jupiteres quentes (quadrado aberto) e Jupiteres temperados (diamante). Painel (b): Igual a (a) mas somente considerando o regime de planetas pequenos (raios menores do que $\sim 4R_{\oplus}$) para nossa “amostra limpa”. A inclinação do melhor ajuste (linha vermelha), junto com o intervalo de predição (região sombreada), ao vale de fotoevaporação são também mostrados.

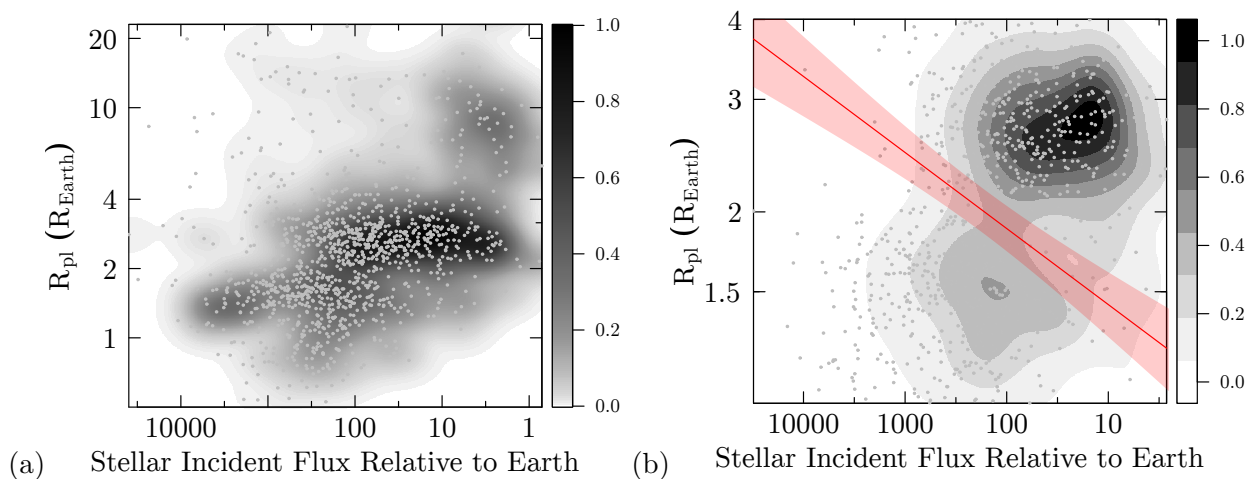


Figura 36 – Painel (a): Raio planetário em função do fluxo estelar incidente (relativo à Terra) para a amostra completa de planetas. Painel (b): Igual a (a) mas somente considerando o regime de planetas pequenos (raios menores do que $\sim 4R_{\oplus}$) para nossa “amostra limpa”. A inclinação do melhor ajuste (linha vermelha), junto com o intervalo de predição (região sombreada), ao vale de fotoevaporação são também mostrados.

4.1.4 Correlação entre Raio Planetário e Período Orbital

Podemos dividir e analisar a amostra completa de planetas contidos no CKS em quatro regimes de tamanho:

- Super-Terras com $R_{pl} \leq 2R_{\oplus}$
- Sub-Netunos com $2R_{\oplus} < R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$
- Sub-Saturnos com $4R_{\oplus} < R_{pl} \leq 8R_{\oplus}$
- Júpiteres com $8R_{\oplus} < R_{pl} \leq 20R_{\oplus}$. Divididos, por sua vez de acordo com os seus períodos orbitais, em Júpiteres quentes cujos $P \leq 10$ dias, e Júpiteres temperados com $P > 10$ dias.

Nossa amostra tem uma maioria de exoplanetas pequenos, com números aproximadamente iguais de objetos nas classes de super-Terras (738 exoplanetas) e sub-Netunos (722 exoplanetas). Temos um número muito menor de sub-Saturnos (96 exoplanetas) e 70 sistemas exoplanetários contendo pelo menos um planeta do tipo Júpiter; cerca de 30% desses sistemas são formados por um único Júpiter quente sem nenhum companheiro interno ou externo detectável, enquanto quase a metade da amostra de Júpiteres temperados (~ 25 de ~ 50) é encontrada em sistemas com grande variedade de arquitetura dos sistemas exoplanetários.

A Figura 35(a) mostra, em símbolos vermelhos, os valores medianos, ponderados pelos pesos w_i de cada um dos planetas (ver Seção 4.1.2), das distribuições dos raios planetários e dos períodos orbitais para cada regime de tamanho: super-Terras (quadrado cheio), sub-Netuno (círculo), sub-Saturno (triângulo), Júpiter quente (quadrado aberto) e Júpiter temperado (diamante). É claro que as super-Terras têm valores medianos para os raios planetários e períodos orbitais menores do que os dos sub-Netunos, sugerindo a existência de uma possível correlação no sentido de que os tamanhos dos exoplanetas geralmente aumentam com os períodos orbitais; parte dessa correlação, entretanto, é devida à incompletude nas medições pela técnica de trânsito, dada a dificuldade de detectar planetas pequenos em longos períodos orbitais. A correlação entre os raios planetários e os períodos orbitais estende-se, no entanto, até os grupos de exoplanetas de maior tamanho, atingindo sub-Saturnos e Júpiteres temperados. O fato de que os sistemas com planetas gigantes e períodos orbitais menores que ~ 500 dias, não são afetados por vieses observacionais, garante os níveis de completeza (Silburt et al., 2015) para esse grupo, e dá suporte à correlação observada.

Como observado na Figura 35(a), os Júpiteres quentes não seguem a tendência de linearidade antes descrita. A mediana dos valores de R_{pl} e P para os Júpiteres temperados (diamante) geralmente segue a tendência delineada pelos planetas menores, enquanto os Júpiteres quentes, cuja mediana é representada pelo quadrado aberto, ocupam uma posição diferente no plano R_{pl} - P , tendo períodos orbitais muito mais curtos em média e, portanto, estando muito mais próximos de suas estrelas-hospedeiras do que os Júpiteres temperados. Essa diferença pressupõe origens diferentes para um e outro grupo. Acredita-se que os Júpiteres quentes tenham se formado a várias UAs de suas estrelas progenitoras e experimentado uma migração extrema para a região interna do sistema exoplanetário; sendo esse fenômeno capaz de desestabilizar quaisquer exoplanetas pequenos, dispersando-os para fora do sistema ou inclusive destruindo-os (Latham et al., 2011; Morbidelli, 2014; Mustill et al.,

2015), e constituindo a causa da existência dos sistemas isolados de Júpiteres quentes. Seguindo essa linha, Huang et al. (2016) analisaram uma amostra de 45 Júpiteres quentes e 27 Júpiteres temperados do catálogo *Kepler* e sugeriram que os Júpiteres temperados com companheiros de baixa massa seriam formados *in-situ*, não afetando assim aos seus pequenos vizinhos, e que contrariamente os Júpiteres quentes sem companheiros detectados poderiam constituir uma população distinta.

Com a posição dos Júpiteres quentes no plano R_{pl} - P dominado pela migração, as medianas dos raios planetários e períodos orbitais dos outros grupos (super-Terras, sub-Netunos, sub-Saturnos e Júpiteres temperados) pareceram definir uma correlação bem diferenciada. Esta correlação é, sem dúvidas, influenciada pela falta de sub-Netunos com períodos orbitais curtos.

Para avaliar o quanto a correlação depende dos limites adotados na amostra de planetas em termos de raios e períodos orbitais, analisamos três amostras diferentes, correspondentes a distintos níveis de completeza.

1) Primeiro, se considerarmos a amostra de Júpiteres quentes, Sub-Saturnos, Sub-Netunos e Super-Terras, com qualquer período orbital e sem nenhum tipo de consideração sobre possíveis vieses observacionais, o ajuste à tendência no plano R_{pl} - P resulta em uma lei de potência definida como $R_{pl} \sim P^{0.84 \pm 0.11}$, com R_{pl} em unidades do raio da Terra e o período orbital em dias.

2) Se limitarmos a amostra para incluir apenas os planetas com $R_{pl} \geq 2R_{\oplus}$ (o equivalente a supor que aproximadamente todos os Sub-Netunos e planetas maiores podem ser detectados em qualquer período orbital) obtemos uma lei de potência mais acentuada, mas com erros menores no ajuste: $R_{pl} \sim P^{1.1 \pm 0.03}$.

3) Se aplicarmos agora um corte no período orbital, considerando somente os planetas com $R_{pl} \geq 2R_{\oplus}$ e com $P < 500$ dias, obtemos a mesma lei de potência anterior, mas com um aumento nas incertezas do ajuste ($R_{pl} \sim P^{1.09 \pm 0.13}$).

A partir dos testes descritos acima e a confiança de que os níveis de completeza do *Kepler* para este regime são significativos, verificamos que a correlação dos raios planetários com os períodos orbitais não se altera significativamente nas três amostras analisadas, dando suporte à validade da correlação obtida.

Helled et al. (2016) também sugeriram a existência de uma correlação entre o raio planetário e os períodos orbitais no caso dos exoplanetas com raios menores do que $4R_{\oplus}$ utilizando dados do *Kepler*. Este trabalho realizou uma análise estatística usando os valores da completeza do *Kepler* para a detecção de planetas de Silburt et al. (2015), e concluíram que essa correlação não era o resultado de um viés de seleção. A relação obtida por Helled et al. (2016) corresponde a uma lei de potência entre o raio planetário e o período orbital da forma: $R_{pl} \sim P^{0.5-0.6}$, que é similar, dentro das incertezas, ao valor de ~ 0.8 obtido aqui. A correlação entre os raios e os períodos orbitais, observada na amostra do CKS para os planetas de menor tamanho, pode implicar que os planetas maiores seriam mais propensos a se formar a distâncias maiores da estrela hospedeira.

4.2 Correlações com a Metalicidade

4.2.1 Dependência com o Raio Planetário

Conforme discutido no Capítulo 1, a correlação entre metalicidade - planetas gigantes, inicialmente sugerida para planetas descobertos por levantamentos de velocidades radiais (Santos et al., 2004; Fischer & Valenti, 2005), é bem estabelecida. Uma correlação similar foi proposta para o caso dos planetas menores descobertos pela missão *Kepler*; Buchhave et al. (2012, 2014) e Winn et al. (2017) sugeriram que os planetas maiores que $4R_{\oplus}$ são encontrados preferencialmente em torno de estrelas com metalicidades acima da solar. Já para o caso dos planetas menores do que Netuno ($R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$), Petigura et al. (2018) por exemplo, afirmam que planetas pequenos são encontrados orbitando estrelas com uma ampla gama de metalicidades.

A Figura 37 apresenta os histogramas das metalicidades obtidas para a amostra de estrelas estudadas. O intervalo de metalicidades abrange de ~ -0.5 a $+0.4$ dex, com um pico acima da metalicidade solar, conforme também mostrado na Figura 22 (Capítulo 3). Notamos que não existem estrelas muito pobres em metais em nossa amostra, o que é razoável dado que as estrelas estudadas encontram-se preferencialmente a uma distância heliocêntrica de menos de ~ 1 kpc, correspondendo a vizinhança solar. O histograma azul (Figura 37) corresponde a estrelas associadas a planetas pequenos ($R_{pl} \leq 4R_{\oplus}$) enquanto que o vermelho a planetas grandes ($R_{pl} > 4R_{\oplus}$). Os histogramas indicam que tanto planetas menores quanto maiores que $4R_{\oplus}$ são encontrados em todo o intervalo de metalicidade. As estrelas hospedeiras de planetas gigantes gasosos (sub-Saturnos e Júpiteres) tendem a ser claramente mais ricas em metais, enquanto que as estrelas que abrigam planetas menores ou do tamanho de Netuno têm uma maior concentração ao redor de metalicidades ligeiramente acima da solar.

Ao dividirmos a amostra nos regimes de tamanhos descritos na Seção 4.1.4 encontramos que as médias das distribuições de metalicidade das estrelas hospedeiras tendem a aumentar dos planetas menores para os maiores, como mostra a Figura 38, tal que: as super-Terras de nossa amostra tem uma metalicidade média de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.000 \pm 0.007$ dex, os sub-Netunos de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.018 \pm 0.007$ dex, os sub-Saturnos de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.09 \pm 0.02$ dex e os Júpiteres de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.08 \pm 0.03$ dex. Consideramos que existe uma diferença significativa ($\sim 0.08 - 0.09$ dex) nas médias das metalicidades entre os regimes de sub-Saturnos e Júpiteres comparado com as super-Terras e sub-Netunos, dada a homogeneidade na análise espectroscópica adotada neste trabalho e aos erros internos nas metalicidades de 0.03 dex. Entretanto, a diferença obtida de 0.02 dex na metalicidade para os regimes de super-Terras e sub-Netunos não pode ser considerada como estatisticamente significativa.

Os resultados discutidos acima são, dentro das incertezas, bastante consistentes com os obtidos por Buchhave et al. (2012), que obtiveram uma metalicidade média para uma amostra de cerca de 152 estrelas com planetas menores que $4R_{\oplus}$ de $[\text{m}/\text{H}] = -0.01 \pm 0.02$ dex, enquanto Buchhave & Latham (2015) derivaram uma metalicidade média similar ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.02 \pm 0.02$ dex) para o regime de planetas com $R_{pl} < 1.7R_{\oplus}$. Contrariamente os resultados para as metalicidades obtidos nesta Tese não estão em completo acordo com o que obtiveram Adibekyan et al. (2012) ao analisar 26 planetas do tamanho de Netuno, obtendo uma metalicidade média mais pobre em metais

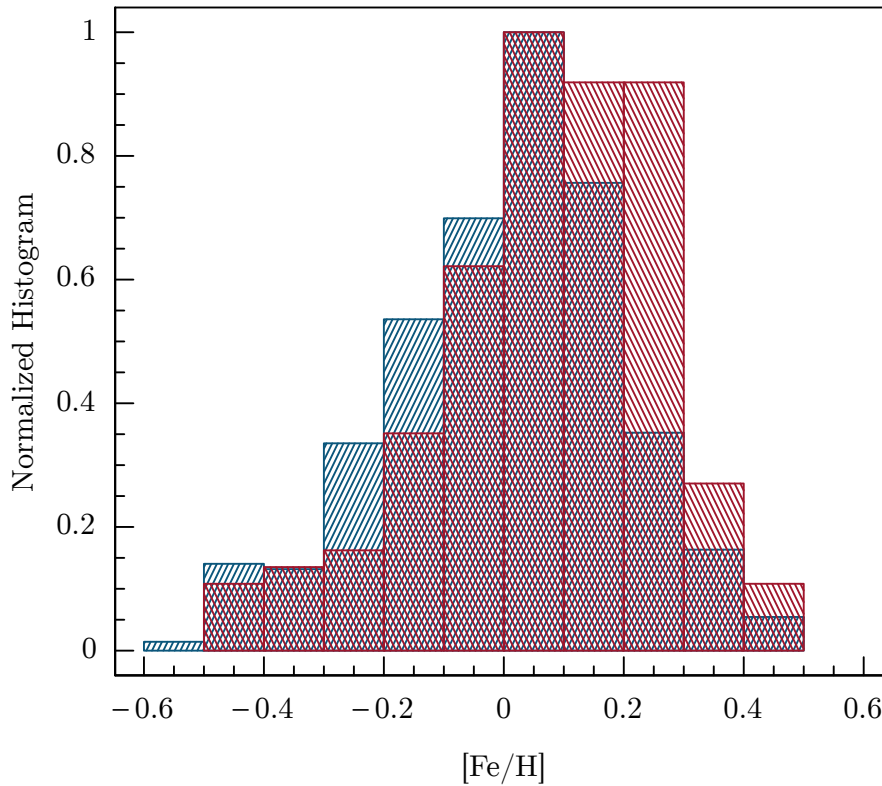


Figura 37 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de planetas menores (azul) e maiores (vermelho) que $4R_{\oplus}$. Embora todos os planetas sejam encontrados ao redor de estrelas com um amplo intervalo de metalicidades, os planetas maiores orbitam estrelas que tendem a ser mais ricas em metais que aquelas com planetas menores que Netuno, os quais apresentam maior concentração ao redor de estrelas com metalicidades ligeiramente acima da solar.

de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.12$ dex para as estrelas hospedeiras. Adicionalmente, encontramos também que os planetas pequenos são encontrados ao redor de estrelas com uma ampla gama de metalicidades, conforme proposto recentemente por [Petigura et al. \(2018\)](#).

Se por outro lado considerarmos o fato de que os períodos orbitais dos planetas do tipo Júpiter se correlacionam com a metalicidade da estrela hospedeira, tal que planetas gigantes de longo período tendem a orbitar estrelas mais pobres em metal do que Jupiteres quentes (por exemplo, [Sozzetti, 2004](#); [Adibekyan et al., 2013](#); [Maldonado et al., 2018](#); [Narang et al., 2018](#)), notamos que não há diferenças nas metalicidades das estrelas associadas a planetas do tipo super-Terras, sub-Netunos e sub-Saturnos, com as hospedeiras de Jupiteres temperados ($\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.05 \pm 0.03$ dex), tendo todas elas uma metalicidade média quase solar, enquanto que a média da distribuição de metalicidades das estrelas hospedeiras de Jupiteres quentes é bem maior ($\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.15 \pm 0.04$ dex).

A Figura 39 mostra a distribuição de metalicidades obtidas neste trabalho para 22 estrelas da

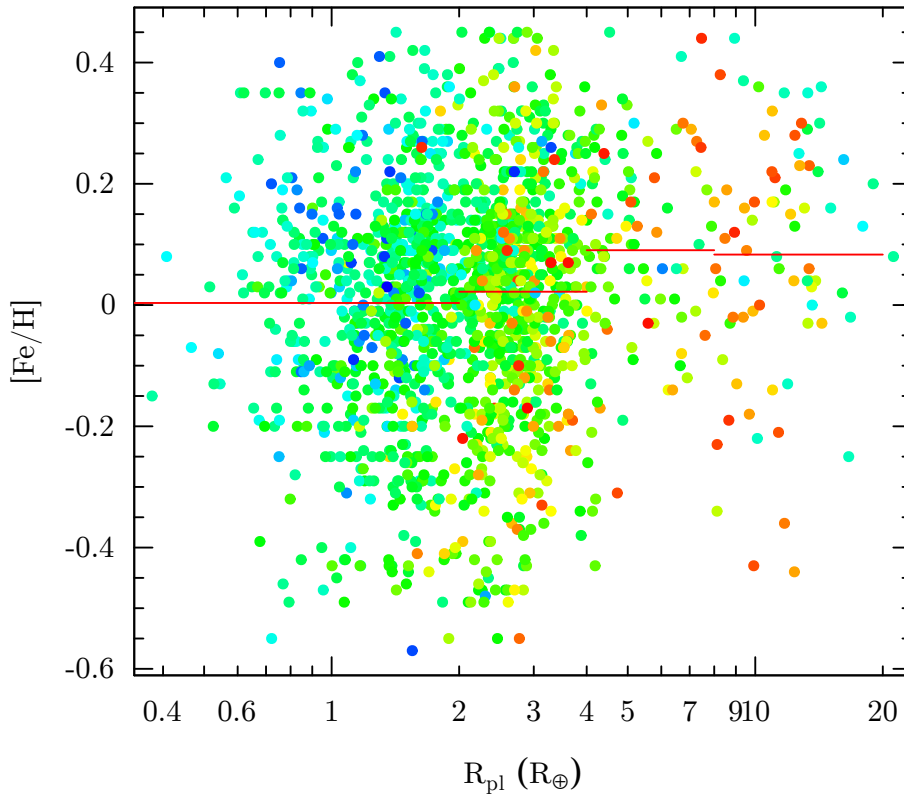


Figura 38 – Raios planetários em função da metalicidade de suas estrelas hospedeiras. Os pontos coloridos representam o período orbital do planeta (azul, os mais curtos e vermelhos, os mais longos). As linhas sólidas vermelhas simbolizam as médias das metalicidades para cada um dos regimes de tamanho considerados.

nossa amostra que são hospedeiras de planetas Jupiteres quentes (linha sólida) em comparação com a distribuição de metalicidade da amostra de estrelas associadas a outros tipos de planetas, excluindo Jupiteres quentes (linha tracejada). Vemos que há um deslocamento nas médias das distribuições de metalicidades sendo que, a distribuição de estrelas com planetas Jupiteres quentes apresenta um pico estendido e centrado em uma metalicidade média de $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.13 \pm 0.03$ dex; enquanto que a distribuição de metalicidade das estrelas associadas com outros tipos de planetas é bastante menos larga, e possui uma metalicidade média próxima à solar ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0.012 \pm 0.005$ dex). Portanto, de acordo com os resultados para as metalicidades obtidos para a amostra estudada neste trabalho, há um deslocamento de ~ 0.12 dex entre as médias das metalicidades das duas amostras de estrelas hospedeiras de planetas.

Para investigar se os resultados de metalicidade correspondem a duas populações distintas, realizamos o teste estatístico $K - S$ considerando as médias das metalicidades da amostra combinada (super-Terras, sub-Netunos, sub-Saturnos e Jupiteres temperados) e a correspondente aos Jupiteres quentes. A análise demonstrou que ambas as populações são semelhantes ao nível de 2.46×10^{-3} ,

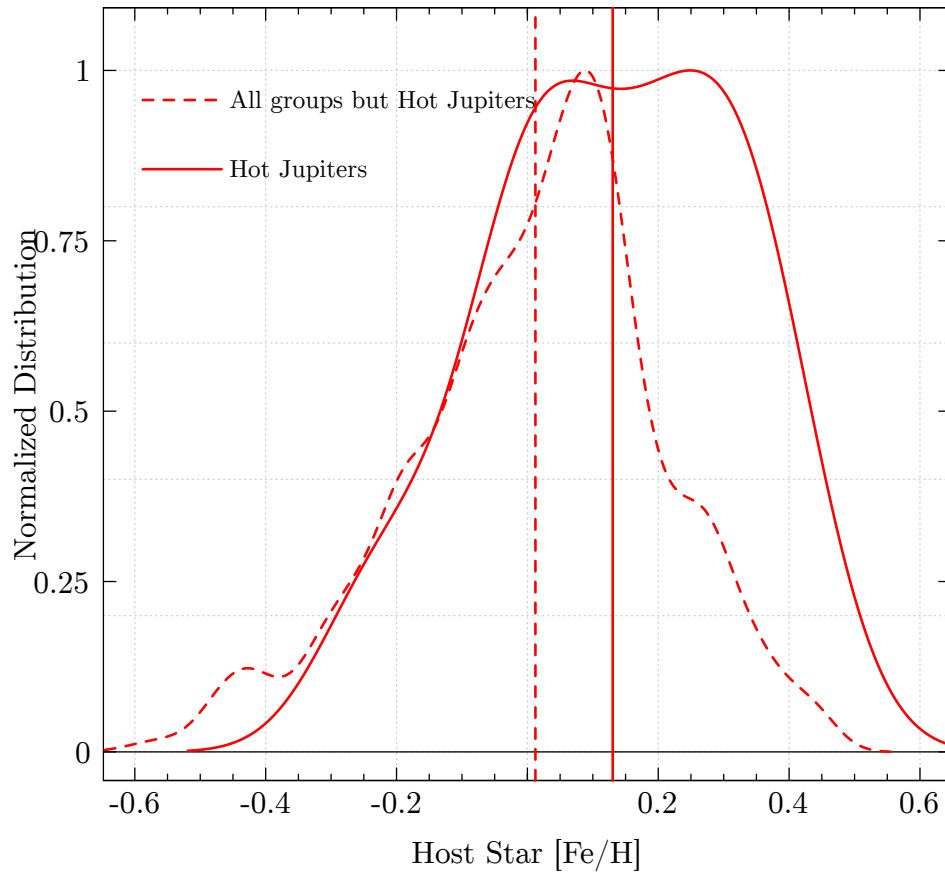


Figura 39 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de diferentes tipos de planetas. O deslocamento de ~ 0.12 dex entre as médias das metalicidades das duas amostras demonstra que Júpiteres quentes são formados preferencialmente ao redor de estrelas ricas em metais.

ou seja, a baixa probabilidade obtida confirma que ambas as populações são significativamente diferentes e, portanto, a distribuição de metalicidade das estrelas que abrigam planetas Júpiteres quentes é mais rica em metais do que a população de estrelas hospedeiras de outros tipos de planetas.

Adicionalmente, dado que nossa amostra contém um número relativamente reduzido de planetas grandes, também consideramos a amostra de planetas tipo Júpiter analisada por [Ghezzi et al. \(2010b\)](#), selecionando apenas os planetas gigantes classificados como Júpiteres quentes de acordo com a nossa definição descrita acima, e combinando-os com a nossa amostra original de Júpiteres quentes a fim de estendê-la. Vale ressaltar que os resultados de metalicidades obtidos nesta Tese e em [Ghezzi et al. \(2010b\)](#) encontram-se na mesma escala, dado que as análises espectroscópicas realizadas nos dois trabalhos são homogêneas. Assim sendo, é possível combinar as amostras e procurar possíveis diferenças na distribuição de metalicidade de estrelas que abrigam planetas Júpiteres quentes e aquelas associadas a outro tipo de planetas.

Nossa amostra final de Júpiteres quentes é composta de 45 planetas (23 de [Ghezzi et al. 2010b](#) e 22 da nossa própria amostra) e sua distribuição de metalicidade é apresentada na Figura 40

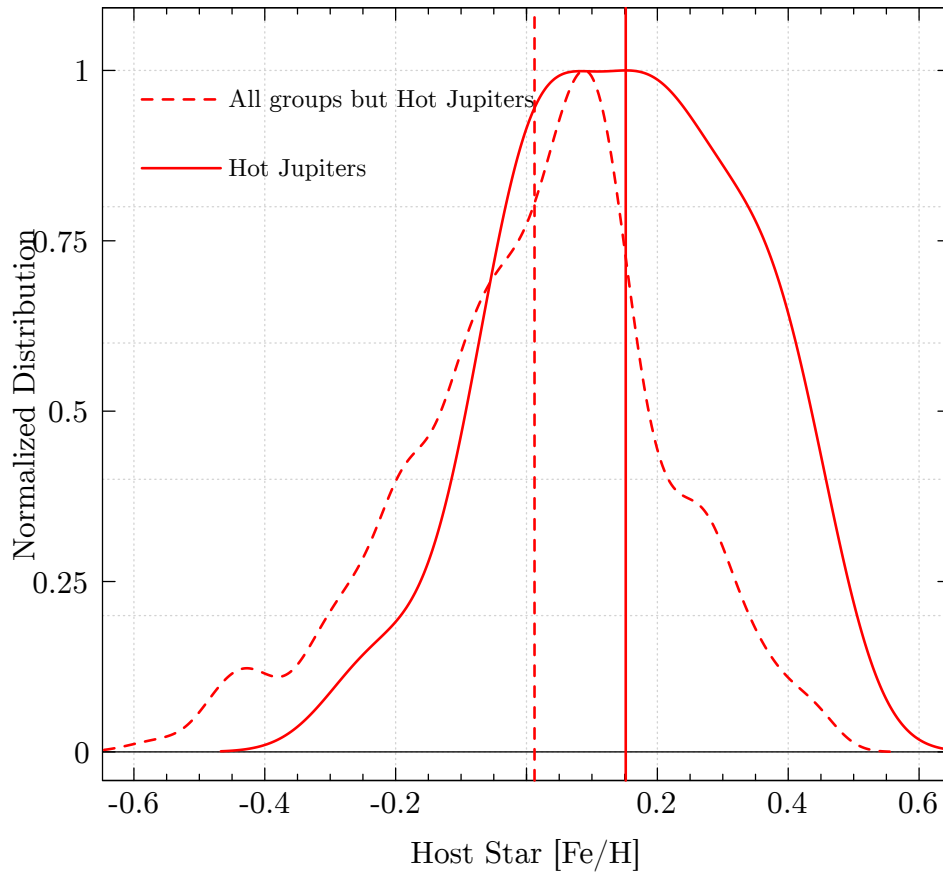


Figura 40 – Distribuição de metalicidade das estrelas hospedeiras de diferentes tipos de planetas após adicionar a amostra de Júpiteres quentes de [Ghezzi et al. \(2010b\)](#). O deslocamento entre as médias das metalicidades das duas amostras de estrelas hospedeiras é ainda maior que no caso anterior (~ 0.14 dex).

(linha contínua) em comparação com o resto de estrelas da nossa amostra hospedeiras dos outros tipos de planetas (linha tracejada). Percebe-se que as médias das metalicidades (mostradas em linhas verticais) de ambas distribuições estão deslocadas uma em relação à outra, sendo $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0.15 \pm 0.03$ dex para a distribuição de estrelas associadas aos planetas gigantes gasosos e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.012 \pm 0.005$ dex para estrelas que abrigam outro tipo de planetas. Repetimos o teste $K - S$ com essas duas distribuições e obtivemos uma probabilidade de $p\text{-value} = 9.228 \times 10^{-7}$ das duas amostras pertencerem à mesma população. Mais uma vez, a baixa probabilidade derivada confirma nosso resultado encontrado anteriormente com a nossa amostra original e reportado em outros estudos da literatura: a metalicidade estelar influencia a formação de planetas gigantes próximos.

De fato, parece que a alta metalicidade estelar é um pré-requisito para a formação de planetas gigantes do tipo Júpiteres quentes porém, não podemos afirmar que a correlação metalicidade - planeta gigante se estende aos Júpiteres temperados, como sugerido por [Dong et al. \(2018\)](#). No entanto, este resultado diverge daquele encontrado por [Buchhave et al. \(2018\)](#) que demonstraram que tanto os Júpiteres quentes quanto os temperados tendem a orbitar estrelas de alta-metalicidade. Em

média, as estrelas que hospedam planetas gigantes gasosos com períodos orbitais mais longos exibem variações em suas propriedades metálicas, indicando que a formação desses planetas é influenciada por outros processos além da metalicidade estelar.

Apenas 30% dos 70 sistemas planetários com planetas gigantes que compõem a nossa amostra contem um único Júpiter quente, ausentes de companheiros internos ou externos detectáveis; por outro lado, quase metade da amostra de Júpiteres temperados (~ 25 de ~ 50) são encontrados em sistemas exoplanetários de variadas arquiteturas. Este resultado nos leva a sugerir que, mesmo quando os planetas gigantes gasosos supostamente se formarem por acreção do núcleo (Ida & Lin, 2004), os Júpiteres quentes e os Júpiteres temperados evoluíram por diferentes mecanismos.

Huang et al. (2016) chegaram a uma conclusão semelhante ao analisar uma amostra de 45 planetas gigantes Júpiteres quentes e 27 Júpiteres temperados do catálogo do *Kepler*. Eles propuseram que os Júpiteres temperados com companheiros de baixa massa são formados *in-situ*, sem afetar aos seus pequenos vizinhos; e que os Júpiteres quentes sem companheiros detectados podem constituir uma população distinta. Dado que, ao contrário dos Júpiteres temperados, os Júpiteres quentes devem ter se formado várias UAs longe da estrela e migrado para a região interna do sistema planetário, desestabilizando os pequenos planetas e dispersando-os para fora do sistema ou até destruindo-os, permanecendo sozinhos em seus sistemas (Latham et al., 2011; Morbidelli, 2014; Mustill et al., 2015).

Os resultados obtidos nesta Tese permitem corroborar a correspondência entre a alta metalicidade estelar e a presença de planetas do tipo Júpiter quente, observada em diversos trabalhos da literatura, (como exemplo, Santos et al., 2004; Fischer & Valenti, 2005; Ghezzi et al., 2010b; Buchhave et al., 2012). Adicionalmente, conforme encontrado por Sozzetti (2004), Adibekyan et al. (2013) ou Maldonado et al. (2018), ratificamos que as estrelas que abrigam Júpiteres temperados são mais pobres em metais que aquelas associadas a Júpiteres quentes.

4.2.2 Conexão com o Período Orbital

Com o intuito de investigar se existem outras possíveis conexões entre as propriedades estelares e planetárias, Mulders et al. (2016) analisaram a relação entre a metalicidade estelar $[Fe/H]$ e o período orbital planetário P , demonstrando que a taxa de ocorrência de planetas com períodos menores que 10 dias é maior em torno de estrelas hospedeiras ricas em metais do que em estrelas hospedeiras mais pobres em metais. Usando as metalicidades espectroscópicas derivadas pelo levantamento LAMOST para 20,000 estrelas *Kepler* dentro do projeto LAMOST-*Kepler* (De Cat et al., 2015; Frasca et al., 2016), Mulders et al. encontraram um aumento de 0.15 ± 0.05 dex na distribuição de metalicidade para as estrelas que abrigam planetas com períodos orbitais menores a 10 dias, em comparação com os planetas orbitando com períodos mais longos ao redor de suas estrelas-mães.

Seguindo essa linha, nós estudamos a distribuição de metalicidades das estrelas hospedeiras de planetas segregando a nossa amostra em duas populações: uma com períodos menores que 10 dias, e outra com períodos orbitais maiores que dez dias, representando diferentes distâncias às estrelas mães. O painel (a) da Figura 41 mostra que os planetas com P de até 10 dias são encontrados ao redor de estrelas com maior metalicidade ($\langle [Fe/H] \rangle = 0.047 \pm 0.007$ dex, e mediana de 0.07 dex),

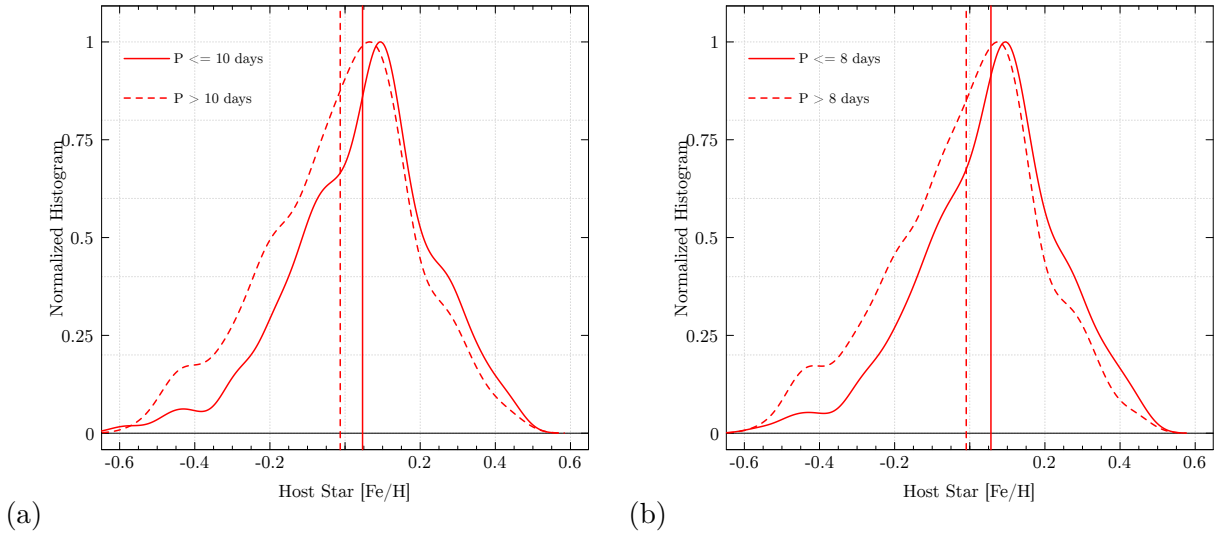


Figura 41 – Distribuição de metalicidades das estrelas hospedeiras de planetas segregando a amostra em duas populações, com períodos maiores e menores que 10 dias (painel (a)), e com períodos orbitais maiores e menores que oito dias (painel (b)), representando diferentes distâncias às estrelas mães. O deslocamento entre as médias das metalicidades das duas amostras em ambos os painéis sugere que a metalicidade estelar aumenta à medida que o período orbital do planeta diminui.

enquanto que os exoplanetas com períodos orbitais mais longos são formados ao redor de estrelas com metalicidade próxima da solar ($\langle [Fe/H] \rangle = -0.013 \pm 0.006$ dex, e mediana de 0.01 dex). Embora sutil, o deslocamento entre as médias das metalicidades das duas amostras de estrelas sugere que a metalicidade estelar aumenta à medida que o período orbital do planeta diminui. Realizamos o teste estatístico $K - S$ que retornou um p -value de 3.641×10^{-10} , o que indica que ambas distribuições são geradas por diferentes populações. O resultado obtido neste trabalho é compatível com aquele derivado por [Mulders et al. \(2016\)](#).

Um resultado similar foi obtido por [Dong et al. \(2018\)](#) ao usar os parâmetros estelares do LAMOST para investigar os planos $[Fe/H] - R_{pl}$ e $[Fe/H] - P$: planetas de curto período ($1 \text{ dia} < P < 10$ dias) e do tamanho de Netuno ($2R_{\oplus} \leq R_{pl} \leq 6R_{\oplus}$) orbitam estrelas ricas em metais. [Petigura et al. \(2018\)](#) usaram as metalicidades espectroscópicas derivadas para 1305 estrelas de CKS, com o fim de investigar a conexão metalicidade - planeta e concluíram que as estrelas que abrigam planetas próximos ($P < 10$ dias) sem distinção de tamanhos, tendem a ser ricas em metais. Já para períodos maiores, essa relação é válida apenas para planetas com $R_{pl} \geq 2R_{\oplus}$, enquanto que os planetas do tamanho da Terra tendem a orbitar estrelas com uma distribuição de $[Fe/H]$ semelhante à encontrada nas estrelas de campo.

De modo independente, [Wilson et al. \(2018\)](#) derivaram um período crítico a partir do qual a metalicidade estelar aumenta à medida que o período orbital do planeta diminui. Os autores consideraram uma amostra de 221 estrelas hospedeiras de candidatos a planeta catalogados pela *Kepler* e observadas pelo APOGEE, e encontraram um período crítico, P_{crit} de 8.3 dias (correspondendo a um semi-eixo maior crítico de $a_{crit} = 0.07$ AU), a partir do qual os planetas com $P \leq P_{crit}$ orbitam estrelas mais ricas em metal ($\langle [Fe/H] \rangle = 0.11 \pm 0.17$ dex) do que os planetas com $P > P_{crit}$. O painel

(b) da Figura 41 mostra o resultado utilizando (conforme em Wilson et al. 2018) o período crítico de 8 dias: metalicidades médias de 0.056 ± 0.007 e -0.010 ± 0.006 são obtidas, respectivamente, para valores acima e abaixo do P_{crit} . Fica evidente que mudar o período crítico de 10 dias para 8 dias não representa uma diferença significativa nos valores das metalicidades médias encontradas.

Uma interpretação deste resultado seria que a existência da correlação da metalicidade estelar e o período planetário não é devida, somente, à presença de Júpiteres quentes na amostra, dado que a amostra de Júpiteres quentes, definida neste trabalho como tendo períodos menores que dez dias, fica dividida entre as duas populações segregadas pelo período crítico.

5 Análise Espectroscópica de Estrelas Anãs Tipo M do Aglomerado das Plêiades

As estrelas anãs-M representam cerca de 70% das estrelas da Via Láctea e, devido às suas baixas massas e raios pequenos, facilitam a detecção de exoplanetas do tipo-Terra tanto com a técnica de velocidade radial quanto com o método de trânsito. Entender como as ligações entre as características estelares e planetárias estendem-se ao regime das anãs-M é de grande importância. Neste Capítulo aplicaremos um método especialmente desenvolvido para a caracterização espectroscópica de anãs-M com base em espectros no infravermelho próximo obtidos pelo levantamento APOGEE (Seção 5.2). A fim de testar o método, selecionamos uma amostra de estrelas anãs do tipo M pertencentes ao aglomerado aberto jovem das Plêiades, usado como calibrador em vários levantamentos e amplamente estudado na literatura. A comparação da escala de metalicidades obtida para o aglomerado aberto das Plêiades na literatura e aquela derivada a partir da análise espectroscópica das anãs-M, permitirá verificar possíveis efeitos sistemáticos nos resultados.

5.1 Caracterização de Estrelas Anãs-M

5.1.1 Uma Introdução às Estrelas Anãs-M

As anãs-M são estrelas localizadas na sequência principal do diagrama HR que possuem temperaturas efetivas entre 2500 – 4000 K e massa da ordem de $0.08 - 0.60M_{\odot}$, ou seja são estrelas frias e de baixa massa. Segundo os estudos de função de massa inicial (Kroupa, 2002), elas representariam 70% das estrelas da Via Láctea. Além disso, as estrelas anãs-M são de grande interesse, sendo as melhores candidatas à procura de exoplanetas do tipo-Terra devido ao fato de terem baixa massa e menor raio, o que facilita a detecção de planetas pequenos tanto com a técnica de velocidade radial (Endl et al., 2003) quanto com o método de trânsito (Dressing & Charbonneau, 2013).

Como ocorre para todas as estrelas da sequência principal, a massa constitui o parâmetro físico que controla o raio, a temperatura e a evolução estelar. A baixa massa das anãs-M favorece a baixa pressão interna no seu núcleo, o que faz com que a fusão do hidrogênio em hélio ocorra mais lentamente, podendo estender o seu tempo de vida até 10^{12} anos (Laughlin & Adams, 1997). Em geral, é possível classificar as anãs-M entre as que possuem interior estelar predominantemente convectivo (0.08 à $0.35M_{\odot}$), e aquelas cujo interior estelar não é completamente convectivo (0.35 e $0.60M_{\odot}$). A diferença entre os dois grupos faz com que as estrelas anãs-M mais frias (convectivas) apresentem bandas de absorção de água (H_2O) muito mais intensas que as radiativas.

Apesar das anãs-M serem as estrelas mais numerosas da Galáxia e uma classe estelar importante para a busca de exoplanetas, ainda não há muitas análises espectroscópicas detalhadas de estrelas M devido, principalmente, à dificuldade de analisar os seus espectros na região ótica ($\lambda < 10\,000\text{Å}$): anãs com $T_{ef} < 4000\text{ K}$ exibem numerosas bandas moleculares, principalmente de óxido

de titânio (TiO), hidrogênio diatômico (H_2), óxido de vanádio (VO) e vapor de água (H_2O), que tornam-se dramaticamente mais fortes à medida que a T_{ef} diminui. É por isto que, as calibrações fotométricas tem sido bastante utilizadas para derivar os parâmetros atmosféricos e metalicidades para esta classe estelar.

A seguir discutiremos algumas das calibrações fotométricas e espectroscópicas da literatura e, em particular, aquelas que serão utilizadas na determinação das temperaturas efetivas e gravidades superficiais das estrelas que serão analisadas neste trabalho de Tese.

5.1.2 Algumas Calibrações Fotométricas da Literatura

Por ser um dos primeiros a calibrar, de forma satisfatória, as massas das anãs-M, o trabalho de [Delfosse et al.](#) é considerado até hoje uma referência em relação à determinação de massas em estrelas M. A partir de uma amostra de 32 estrelas anãs-M com massas obtidas através de vários métodos (que incluem relações massa-luminosidade, paralaxes e velocidade radial) e com massas variando no intervalo 0.09 até $0.70M_{\odot}$, [Delfosse et al. \(2000\)](#) utilizaram os modelos de massa-luminosidade de [Baraffe et al. \(1998\)](#) e [Siess et al. \(2000\)](#) para obter uma relação da massa em função das magnitudes absolutas M_V , M_J , M_H e M_K , e da cor $M_V - J$. Os autores encontraram que a dispersão dos valores de massa era consideravelmente maior na região do ótico do que nas bandas do infravermelho próximo.

Dado que a gravidade superficial ($\log g$) de uma estrela na sequência principal está diretamente relacionada à massa estelar, [Bean et al. \(2006\)](#) desenvolveram uma calibração do $\log g$ em função da massa estelar no intervalo $0.123-0.621M_{\odot}$. Para isso, [Bean et al.](#) compilaram todos os raios conhecidos das anãs-M, sempre que medidos com precisões melhores que 16%, derivados a partir de observações de anãs-M em sistemas binários eclipsantes ou através de observações interferométricas deste tipo de estrelas. Também consideraram as medições de massa obtidas com alta precisão para as estrelas nos sistemas binários eclipsantes, com as massas das estrelas individuais calculadas mediante a relação $M_K - M_{\star}$ de [Delfosse et al. \(2000\)](#). Sobre este conjunto de dados, os autores ajustaram um polinômio de terceira ordem para obter os valores de $\log g$ em função da massa estelar.

A caracterização de uma estrela não fica completa sem a determinação de sua temperatura efetiva. As primeiras calibrações fotométricas propostas para a derivação desse parâmetro nas anãs-M foram desenvolvidas por [Casagrande et al. \(2008\)](#) e [Boyajian et al. \(2013\)](#) utilizando dados fotométricos e interferométricos, respectivamente. Mais recentemente, [Mann et al. \(2015\)](#) construíram uma calibração utilizando espectros de baixa resolução e modelos BT-Settl ([Allard et al., 2011, 2013](#)) para obter a temperatura efetiva em função das cores: $BP - RP$, $V - J$, $V - I_c$, $r - z$, $r - J$, encontrando diferenças sistemáticas entre os seus resultados e as calibrações de [Casagrande et al. \(2008\)](#) e [Boyajian et al. \(2013\)](#). A Figura 42 mostra os seus resultados obtidos em comparação com aqueles derivados a partir da calibração de [Casagrande et al. \(2008\)](#). A calibração de [Casagrande et al.](#) parece subestimar as temperaturas efetivas em 200K quando comparado com [Mann et al.](#), com desvios sistemáticos ainda maiores para as estrelas mais frias. É possível que a causa da diferença entre os resultados seja a não inclusão da metalicidade estelar na metodologia desenvolvida por [Casagrande et al. \(2008\)](#), que, por outro lado, foi considerada nas calibrações tanto de [Boyajian et al. \(2013\)](#) quanto de [Mann et al. \(2015\)](#).

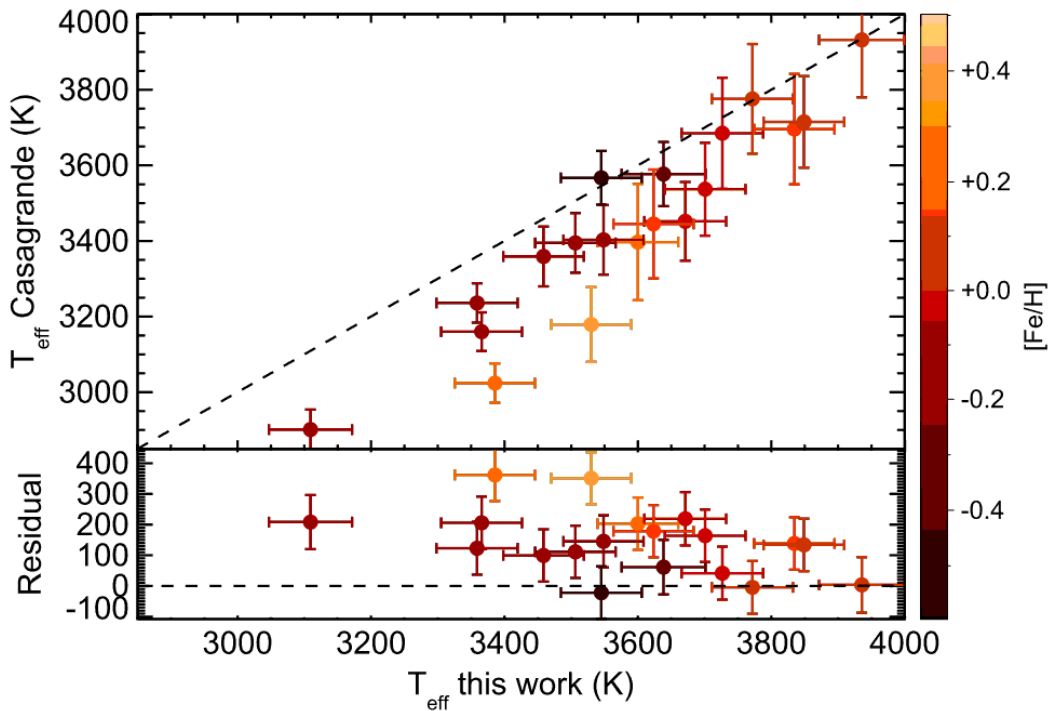


Figura 42 – Painel superior: comparação das temperaturas efetivas obtidas com as calibrações fotométricas de Mann et al. (2015) (“*This Work*”) e de Casagrande et al. (2008), a barra de cor lateral indica a metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]$). Painel inferior: diferença residual entre os resultados de ambas as calibrações. Nota-se que a calibração de Casagrande et al. (2008) subestima a T_{eff} principalmente para estrelas mais frias. Figura reproduzida de Mann et al. (2015).

A complexidade apresentada pelos espectros das estrelas anãs-M acarreta em certa dificuldade e imprecisão na obtenção de seus parâmetros estelares; a determinação das metalicidades neste tipo de estrelas não é a exceção. Uma possibilidade neste sentido é estudá-las de forma indireta através de sistemas binários formados por estrelas primárias mais quentes (de tipos espectrais F, G ou K) com uma companheira anã-M secundária. Partindo da premissa que tais sistemas devem compartilhar a mesma metalicidade e composição química, a ideia consiste em caracterizar as estrelas quentes, uma vez que a metodologia utilizada para estudar a composição química e metalicidades de estrelas de tipo FGK já é bem estabelecida na literatura, e construir calibrações fotométricas dos sistemas binários de forma que as metalicidades das anãs-M possam ser estimadas a partir de suas cores.

Bonfils et al. (2005) foram pioneiros neste tipo de estudo ao determinar a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ de 20 estrelas anãs-M componentes secundárias de sistemas binários, utilizando espectros óticos em alta resolução da estrela primária. Os autores descrevem as metalicidades das anãs-M em função das cores e magnitudes ($V - K_s - M_{K_s}$), de forma que a $[\text{Fe}/\text{H}]$ possa ser estimada por fotometria.

Da forma similar, Johnson & Apps (2009) derivaram uma nova relação de metalicidade em função da cor e magnitude ($V - K_s - M_{K_s}$) para as anãs-M em sistemas binários e advertiram que a correlação obtida por Bonfils et al. sobrestima os valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ em 0.32 dex. Ao aplicar sua nova calibração a estrelas anãs-M com planetas massivos detectados, Johnson & Apps observaram que estas apresentavam uma maior metalicidade. Tal tendência já tinha sido reportada por Bonfils et al. (2005).

Mais recentemente, [Schlaufman & Laughlin \(2010\)](#) selecionaram 13 estrelas da amostra de [Bonfils et al. \(2005\)](#) e outras seis estrelas ricas em metais estudadas por [Johnson & Apps \(2009\)](#), com o intuito de abranger um intervalo razoável em metalicidade. Os autores derivaram uma nova calibração em função da cor e magnitude ($V - K_s - M_{K_s}$) e concluíram que os trabalhos de [Bonfils et al.](#) e de [Johnson & Apps](#) sobrestimam e subestimam, respectivamente, as metalicidades referidas às estrelas ricas e pobres em metais.

[Neves et al. \(2012\)](#) utilizaram 23 pares binários formados por uma componente primária do tipo FGK e uma componente secundária anã-M, para realizar um estudo comparativo das escalas fotométricas de metalicidades das anãs-M. Assim sendo, [Neves et al.](#) determinaram as metalicidades das componentes quentes usando espectros FEROS, CORALIE e SOPHIE em alta resolução ($R \sim 50,000$), e calibrações fotométricas para derivar as metalicidades das anãs-M. Os autores concluem que, de todas as escalas de metalicidades antes descritas, a calibração de [Schlaufman & Laughlin \(2010\)](#) é a que apresenta menor dispersão das diferenças entre as $[Fe/H]$ espectroscópicas das primárias e as $[Fe/H]$ obtidas de cada uma das calibrações para as componentes anãs-M. Embora seja possível obter uma estimativa razoável para as metalicidades utilizando as calibrações fotométricas dos estudos descritos, é impossível obter a composição química estelar com a mesma precisão que com os estudos espectroscópicos.

5.1.3 Alguns Resultados Espectroscópicos da Literatura

A Figura 43 mostra a distribuição espectral de energia, do ótico ao infravermelho médio, para quatro diferentes tipos de estrelas: uma estrela F2V (azul), o Sol (preto), uma estrela do tipo K2V (laranja) e uma anã-M3 (vermelho). Devido a sua baixa temperatura efetiva, o pico da intensidade luminosa das estrelas anãs-M é deslocado para o vermelho, tornando-as os alvos ideais para serem analisadas no infravermelho (IR) próximo ($\lambda \sim 1 - 1.5\mu\text{m}$). Nesta região é possível obter as abundâncias detalhadas dos elementos das anãs-M, comparáveis com as das estrelas FGK, pois a intensidade e a densidade das moléculas de absorção caem neste regime espectral em relação aos comprimentos de onda óticos, especialmente para as anãs-M mais quentes.

[Woolf & Wallerstein \(2005\)](#) foram um dos primeiros a analisar linhas atômicas bem definidas e livres de moléculas nas regiões mais ao vermelho do espectro ótico, entre 8,000-9,000Å. Os autores usaram espectros *echelle* obtidos com o telescópio APO (Apache Point Observatory) para determinar as abundâncias de Fe e Ti de 35 estrelas anãs-M, usando o método de larguras equivalentes, triplicando a estatística, disponível na época, sobre essa classe espectral. [Bean et al. \(2006\)](#) e [Chavez & Lambert \(2009\)](#) utilizaram o espectrógrafo *2dcoudé* ($R \sim 50,000$) no McDonald Observatory e a técnica de síntese espectral para derivar a metalicidade de cinco anãs-M constituintes de sistemas binários visuais; e analisar o comportamento das abundâncias de Ti de onze anãs-M localizadas em diferentes regiões da Via Láctea (disco fino e espesso e halo), respectivamente.

Anos depois, [Önehag et al. \(2012\)](#) utilizaram espectros CRIRES de alta-resolução ($R \sim 50,000$) na banda- J do infravermelho próximo ($\sim 1.2\mu\text{m}$) para analisar oito anãs-M isoladas e três estrelas M em sistemas binários visuais. Os autores utilizaram as linhas de Fe I, a técnica de síntese espectral e os modelos de atmosfera MARCS para derivar a escala de metalicidades das estrelas isoladas, usando a metalicidade dos pares binários como calibração. A análise no infravermelho

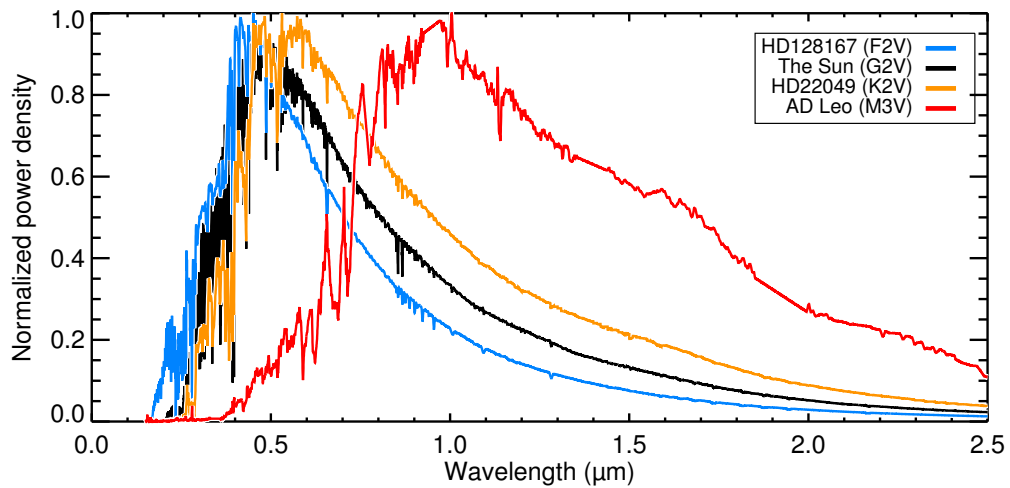


Figura 43 – Distribuições espectrais de energia do ótico ao infravermelho médio para uma estrela F2V (azul), o Sol (preto), uma estrela do tipo K2V (laranja) e uma anã-M3 (vermelho). Figura reproduzida de [Shields et al. \(2016\)](#).

demonstrou ser confiável na caracterização de estrelas anãs frias. Similarmente, [Lindgren et al. \(2016\)](#) determinaram as metalicidades de uma amostra de quatro anãs-M componentes de sistemas binários também observadas com o CRIRES encontrando que, as metalicidades obtidas com as calibrações fotométricas concordam apenas parcialmente com os resultados obtidos a partir da espectroscopia de alta resolução.

Por outro lado, [Rojas-Ayala et al. \(2010, 2012\)](#) desenvolveram uma técnica para o cálculo de $[M/H]$ e $[Fe/H]$ das anãs-M, a partir de espectros de baixa-resolução ($R \sim 2,000$) na banda- K ($\sim 2.2\mu\text{m}$). O método deriva as metalicidades através de índices espectroscópicos baseados nas larguras equivalentes, apenas, das linhas de Na I (2.206 e $2.209\mu\text{m}$) e Ca I (2.261 , 2.263 e $2.265\mu\text{m}$). O baixo custo no tempo observacional para se obter espectros de baixa resolução fez da técnica um sucesso, tendo sido amplamente utilizada e aprimorada por diversos outros autores (por exemplo, [Terrien et al., 2012, 2015](#); [Newton et al., 2014, 2015](#); [Mann et al., 2013a,b, 2015](#)). Entretanto, este mesmo fator favorável torna imprecisa a técnica, sobretudo nas estrelas frias que contêm inúmeras bandas moleculares. [Veyette et al. \(2016\)](#) tentaram quantificar as incertezas associadas à técnica de [Rojas-Ayala et al.](#). Os autores encontraram que a determinação da $[Fe/H]$ dependia fortemente da razão C/O, uma vez que a opacidade das anãs-M é dominada por moléculas de H_2O e CO. As variações nas abundâncias de C e O deslocam o pseudo-contínuo do espectro fazendo com que a intensidade das linhas de Na I e Ca I, ou de qualquer outra linha espectral, se modifique sem relação direta com as abundâncias de Na ou Ca. [Veyette et al.](#) concluem que a metalicidade derivada a partir destes índices espectroscópicos apresentam incertezas de até uma ordem de magnitude.

O trabalho pioneiro de [Souto et al. \(2017\)](#) demonstrou que as anãs-M podem ser analisadas em detalhe utilizando os espectros no infravermelho do *SDSS-IV–Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment* (APOGEE, [Majewski et al., 2016](#)), cujas principais características serão descritas na seguinte seção. Os autores não somente computaram as abundâncias químicas de 13 elementos —C, O, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn e Fe— usando o método de síntese espectral,

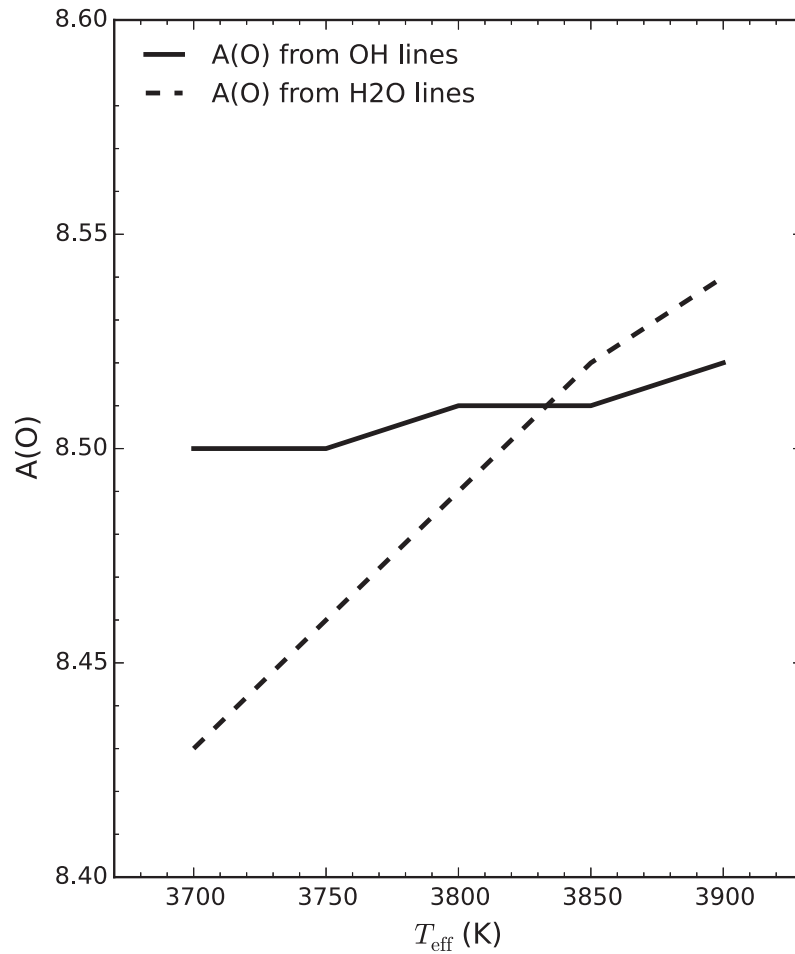


Figura 44 – Metodologia criada por [Souto et al. \(2017\)](#) para a determinação da temperatura efetiva espectroscópica das anãs-M observadas pelo APOGEE. O diagrama $A(O) - T_{eff}$ é construído a partir das linhas de OH (linha sólida) e H_2O (linha tracejada), indicadores da abundância de oxigênio. Figura reproduzida de [Souto et al. \(2017\)](#).

mas determinaram o $\log g$ espectroscopicamente para as estrelas da amostra a partir das linhas de Fe I e FeH, e desenvolveram uma técnica para derivar a temperatura efetiva de forma espectroscópica ao verificar que, as linhas espectrais de H_2O são muito mais sensíveis à variação da T_{eff} do que as linhas de OH. Baseados nos fatos de que ambas as moléculas H_2O e OH são indicadores da abundância de oxigênio, e de que a sensibilidade da molécula de H_2O é linear com a T_{eff} , haverá uma abundância de oxigênio comum, derivada para as linhas de H_2O e OH, de forma que a temperatura efetiva corresponderá à interseção das abundâncias em função da temperatura (Figura 44).

5.2 O Levantamento APOGEE

O projeto APOGEE com os seus levantamentos *APOGEE-1* do SDSS-III (2011-2014) e *APOGEE-2* do SDSS-IV (2014-presente), mapeiam química e dinamicamente mais de 500,000 estrelas da Via Láctea através da espectroscopia no infravermelho, capaz de penetrar em regiões obscurecidas pela poeira interestelar. A Figura 45 mostra a localização Galáctica dos campos estelares observados pelo *APOGEE-1* e *APOGEE-2* em ambos os hemisférios, indicando em pontos azuis os campos já observados pelo *APOGEE-1*, aqueles que estão sendo observados atualmente pelo *APOGEE-2*

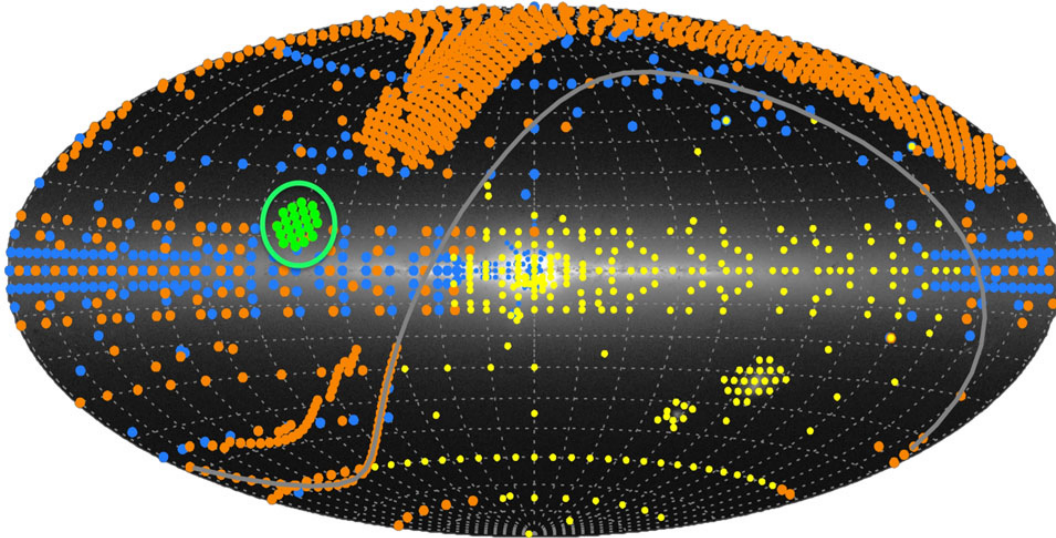


Figura 45 – Os campos de observação do SDSS-III *APOGEE-1* e SDSS-IV *APOGEE-2* nos hemisférios norte e sul. Os pontos azuis representam os campos observados durante o SDSS-III *APOGEE-1*, os pontos laranja indicam os campos que estão sendo e serão observados com o *APOGEE-2* Norte, os pontos amarelos representam os campos de observação com o *APOGEE-2* Sul e em verde mostramos o campo da missão *Kepler*. Figura obtida de <http://www.sdss.org/surveys/apogee-2/>.

são representados em pontos laranja (Norte) e amarelos (Sul), em comparação com o campo de observação da missão *Kepler* (em verde). É importante ressaltar que cada ponto da Figura 45 representa um campo de observação.

Cada campo de observação mostrado na Figura 45 é mapeado pelo espectrógrafo APOGEE, que consiste em uma placa com 300 fibras (ver Figura 46) que possibilita a observação multi-objeto, ou seja, a obtenção de espectros simultâneos para 300 estrelas. O instrumento tem uma resolução $R = \lambda/\delta\lambda \sim 22,500$ e é composto por três detectores (azul, verde e vermelho) dispostos ao longo do intervalo de comprimento de onda da banda-*H* entre 1.51 - 1.69 μm , (Gunn et al. 2006; Wilson et al. 2010), região considerada de interesse para a determinação das abundâncias de OH, C, O, Na I, Mg I, Si I, Ti I, Cr I, Fe I (Smith et al., 2013). Além disso, o infravermelho favorece a observação de regiões com alto avermelhamento pois justamente a extinção na banda-*H* é $6\times$ menor do que no óptico ($A_H = A_V/6$); o limite fotométrico atingido pelo APOGEE de $H \sim 7-14$ permite estudar as estrelas mais frias da Galáxia.

Aproximadamente, 91% das estrelas observadas pelo APOGEE são gigantes vermelhas, e o restante sendo estrelas de tipo espectral M da sequência principal, na sua maioria estrelas do campo e próximas. APOGEE também observou vários campos de aglomerados abertos (assim como globulares) que são usados como calibradores pelo levantamento, devido ao fato que aglomerados abertos e globulares são vastamente estudados na literatura.

5.2.1 Análise Automática dos Espectros APOGEE

Para tratar a grande quantidade de dados obtidos pelo projeto APOGEE foi construído um *pipeline* automático capaz de analisar todas as estrelas observadas. O processo de redução do

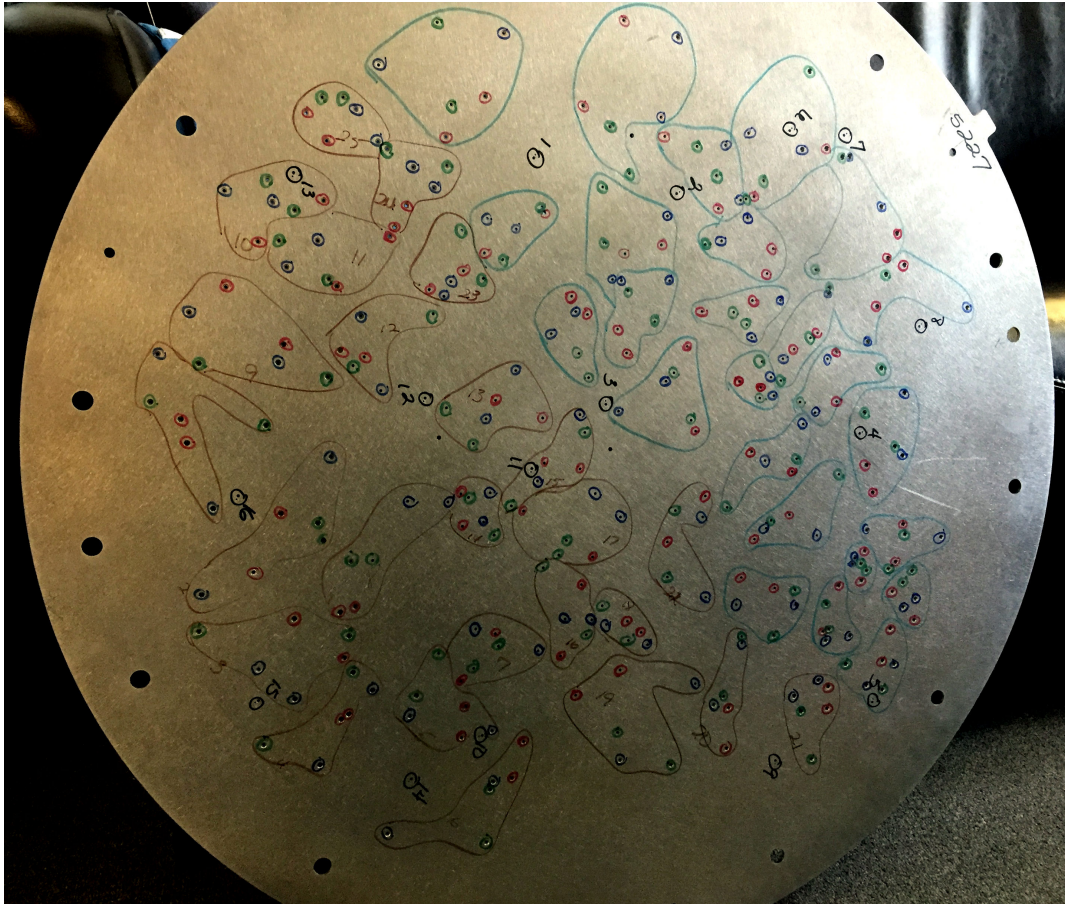


Figura 46 – Exemplo de uma placa de observação do APOGEE centrada no campo da missão *Kepler*. As cores representam as intensidades luminosas das estrelas selecionadas em cada fibra: brilhante (vermelho), normal (verde) e fraca (azul). Crédito da figura: Sten Hasselquist (NMSU).

pipeline (explicado em detalhe em [Nidever et al. 2015](#)), inclui:

- correção por *dark field* e *flat field*
- remoção de raios cósmicos e pixels saturados
- transformação da imagem em espectro unidimensional
- calibração em fluxo e comprimento de onda
- subtração de linhas telúricas e do céu

Uma vez reduzidos, os espectros são modelados para determinar os parâmetros estelares e as abundâncias dos diferentes elementos químicos. Para isso, utiliza-se a técnica de síntese espectral, que gera um espectro sintético que será ajustado às observações. O método de síntese espectral é o mais adequado de se aplicar nos espectros de estrelas frias e com alta presença de moléculas.

De forma similar ao método de larguras equivalentes, discutido no Capítulo 2, a técnica de síntese espectral também requer de uma série de dados de entrada, tais como modelos de atmosferas estelares, lista de linhas atômicas e moleculares, para a caracterização estelar. A determinação

dos parâmetros e a análise da abundância dos espectros APOGEE são baseados no código de síntese espectral ETL *TurboSpectrum* (Alvarez & Plez, 1998; Plez, 2012), nos modelos de atmosfera plano-paralelas MARCS (Gustafsson et al., 2008) e em uma lista de linhas contendo mais de 130,000 transições atômicas e moleculares, com $\log gf$ solares (e baseados na estrela padrão Arcturus) obtidos, que ao combiná-los geram uma biblioteca de mais de um milhão de modelos sintéticos de atmosferas (Mészáros et al., 2012), especificamente desenvolvidos para descrever as atmosferas de estrelas frias convectivas como nas anãs-M e gigantes vermelhas.

O ajuste dos parâmetros estelares e das abundâncias dos diferentes elementos químicos, é feito através do código *APOGEE Stellar Parameters and Chemical Abundances Pipeline* (ASPCAP; García Pérez et al., 2016), que utiliza a biblioteca de espectros sintéticos e minimiza o ajuste, entre os dados gerados e os observados, com o método de χ^2 mediante o código FERRE (Allende Prieto et al., 2006, 2014).

A Figura 47 mostra um exemplo do espectro APOGEE, correspondente à estrela M *Kepler*-138 (M0.5V) juntamente com a identificação das linhas dos diferentes elementos químicos ao longo do intervalo de comprimento de onda abrangido pelo espectrógrafo.

5.2.2 Sinergia APOGEE e *Kepler*

A missão *Kepler* tem uma sinergia muito importante com o levantamento APOGEE pois os resultados astrossísmicos obtidos pelo *Kepler* para as gigantes vermelhas, tem sido fundamentais para a calibração e obtenção precisa dos valores de gravidade superficial e idades estelares derivados com o ASPCAP.

Embora o projeto APOGEE tenha como alvo principal o estudo de estrelas gigantes vermelhas, também tem observado um grande número de estrelas anãs-M, tanto através de projetos auxiliares ou, simplesmente, com o objetivo de complementar as fibras disponíveis em cada placa de observação. Em particular, o projeto auxiliar de Smith et al. (2017) permitiu observar estrelas anãs de tipo-M com planetas detectados pela missão *Kepler*, fornecendo assim novos conhecimentos sobre a formação e arquitetura dos sistemas planetários ao redor de estrelas de baixa massa.

A missão original do *Kepler*, idealizada principalmente para identificar trânsitos de exoplanetas e determinar a frequência de planetas terrestres em torno de estrelas de baixa massa, produziu múltiplas curvas de luz para mais de 100,000 estrelas de baixa massa, com alta qualidade e longa duração que permitiram confirmar centenas de exoplanetas (Batalha, 2014) e identificar milhares de candidatos (Rowe et al., 2015).

O campo original do *Kepler* não incluiu nem regiões de formação estelar nem aglomerados abertos jovens com idades menores que um bilhão de anos. Nesse sentido, K2, a missão estendida do *Kepler* (Howell et al., 2014), representou uma oportunidade inesperada para observar outros locais na Galáxia e ampliar os objetivos científicos da missão *Kepler*. Os campos do K2 foram especificamente selecionados para fornecer curvas de luz de estrelas da pré-sequência principal das associações de Upper Scorpius e Taurus, assim como de estrelas membros de vários aglomerados abertos próximos, tais como, Plêiades, M35, Híades, Praesepe. Os novos dados fornecidos por essas curvas de luz foram cruciais para a compreensão da formação e evolução das estrelas de baixa massa e, em particular, o

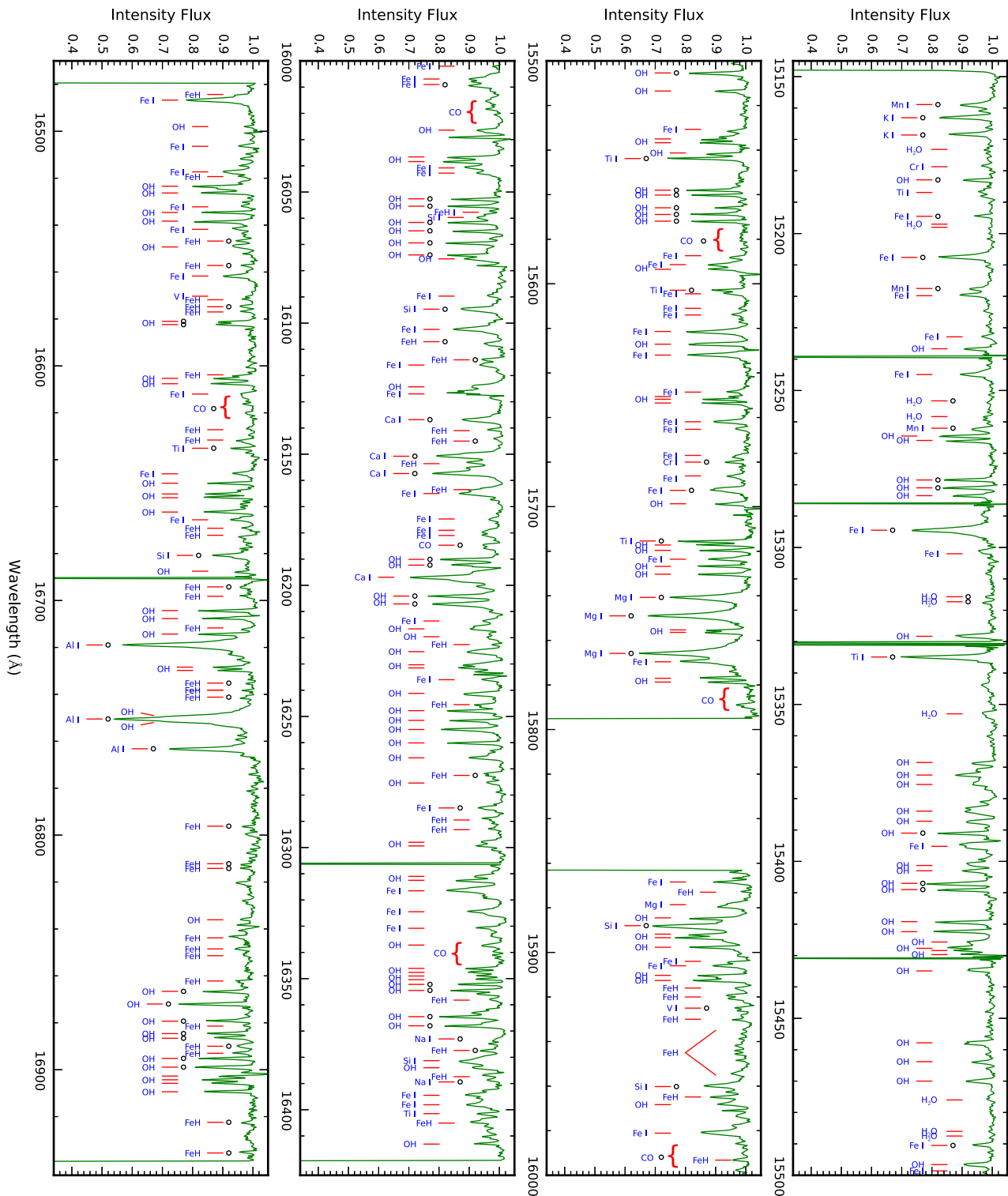


Figura 47 – Identificação de linhas no espectro APOGEE da estrela *Kepler-138* ao longo do intervalo espectral abrangido pelo espectrógrafo. Figura retirada de [Souto et al. \(2017\)](#).

estudo da rotação e dos fenômenos relacionados.

5.3 Aglomerado Aberto das Plêiades: Um Laboratório Estelar Perto de Casa

5.3.1 Revisão das Características Principais do Aglomerado

O aglomerado aberto das Plêiades é um dos aglomerados mais próximos de nós e está composto por mais de 1,200 membros confirmados (Sarro et al., 2014; Bouy et al., 2015), embora sua luminosidade esteja dominada por estrelas brilhantes e jovens tanto que, dependendo das condições de observação locais, é possível observá-lo a olho nú (Figura 48). A proximidade e juventude de suas estrelas fazem das Plêiades um laboratório muito importante para várias áreas da Astronomia abrangendo desde estudos de modelos de evolução estelar e momento angular até estudos de atividade estelar. Além disso, as Plêiades representam o primeiro componente da escala de distâncias cósmicas, a partir da qual se calibram todas as distâncias do Universo.

O aglomerado das Plêiades está localizado na constelação de Taurus, a uma distância de 136.2 ± 5.0 parsecs, de acordo com as paralaxes medidas pelo *Gaia* DR2 (Abramson, 2018), em uma região de baixo avermelhamento $E(B - V) = 0.03 - 0.04$ (Stauffer & Hartmann, 1987; An et al., 2007). Os estudos sugerem que as estrelas das Plêiades, formadas juntas há cerca de 125 milhões de anos (Stauffer et al., 1998), possuem uma metalicidade quase solar: 0.02 ± 0.14 dex (Funayama et al., 2008), $0.03_{-0.05}^{+0.02}$ dex (Soderblom et al., 2009), 0.01 ± 0.02 dex (Schuler et al., 2010).

As Plêiades, amplamente estudadas por décadas (por exemplo, Trumpler, 1921; Hertzsprung, 1947; Johnson & Mitchell, 1958), continuam sendo objeto de interesse ainda na atualidade. Mais de 1,000 candidatos a membros do aglomerado foram incluídos na Campanha 4 da missão K2, atingindo estrelas com massas de até $0.09M_{\odot}$ e magnitudes de $K_s \sim 14.5$, ou $K_p \sim 18$. A Figura 49 apresenta o campo das Plêiades observado pelo K2, centrado aproximadamente em Alcyone, uma das estrelas mais brilhantes do aglomerado. Rebull et al. (2016) e Stauffer et al. (2016) analisaram as curvas de luz obtidas pelo K2 de 759 estrelas membros das Plêiades com o intuito de compreender a evolução do momento angular das estrelas de baixa massa que recentemente alcançaram a sequência principal. O catálogo de anãs-M membros do aglomerado de Rebull et al. (2016) será utilizado neste trabalho (Seção 5.5).

Além da missão K2, existem dois levantamentos fotométricos dedicados ao estudo dos períodos de rotação das Plêiades: o do Hartman et al. (2010) que usaram a *Hungarian Automated Telescope Network* (HATNet) para obter os períodos de rotação de quase 400 estrelas membros até $M \sim 0.4M_{\odot}$; e, mais recentemente, o do Covey et al. (2016) que utilizaram *Palomar Transient Facility* (PTF) para expandir os períodos conhecidos para estrelas de até $M \sim 0.18M_{\odot}$, esses levantamentos apresentam certos vieses para períodos menores que um dia que foram superados nos trabalhos de Rebull et al. e Stauffer et al., quem aproveitando a precisão, a sensibilidade e a cobertura contínua no tempo da missão espacial K2, conseguiram medir, pela primeira vez, os períodos orbitais para estrelas de massa ainda mais baixa e com amplitudes menores que em estudos prévios.

Assim foi que os autores demonstraram a existência de diferentes sequências de rotação para as estrelas membros das Plêiades (Figura 50). Em particular, a sequência de estrelas rodando lentamente foi definida como aquela abrangendo os tipos espectrais de F5 até os K tardios (K8) com

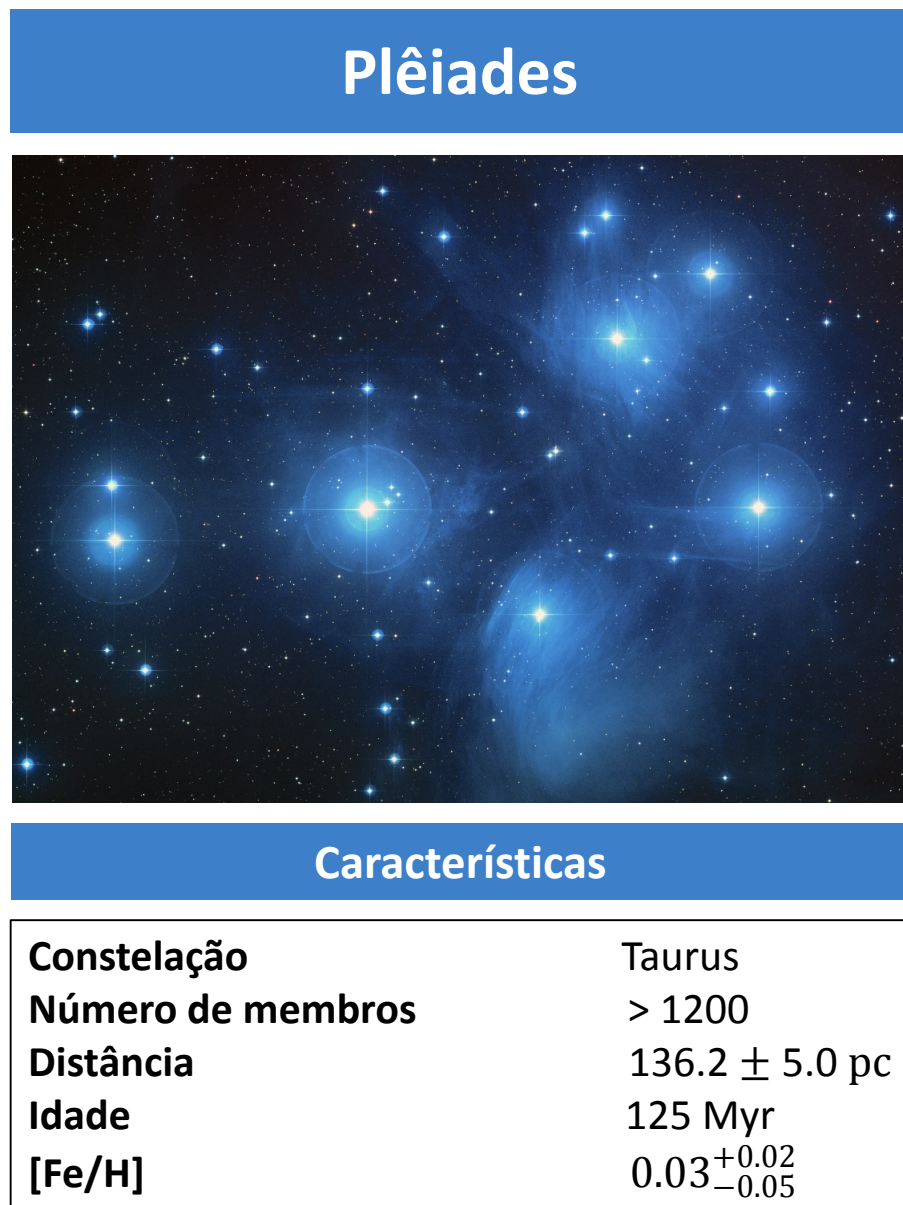


Figura 48 – Ficha técnica do aglomerado aberto das Plêiades.

média do período orbital aumentando desde 2 até 11 dias, respectivamente, e um claro ponto de inflexão em $(V - K_s)_0 \sim 2.6$. O limite do extremo mais frio dessa sequência (K8) é considerado um indicador da idade do aglomerado e da região de transição entre os tipos espectrais K e M.

Vários estudos (ver por exemplo, [Stauffer et al., 2003](#); [Bell et al., 2012](#); [Kamai et al., 2014](#); [Covey et al., 2016](#)) sugerem que as correlações entre a distribuição dos períodos de rotação das estrelas membros das Plêiades e as suas cores, constituem uma evidência da presença de atividade magnética nas superfícies das estrelas de baixa massa, que induzem diferenças na temperatura e portanto, nas cores, fazendo com que tanto as estrelas do tipo K, quanto as anãs-M, sejam deslocadas por cima da sequência principal no diagrama $V-(V-K)$ ou L_\star vs. $T_{ef\star}$ (ver Figura 51).

Em particular, quanto mais rápida a rotação estelar, maior a força e a complexidade do campo magnético ([Kamai et al., 2014](#)). Como apontado por [Stauffer et al. \(2016\)](#), os dados

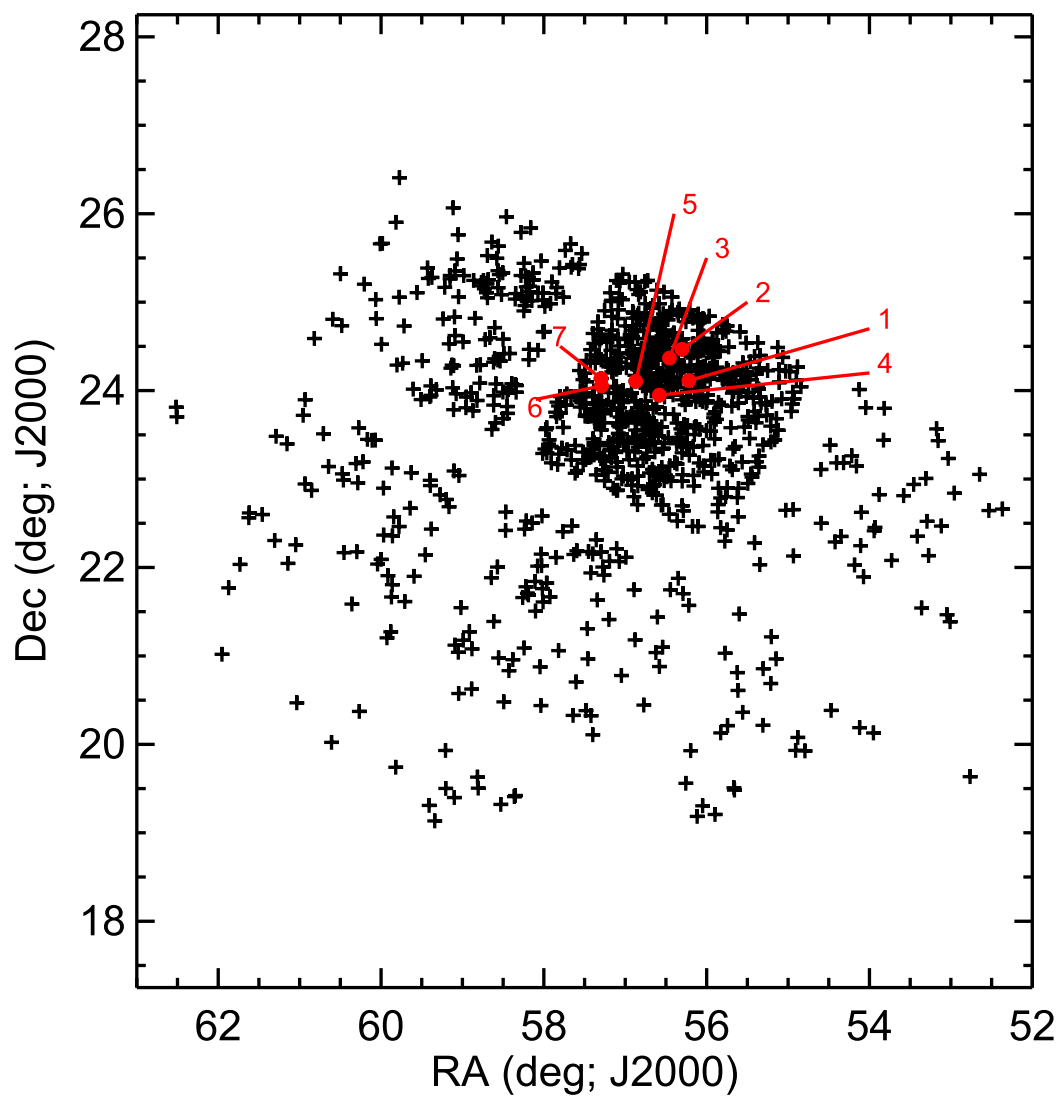


Figura 49 – Campo observado pelo K2 para a medição das curvas de luz de 1,020 membros das Plêiades. Em números vermelho destacam-se as estrelas mais brilhantes do aglomerado: 1-Electra=HII468; 2-Taygeta=HII563; 3-Maia=HII785; 4-Merope=HII980; 5-Alcyone=HII1432; 6-Atlas=HII2168; 7-Pleione=HII2181. Figura retirada de [Rebull et al. \(2016\)](#).

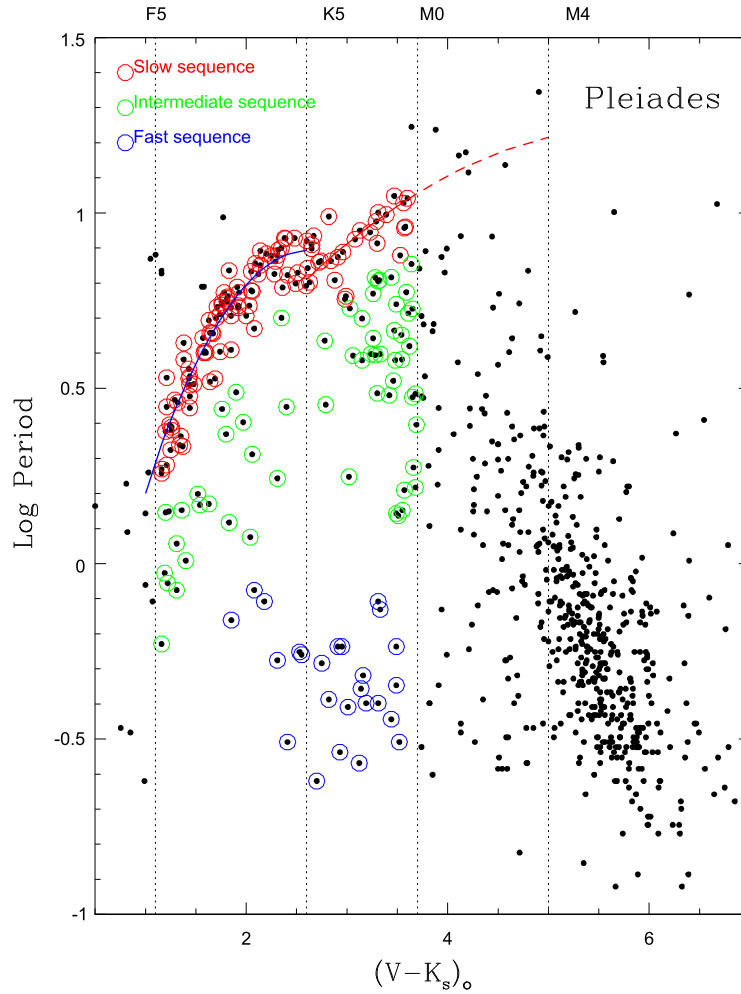


Figura 50 – Períodos de rotação dos prováveis membros das Plêiades em função de suas cores $(V - K_s)_0$. Os círculos coloridos em vermelho, verde e azul denotam, respectivamente, estrelas com taxas de rotação lenta, intermediária e rápida contidas no intervalo $1.1 < (V - K_s)_0 < 3.7$. Figura retirada de [Stauffer et al. \(2016\)](#).

parecem sugerir a existência de uma transição brusca na topologia dos campos magnéticos ao redor do tipo espectral M4 (ou $(V - K_s)_0 = 5$), próximo ao limite de massa no qual as anãs-M tornam-se completamente convectivas ($M_\star \sim 0.35M_\odot$). Assim sendo, as anãs-M mais frias do que M4 apresentariam campos majoritariamente axi-simétricos, poloidais e pouca rotação diferencial; contrariamente, as anãs-M acima desse limite espectral seriam dominadas por campos toroidais intensos e alta rotação diferencial mas, campos poloidais fracos. Para corroborar isto, [Stauffer et al.](#) analisaram as características morfológicas das curvas de luz das anãs-M, à procura daquelas estrelas cujos periodogramas apresentavam dois ou mais picos (círculos verdes da Figura 52); características que podem ser explicadas pela presença de grupos de manchas localizados em hemisférios opostos na superfície estelar. Efetivamente, a Figura mostra que há uma transição bem definida na distribuição de períodos das anãs-M quentes e intermediárias com aquelas mais frias, ocorrendo exatamente no ponto em que se espera a mudança na topologia dos campos magnéticos.

Seguindo a mesma linha, [Fang et al. \(2016\)](#) estimaram as coberturas das manchas para 304 membros das Plêiades modelando as intensidades das bandas moleculares de TiO2n e TiO5n.

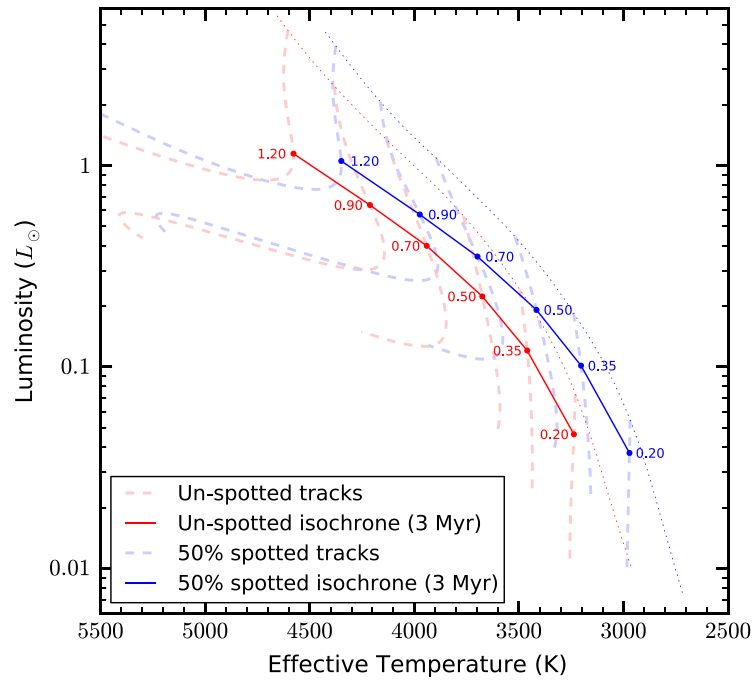


Figura 51 – Exemplo do impacto das manchas estelares no diagrama HR . Trajetórias evolutivas e isócronas de 3 milhões de anos com (azul) e sem (vermelho) manchas. As manchas deslocam as estrelas para o extremo direito do diagrama, fazendo com que sejam mais frias e menos luminosas. Figura retirada de [Somers & Pinsonneault \(2015\)](#).

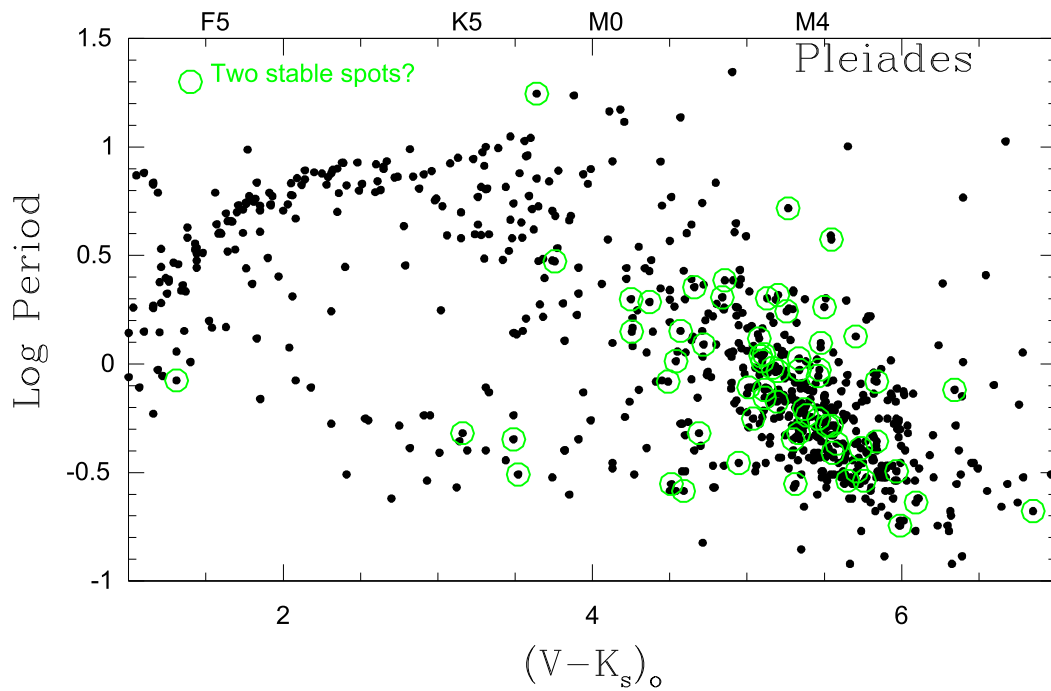


Figura 52 – Diagrama de cor e rotação das Plêiades. Os círculos verdes indicam as anãs M com dois ou mais picos nas suas curvas de luz, interpretados como grupos de grandes manchas localizados em hemisférios opostos da superfície das estrelas. Figura retirada de [Stauffer et al. \(2016\)](#).

Os resultados mostram que entre 30-50% das superfícies da grande maioria dos membros de tipos K e M pareceriam estar cobertas por grandes manchas frias. Dado que as manchas geram ruído nas curvas de luz (Aigrain & Irwin, 2004) e perturbações nas curvas de velocidade radial (*jitter estelar*; Andersen & Korhonen, 2015), estas podem afetar a detecção e caracterização de exoplanetas, a modelagem precisa dos efeitos dos campos magnéticos nestas estrelas é necessária para melhor entender e distinguir este mecanismo dos possíveis candidatos a planeta.

Em um trabalho recente, Gallet et al. (2018) analisaram o espaço de parâmetros de diferentes configurações de sistemas planetários para investigar se as forças de maré poderiam reproduzir as anomalias observadas na distribuição dos período de rotação no aglomerado estelar jovem das Plêiades. Segundo estes autores, a inclusão das forças de maré nos modelos de evolução do momento angular sugere que as interações de maré entre a estrela e o planeta podem ser as causadoras dessas anomalias. No entanto, até agora só foi detectado um possível candidato a planeta ao redor da anã-M *MHO* – 9, membro de um sistema binário eclipsante, mas que precisa de observações adicionais para caracterizar melhor os seus parâmetros (Stassun et al., 2016).

5.4 Atividade Magnética Estelar

Na Seção anterior vimos que as estrelas com rotação rápida exibem cores sistematicamente mais vermelhas ($V - K_s$) do que as estrelas que rodam mais lentamente. Uma das explicações poderia ser a presença de campos magnéticos, conhecidos por influenciar significativamente uma série de quantidades fundamentais, como a massa, a taxa de rotação e a composição química das estrelas. Os campos, de natureza altamente variável (em intervalos que variam de minutos, por exemplo flares, a anos, por exemplo ciclos de atividade), provavelmente sejam o resultado da interação entre a convecção e a rotação (os chamados processos de dínamo). Uma análise cuidadosa dos perfis de linhas espectrais bem isoladas em estrelas de baixa massa pode levar à estimativa dos campos magnéticos através do desdobramento *Zeeman*, sendo o infravermelho (*IR*) geralmente mais sensível à presença dos campos magnéticos do que o ótico (Donati & Landstreet, 2009).

5.4.1 O Desdobramento *Zeeman*

No efeito *Zeeman* simples, uma linha espectral é dividida em três componentes: duas componentes σ , uma a cada lado do centro da linha sem desdobramento nenhum, ou componente π (ver exemplo em Figura 53). O deslocamento em comprimento de onda de uma determinada componente σ é dado por

$$\Delta\lambda \propto \lambda^2 g B \quad (5.1)$$

onde g é o fator de *Landé* da transição específica, B é a intensidade do campo magnético e λ corresponde ao comprimento de onda da transição. Por causa da dependência quadrática do λ na equação, as observações no infravermelho são geralmente mais sensíveis à presença de campos magnéticos do que as observações no ótico. Se o campo magnético estelar for muito forte, o desdobramento das componentes σ constituirá uma fração substancial da largura da linha, facilitando

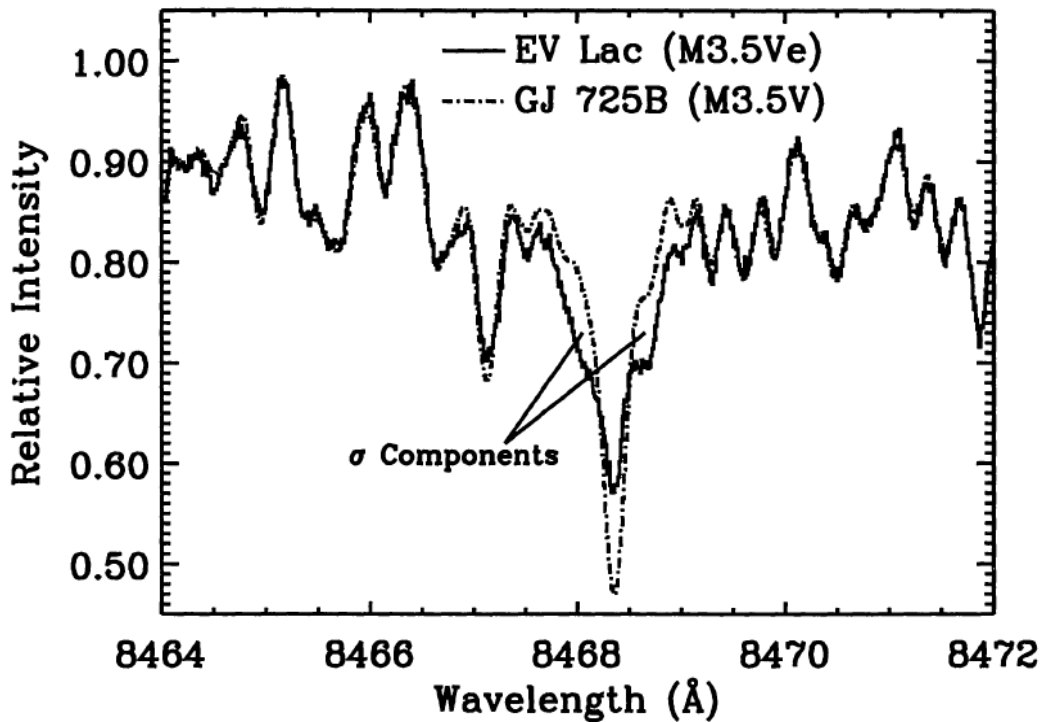


Figura 53 – Medição de campos magnéticos em anãs-M ativas. Comparação do espectro da anãs-M *EV Lac* (ativa) e *GJ 725B* (inativa) na região da linha de Fe I em 8468 Å, magneticamente ativa. As componentes σ do desdobramento *Zeeman* encontram-se indicadas. Figura retirada de [Reiners \(2012\)](#).

a detecção desses componentes a ambos os lados de uma linha magneticamente sensível ([Johns-Krull & Valenti, 2005](#)).

Nas estrelas de sequência principal, a detecção do desdobramento *Zeeman* não é fácil, pois o alargamento de interesse compete com outras fontes de alargamento das linhas espectrais, das quais a rotação é geralmente a mais importante. Uma análise cuidadosa dos perfis espectrais em estrelas de baixa massa, ajustando-os com perfis de diferentes sensibilidades magnéticas, pode levar a estimação da área do hemisfério estelar visível coberto com campos magnéticos (ou “fator de preenchimento” f) e da intensidade média do campo magnético dentro destas regiões ativas ([Donati & Landstreet, 2009](#)).

Um problema sério para a detecção do efeito *Zeeman* nas linhas espectrais atômicas das estrelas M é a presença de bandas moleculares. Nos comprimentos de onda óticos, os principais contribuintes da opacidade nas anãs-M são as bandas moleculares de TiO e VO. Assim sendo, a análise do alargamento *Zeeman* nestas bandas é difícil porque as linhas não são resolvidas individualmente. Por exemplo, a linha Fe I em 8468 Å está embebida em uma floresta de linhas de absorção molecular de TiO, o que torna a modelagem do efeito *Zeeman* nessa linha uma tarefa delicada.

Uma maneira óbvia de melhorar a sensibilidade das técnicas de medição dos campos magnéticos consiste em usar linhas espectrais em comprimentos de onda do infravermelho próximo; principalmente interessante para as estrelas de baixa massa cujos fluxos atingem o pico nessa região de comprimento de onda. Nesse sentido, a banda molecular de FeH na região do infravermelho

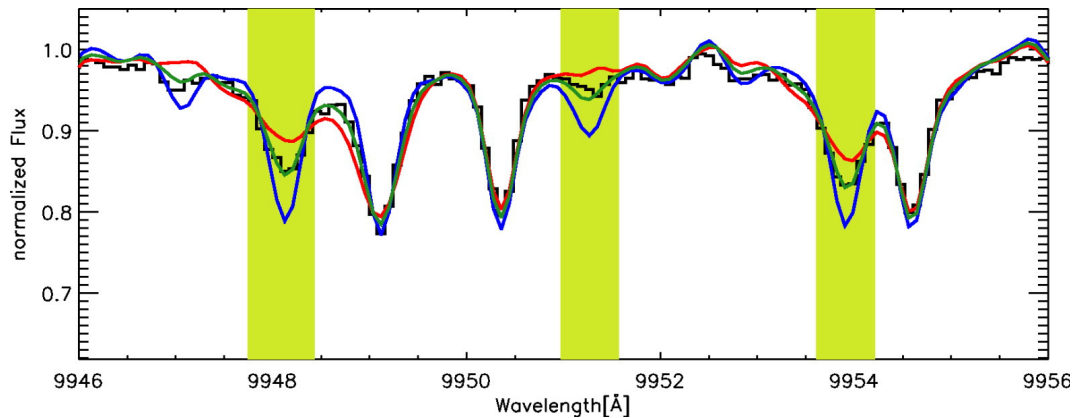


Figura 54 – Medição empírica dos campos magnéticos usando o método proposto por [Reiners & Basri \(2006\)](#) a partir das linhas de FeH demarcadas nas faixas verdes. Espectro de *GI 729* (preto), interpolado (em verde) entre a estrela ativa *EV Lac* (vermelho, $B_f = 3.9$ kG) e a inativa *GJ 1002* (azul, $B_f = 0$ kG) produzindo um campo de intensidade $B_f = 2.2$ kG. Figura retirada de [Reiners \(2012\)](#).

próximo demonstrou ser extremamente útil na análise dos campos magnéticos em estrelas M ([Wallace et al., 2000](#); [Valenti et al., 2001](#)). [Reiners & Basri \(2006\)](#) desenvolveram uma técnica semi-empírica para determinar os campos magnéticos das anãs-M comparando os espectros de *FeH* das estrelas aos espectros de duas estrelas de referência; uma sem campo magnético (*GI 729*, $B_f = 0$ kG) e outra com um campo magnético intenso e conhecido (*EV Lac*, $B_f = 3.9$ kG) (Figura 54). Este método necessita de uma estrela magnética conhecida para calibrar a amplitude do desdobramento *Zeeman*. A intensidade de campo da estrela alvo é então estimada através da interpolação entre os espectros de referência. Embora bastante rudimentar, o método fornece uma interessante opção de primeira ordem para decodificar a informação magnética contida nas linhas de *FeH* das estrelas de baixa massa.

A primeira detecção do desdobramento *Zeeman* em uma estrela do tipo M, foi apresentada por [Saar & Linsky \(1985\)](#). Essa descoberta significou também a primeira detecção de um campo magnético na fotosfera de uma estrela fria. Os autores analisaram o espectro de alta resolução ($R \sim 45,000$) da anã-M *AD Leo* na região das linhas de Ti I em $2.22 \mu\text{m}$, medindo uma intensidade média de campo magnético de $B_f = 2800$ G. Em um trabalho posterior e com dados similares, [Saar \(1994\)](#) apresentou a análise das estrelas do tipo M *AU Mic* e *EV Lac*.

O trabalho de [Johns-Krull & Valenti \(1996\)](#) mostrou que a linha de Fe I em 8468 \AA seria importante no estudo dos campos magnéticos: duas (*V Lac* e *GI 729*) das sete estrelas que compunham a amostra apresentavam campos magnéticos substanciais. Alguns anos depois, uma análise mais detalhada dessas duas e de *AD Leo* e *YZ Cmi* foi apresentada em [Johns-Krull & Valenti \(2000\)](#), que detectaram valores médios para os campos magnéticos significativamente mais altos, em comparação com o seu trabalho anterior ([Johns-Krull & Valenti, 1996](#)). Os resultados obtidos a partir da linha de Fe I em 8468 \AA foram 10-20% comparáveis com os valores da linha de FeH em $2.22 \mu\text{m}$.

Na Seção 5.5.4 apresentaremos evidência do efeito *Zeeman* nos espectros APOGEE das estrelas M da nossa amostra.

5.5 Determinação de Metalicidades das Estrelas M das Plêiades a partir de Espectros APOGEE

A necessidade de compreender a formação, composição química e evolução da classe de estrelas mais numerosas da Galáxia e potenciais hospedeiras de planetas do tipo Terra, nos motivou a estudar as estrelas anãs-M como parte deste trabalho de tese. A análise de estrelas anãs-M a partir dos espectros APOGEE, que foi apresentada por [Souto et al. \(2017\)](#) e discutida na Seção 5.1.3, é completamente nova na literatura, de forma que os resultados obtidos devem ainda ser verificados e validados. As escalas de temperatura efetiva, gravidade superficial e metalicidades podem ser verificadas, por exemplo, através do estudo de estrelas anãs-M que estejam em sistemas binários ou que pertençam a um aglomerado estelar bem estudado. Partindo do princípio que estrelas formadas a partir da mesma nuvem molecular possuem a mesma composição química, pode-se esperar que estrelas em sistemas binários ou em aglomerados possuam composição química semelhante entre si.

Assim sendo, este trabalho consistiu em selecionar uma amostra de anãs-M jovens, membros do amplamente estudado aglomerado aberto das Plêiades e com medidas de trânsitos detectadas pela missão estendida do *Kepler*, e que tivessem sido observadas com o espectrógrafo APOGEE a fim de derivar as metalicidades estelares. Como primeiro passo para o futuro cálculo da química detalhada das estrelas (que será realizado futuramente), nós determinamos nesta Tese a escala de metalicidades da amostra escolhida.

5.5.1 Alvos Selecionados

Com base no artigo de [Rebull et al. \(2016\)](#), selecionamos uma amostra de 34 anãs-M jovens com trânsitos medidos pelo *K2*, 31 delas sendo membros confirmados do aglomerado aberto das Plêiades e as restantes classificadas como possíveis membros. Todas elas apresentam curvas fotométricas medidas pela missão *K2*, e espectros na banda-*H* do infravermelho próximo observadas pelo APOGEE. Tanto a redução dos espectros APOGEE quanto a determinação das velocidades radiais são realizadas através de um *pipeline* de redução de dados detalhado em [Nidever et al. \(2015\)](#) e discutido na Seção 5.2. Cada um dos espectros das nossas estrelas foi combinado a partir de múltiplas visitas, tipicamente três, resultando em espectros com alta razão sinal/ruído ($S/N > 100$).

A Tabela 6 apresenta as principais características das estrelas M membros das Plêiades selecionadas neste estudo. Os dados de magnitude V , J , H , K_s , e r foram coletados do *SIMBAD*¹ e correspondem a [Hambly et al. \(1993\)](#); [Mészáros et al. \(2013\)](#); [Kamai et al. \(2014\)](#); [Chelli et al. \(2016\)](#); [Barrado et al. \(2016\)](#); [Rebull et al. \(2016\)](#); [Galli et al. \(2017\)](#) e [Lanzafame et al. \(2017\)](#), enquanto que os períodos de rotação estelar (P_{rot}) e a velocidade projetada de rotação $v \sin(i)$ foram obtidos do catálogo de [Rebull et al. \(2016\)](#), assim como a pertinência das estrelas ao aglomerado.

¹ Base de dados astronômicos: <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>

Tabela 6 – Principais características das estrelas M membros das Plêiades selecionadas neste estudo

<i>EPIC</i>	<i>V</i>	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K_s</i>	<i>r</i>	<i>P_{rot}</i>	<i>v sin(i)</i>	Membro
211049396	14.58	11.69	11.04	10.87	13.88	11.01	...	confirmado
211030680	14.00	11.15	10.39	10.25	13.46	7.15	...	candidato
211046046	14.73	11.74	11.03	10.84	14.07	7.78	...	confirmado
211038660	15.80	12.21	11.51	11.31	15.15	3.01	...	confirmado
211139723	15.46	11.96	11.33	11.09	14.80	1.63	...	confirmado
211030439	14.52	11.57	10.87	10.73	13.87	3.05	10.00	confirmado
211039634	16.12	12.38	11.71	11.47	15.51	1.03	...	confirmado
211100748	15.43	11.83	11.20	10.95	14.89	1.93	13.00	candidato
211095292	16.22	12.41	11.72	11.50	15.60	4.00	7.00	confirmado
211062705	14.84	11.39	10.76	10.51	14.24	2.47	13.00	confirmado
211091381	14.30	11.51	10.82	10.65	13.80	4.49	10.00	confirmado
211090224	16.07	12.39	11.71	11.45	15.42	5.88	...	confirmado
211033726	14.10	11.53	10.87	10.69	13.64	8.19	5.00	confirmado
211056297	14.44	11.28	10.73	10.45	13.89	17.28	...	confirmado
211117626	15.28	11.93	11.21	11.04	14.68	1.25	16.00	confirmado
211106969	15.20	11.47	10.85	10.59	14.56	1.98	15.00	confirmado
211107734	16.51	12.56	11.91	11.69	15.81	5.52	...	confirmado
211071504	14.21	11.29	10.65	10.34	13.55	4.81	7.10	confirmado
211021014	14.61	11.64	10.96	10.78	14.02	6.94	9.00	confirmado
211027775	14.77	11.69	10.97	10.72	14.29	0.74	18.00	confirmado
211122237	14.10	11.09	10.56	10.38	13.48	5.17	7.30	confirmado
211102393	15.10	11.90	11.20	11.00	14.49	7.91	9.00	confirmado
211139797	16.19	12.41	11.71	11.49	15.51	2.69	7.00	confirmado
211017469	15.50	12.01	11.35	11.13	14.74	1.21	...	confirmado
211087739	15.82	12.25	11.57	11.37	15.23	2.76	...	confirmado
211131087	15.75	12.11	11.37	11.14	14.99	3.69	...	confirmado
211115713	16.53	12.57	11.94	11.70	15.92	2.32	...	confirmado
211096432	16.15	12.35	11.68	11.47	15.46	1.42	...	confirmado
211001695	14.55	11.81	11.17	11.00	13.99	6.55	...	candidato
211096385	14.29	11.51	10.86	10.69	13.80	5.49	6.50	confirmado
211074888	13.32	10.84	10.15	10.06	12.83	3.80	10.00	confirmado
211106429	14.48	11.58	10.93	10.72	13.85	2.98	10.00	confirmado
211117077	14.50	11.51	10.88	10.65	13.72	3.00	9.10	confirmado
211089274	14.26	11.48	10.80	10.64	13.79	1.37	17.50	confirmado

5.5.2 Determinação dos Parâmetros Estelares

Para derivar as temperaturas efetivas das estrelas da amostra utilizamos as calibrações fotométricas para as cores $V - J$ e $r - J$ de [Mann et al. \(2015\)](#), e $V - J$ e $V - H$ de [Boyajian et al. \(2013\)](#) e [Casagrande et al. \(2008\)](#) discutidas na Seção 5.1.2.

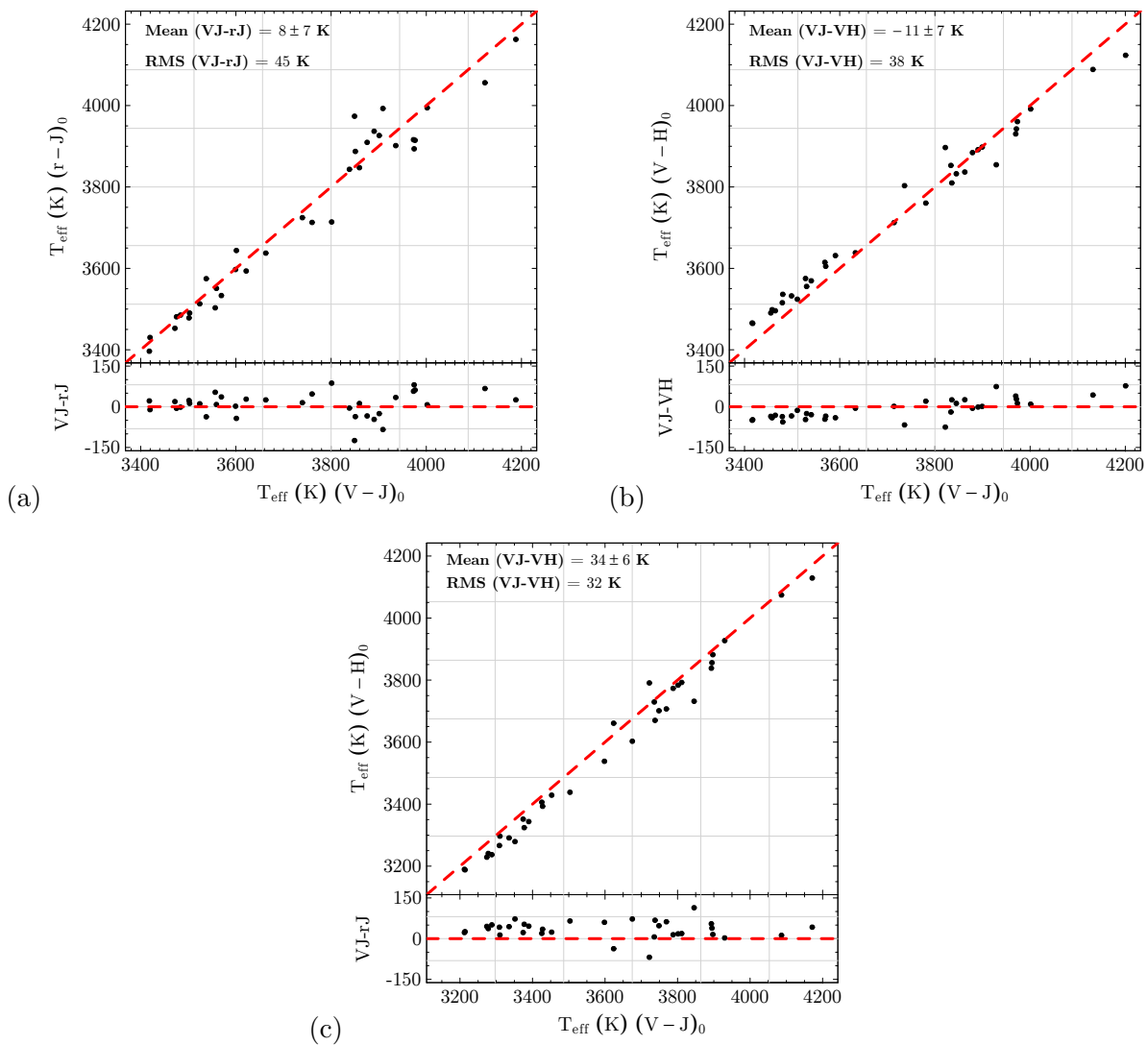


Figura 55 – Comparações entre as T_{ef} derivadas para as diferentes cores com as calibrações de [Mann et al. \(2015\)](#) (painel (a)), [Boyajian et al. \(2013\)](#) (painel (b)) e [Casagrande et al. \(2008\)](#) (painel (c)). As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade.

As Figuras 55 apresentam as comparações entre as T_{ef} derivadas neste trabalho para as diferentes cores utilizando as calibrações de [Mann et al. \(2015, painel \(a\)\)](#), [Boyajian et al. \(2013, painel \(b\)\)](#) e [Casagrande et al. \(2008, painel \(c\)\)](#); cada painel da Figura 55 apresenta a comparação das temperaturas efetivas obtidas através de duas cores utilizando a mesma calibração fotométrica. Em geral, os resultados mostram boa concordância dentro de uma mesma calibração (com valores nas diferenças médias entre as cores de uma mesma calibração de 8 até 34 K), o que é esperado. Calculamos a média das temperaturas efetivas obtidas com as cores $V - J$ e $r - J$ de [Mann et al. \(2015\)](#), e a correspondente a $V - J$ e $V - H$ nas calibrações de [Boyajian et al. \(2013\)](#) e [Casagrande et al. \(2008\)](#) para posterior comparação entre as calibrações apresentada a seguir.

O painel (c) da Figura 56 mostra que, ao compararmos as temperaturas efetivas médias obtidas de cada uma das calibrações notamos que, as T_{efs} obtidas utilizando a calibração de [Casagrande et al. \(2008\)](#) são 145 ± 11 K menores do que as derivadas a partir da calibração de [Boyajian et al. \(2013\)](#) e com uma dispersão rms de 63 K. Essa diferença aumenta a medida que a

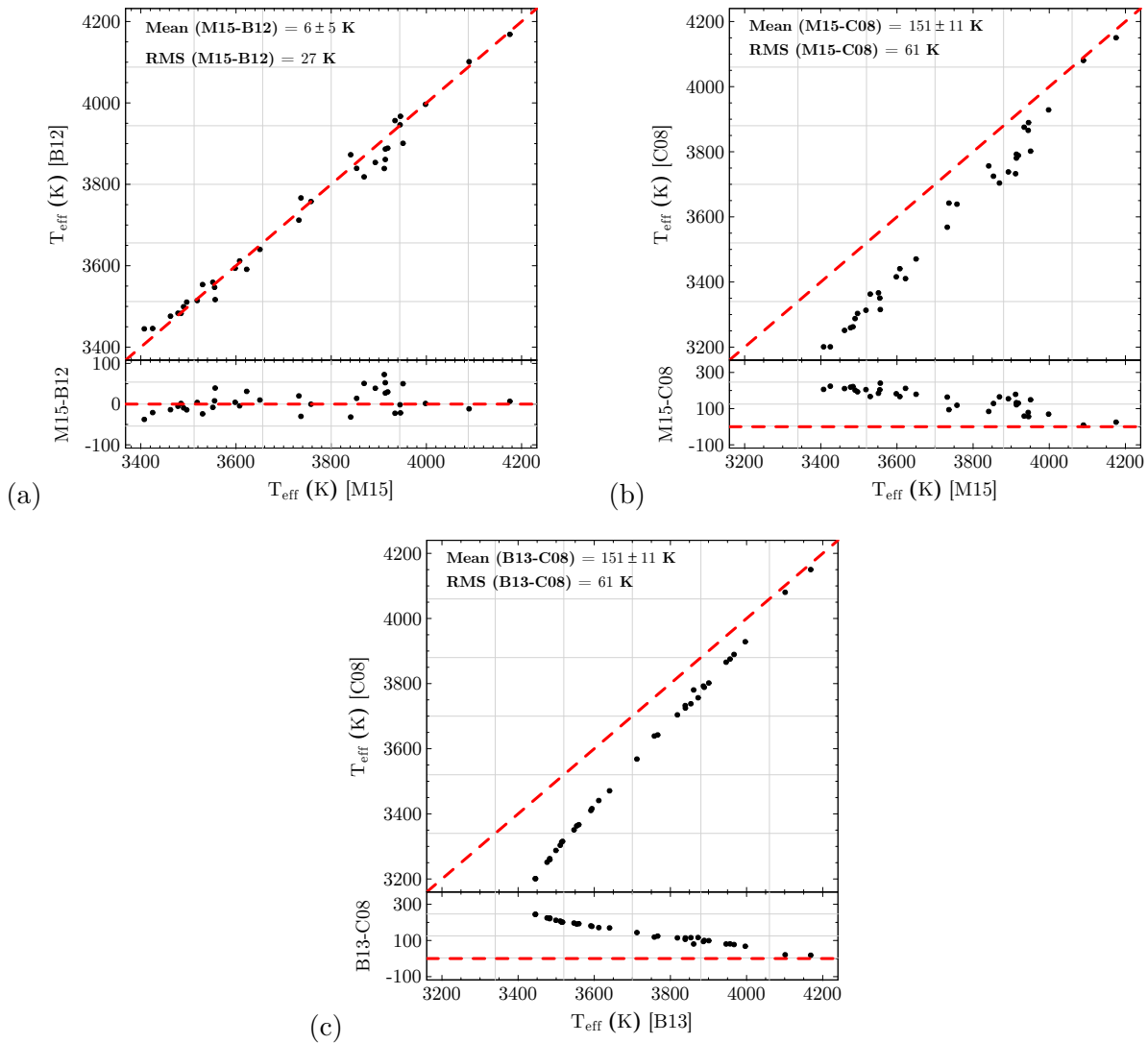


Figura 56 – Comparações entre as T_{ef} derivadas para as diferentes calibrações fotométricas: [Mann et al. \(2015\)](#) vs. [Boyajian et al. \(2013\)](#) (painel (a)), [Mann et al. \(2015\)](#) vs. [Casagrande et al. \(2008\)](#) (painel (b)), e [Boyajian et al. \(2013\)](#) vs. [Casagrande et al. \(2008\)](#) (painel (c)). As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade. As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso.

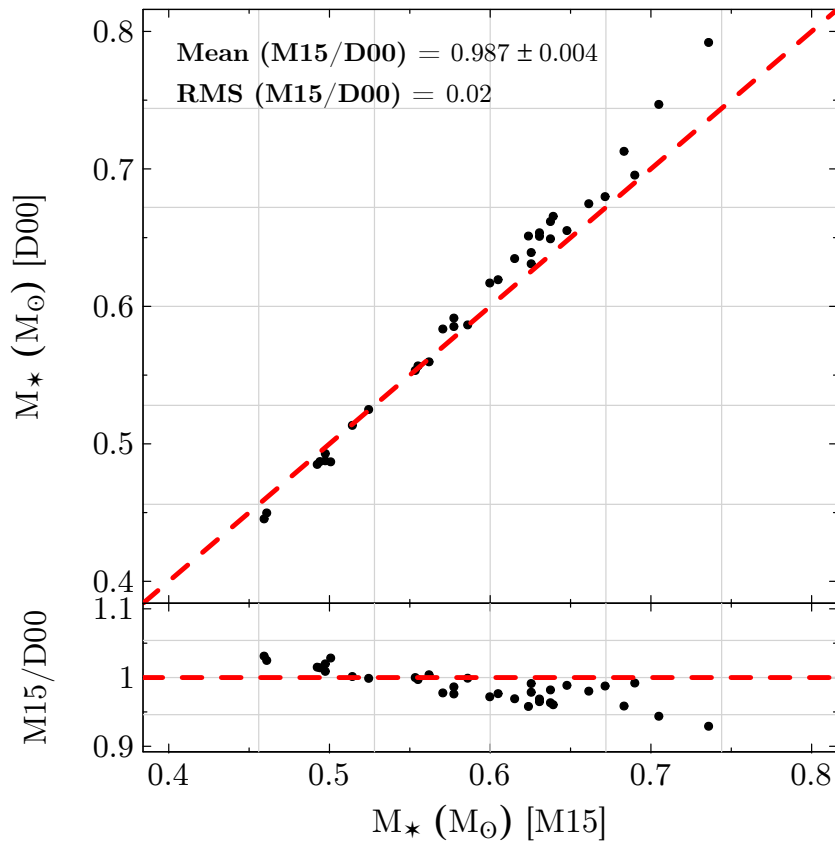


Figura 57 – Comparação das M_* obtidas com as calibrações fotométricas de [Mann et al. \(2015\)](#) e [Delfosse et al. \(2000\)](#). As linhas tracejadas vermelhas representam a igualdade. As diferenças médias entre os parâmetros e suas correspondentes dispersões rms são indicadas em cada caso.

temperatura efetiva diminui. Já a comparação das T_{ef} de [Casagrande et al. \(2008\)](#) com os resultados obtidos com a calibração de [Mann et al. \(2015\)](#) mostra uma diferença sistemática ainda maior: $\langle \text{M15} - \text{C08} \rangle = 151 \pm 11$ K, e uma dispersão de ~ 60 K (painel (b)). Conforme mencionado na Seção 5.1.2, é possível que a causa destas tendências seja a não inclusão do parâmetro da metalicidade estelar na calibração de [Casagrande et al. \(2008\)](#) que, por outro lado, foi considerada nas relações de [Mann et al. \(2015\)](#) e [Boyajian et al. \(2013\)](#). O painel (a) da Figura 56 mostra que os valores de T_{ef} derivados com as calibrações de [Mann et al. \(2015\)](#) e [Boyajian et al. \(2013\)](#) apresentam boa concordância entre si com uma média insignificante nas diferenças: $\langle \text{M15} - \text{B13} \rangle = 6 \pm 5$ K e uma dispersão rms de 27 K. Assim sendo, nós decidimos adotar as médias das T_{ef} obtidas pelas calibrações de [Mann et al.](#) e [Boyajian et al.](#) a fim de caracterizar a nossa amostra de estrelas.

As gravidades superficiais, $\log g$, das estrelas de nossa amostra foram calculadas a partir da relação empírica, dependente da massa estelar, proposta por [Bean et al. \(2006\)](#), as massas estelares foram obtidas através das calibrações descritas em [Delfosse et al. \(2000\)](#) e [Mann et al. \(2015\)](#) (Seção 5.1.2). A Figura 57 apresenta as massas estelares obtidas utilizando as calibrações de [Delfosse et al. \(2000\)](#) e [Mann et al. \(2015\)](#). Em geral há uma boa concordância entre os resultados, sem diferenças significativas ($\langle \text{“M15/D00”} \rangle = 0.987 \pm 0.004$) e com uma pequena dispersão rms de 0.02. Deve-se notar, contudo, que existe uma tendência dos valores de [Delfosse et al.](#) serem sistematicamente

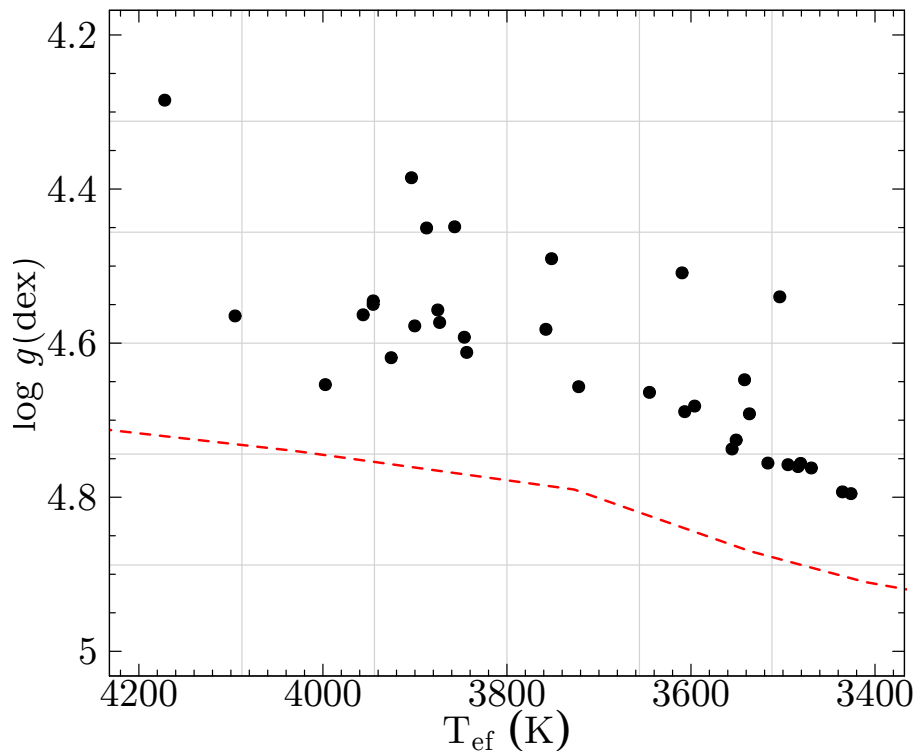


Figura 58 – Diagrama HR para as anãs-M do aglomerado das Plêiades (em preto). Em linha vermelha, a isócrona de Baraffe et al. (2015) corresponde aos 125 milhões de anos de idade do aglomerado. O deslocamento entre os dados observados e os empíricos é interpretado, na literatura, como sendo consequência da atividade estelar.

maiores em um $\sim 2\%$ para massas acima de $0.6 M_{\star}$, e $\sim 3\%$ inferiores para massas abaixo desse limite.

A Figura 58 apresenta o diagrama T_{ef} vs. $\log g$ para as anãs-M membros das Plêiades aqui analisadas (pontos pretos) e a isócrona (linha vermelha) de Baraffe et al. (2015) correspondendo a uma idade de 125 milhões de anos, idade correspondente ao aglomerado das Plêiades. É notório o deslocamento entre os pontos apresentados no diagrama T_{ef} vs. $\log g$ e a curva predita pelos modelos; esse resultado já tinha sido evidenciado por outros autores (por exemplo, Stauffer et al., 2003; Bell et al., 2012; Kamai et al., 2014; Covey et al., 2016), que sugerem que a diferença entre as observações e os modelos é devida aos efeitos de rotação (veja Seção 5.3.1), o que pode, por sua vez, estar conectado com a presença de manchas frias sobre a fotosfera das estrelas, e que em geral se acredita serem possivelmente induzidas pela rotação rápida.

A Tabela 7 apresenta os parâmetros derivados para as estrelas anãs-M da nossa amostra, conforme discutido acima, e as incertezas típicas das calibrações utilizadas.

Tabela 7 – Parâmetros estelares determinados para as Anãs-M

<i>EPIC</i>	T_{ef} (K) ± 50	$\log g$ (dex) ± 0.08	M_{\star} (M_{\odot}) $\pm 10\%M_{\star}$
211049396	3925.81	4.62	0.61
211030680	3903.77	4.39	0.73
211046046	3843.73	4.61	0.61
211038660	3550.90	4.73	0.52
211139723	3596.02	4.68	0.56
211030439	3873.14	4.57	0.64
211039634	3494.60	4.76	0.49
211100748	3541.78	4.65	0.59
211095292	3469.18	4.76	0.48
211062705	3609.69	4.51	0.67
211091381	3945.43	4.55	0.65
211090224	3516.44	4.76	0.49
211033726	4095.48	4.56	0.64
211056297	3751.51	4.49	0.68
211117626	3645.13	4.66	0.58
211106969	3503.51	4.54	0.66
211107734	3435.34	4.79	0.45
211071504	3887.34	4.45	0.70
211021014	3846.36	4.59	0.63
211027775	3757.69	4.58	0.63
211122237	3856.83	4.45	0.70
211102393	3722.05	4.66	0.58
211139797	3483.67	4.76	0.49
211017469	3606.80	4.69	0.55
211087739	3555.38	4.74	0.51
211131087	3536.48	4.69	0.55
211115713	3426.13	4.80	0.45
211096432	3480.79	4.76	0.49
211001695	3997.37	4.65	0.58
211096385	3956.31	4.56	0.64
211074888	4171.93	4.28	0.77
211106429	3900.22	4.58	0.63
211117077	3875.19	4.56	0.65
211089274	3945.32	4.55	0.65

5.5.3 Análise Espectroscópica

Uma vez obtidos os parâmetros atmosféricos, selecionamos sete anãs-M membros do aglomerado das Plêiades abrangendo um amplo intervalo de T_{ef} : de 3400 a 4100 K, aproximadamente: *EPIC211074888* ($T_{ef} = 4171$ K), *EPIC211091381* ($T_{ef} = 3945$ K), *EPIC21106429* ($T_{ef} = 3900$ K), *EPIC211056297* ($T_{ef} = 3751$ K), *EPIC211017469* ($T_{ef} = 3606$ K), *EPIC211131087* ($T_{ef} = 3500$ K) e *EPIC211115713* ($T_{ef} = 3426$ K). A Figura 59 apresenta uma porção dos espectros APOGEE para as estrelas da sub-amostra selecionada.

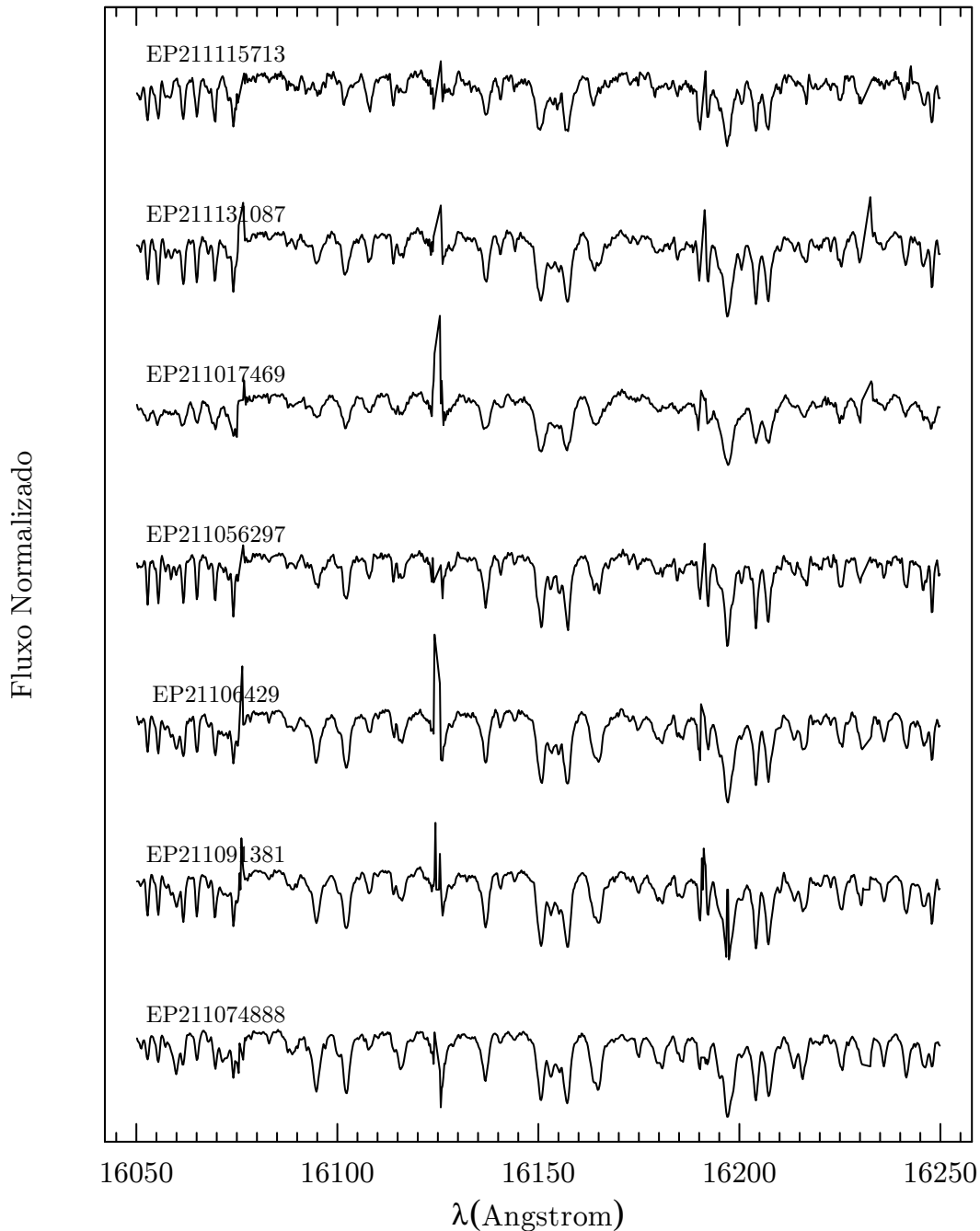


Figura 59 – Porção dos espectros APOGEE no *IR* próximo para as anãs-M da sub-amostra analisada, desde a mais fria (acima) a mais quente (embaixo). As aparentes “linhas em emissão” presentes na maioria dos espectros correspondem a linhas telúricas mal reduzidas.

5.5.3.1 Lista de Linhas e Determinação das Abundâncias

A lista de linhas atômicas e moleculares utilizada em nossa análise foi obtida do projeto APOGEE e desenvolvida pelo time do ASPCAP (Smith et al. em preparação). Adicionalmente, [Souto et al. \(2017\)](#) elaboraram um atlas de linhas espectrais especificamente desenvolvido para analisar as atmosferas de estrelas frias convectivas no infravermelho próximo, apontando os melhores indicadores de temperatura efetiva espectroscópica, metalicidades e de abundâncias químicas. Incluíram assim, linhas intensas de H_2O , cruciais na modelagem dos espectros das anãs-M frias, e as linhas de FeH de [Hargreaves et al. \(2010\)](#), importantes a partir dos 16500 Å. A lista de linhas construída por [Souto et al.](#) é completa e suficiente para a realização de nossa análise.

Dado que a maioria das linhas, tanto atômicas quanto moleculares, nos espectros APOGEE das anãs-M encontram-se até certo ponto solapadas, utilizamos o ajuste por síntese espectral, ao invés da conhecida técnica de medição das larguras equivalentes, para determinar a velocidade de rotação projetada $v \sin(i)$ e calcular as abundâncias das linhas de OH, e Fe I e FeH. Para isso, utilizamos o código de síntese espectral ETL *TurboSpectrum* ([Alvarez & Plez, 1998](#); [Plez, 2012](#)), juntamente com os modelos de atmosfera plano-paralelas MARCS ([Gustafsson et al., 2008](#)).

Para a determinação das metalicidades, ajustamos espectros sintéticos às linhas de Fe I e FeH para cada uma das estrelas que compõem a nossa sub-amostra. Neste trabalho adotamos a velocidade de microturbulência ξ igual a 1.00 km/s para todas as estrelas da amostra, dado que a importância da ξ em estrelas anãs-M é mínima, conforme discutido em [Souto et al. \(2017, Tabela 3\)](#).

Devido ao fato de algumas linhas de Fe I e FeH apresentarem alargamentos inesperados nas suas asas que impediam o adequado ajuste dos perfis observados aos sintéticos (Seção 5.5.4.1), optamos por utilizar oito linhas de OH para o cálculo da velocidade projetada de rotação, $v \sin(i)$, das estrelas da sub-amostra, por serem estas isoladas e fortes. Exemplos de linhas de OH referentes ao espectro da estrela EPIC211131087 são mostradas na Figura 60; as constantes moleculares adotadas para as transições de OH podem ser encontradas na Tabela 2 de [Souto et al. \(2017\)](#). A abundância de oxigênio adotada para todas as estrelas foi aproximadamente solar ($A(\text{O}) = 8.60$) e na maioria dos casos não foi necessário fazer nenhuma modificação nos valores das abundâncias para obter um bom ajuste das linhas de OH.

Os espectros sintéticos foram ajustados com um perfil Gaussiano correspondente a $FWHM$ de aproximadamente $\sim 0.73\text{Å}$, dado pela resolução espectral do espectrógrafo APOGEE. Porém, $FWHM$ marginalmente podem ser necessários dado que a resolução do APOGEE pode variar de fibra a fibra e em diferentes regiões espectrais. Os valores de $v \sin(i)$ determinados são apresentados na Tabela 9 e as $FWHM$ apresentadas na tabela correspondem à convolução do perfil instrumental e $v \sin(i)$ para cada estrela alvo. Vale notar que os valores de $v \sin(i)$ obtidos pela linhas de OH produziram também, como esperado, bons ajustes para as linhas de Fe I e FeH analisadas. O erro típico nestes valores corresponde a aproximadamente $\pm 3 \text{ km/s}$.

5.5.4 Resultados de Metalicidades

As metalicidades das anãs-M podem ser obtidas analisando tanto as linhas atômicas de Fe I quanto as linhas moleculares de FeH presentes nos espectros APOGEE. Exemplos das linhas

Tabela 8 – Metalicidades das Anãs-M

Elemento	λ	EPIC211074888	EPIC211091381	EPIC211106429	EPIC211056297	EPIC211017469	EPIC211131087	EPIC211115713	
Fe I	15194.49	7.35	...	z	7.25	...	7.21	...	
	15207.53	7.40	7.56	7.61	7.42	z	7.80	z	
	15219.50	7.30	7.51	7.58	7.42	
	15244.80	7.35	7.55	z	7.60	
	15294.56	z	z	z	7.45	z	z	7.55	
	15490.34	7.44	7.31	7.51	7.47	...	
	15621.70	7.43	z	z	z	7.87	z	...	
	15632.00	7.41	z	z	7.52	7.75	z	7.60	
	15648.51	z	...	7.45	7.49	
	15662.00	7.30	7.50	7.59	7.56	7.78	
	15692.75	7.37	...	7.70	7.57	7.87	7.82	...	
	15723.50	7.37	7.55	7.68	7.61	7.87	
	15965.00	7.54	7.59	7.65	7.45	7.69	7.75	7.61	
	16009.61	7.46	7.57	7.55	7.57	
	$\langle A(\text{Fe I}) \rangle$	7.39 ± 0.02	7.55 ± 0.01	7.59 ± 0.03	7.49 ± 0.03	7.76 ± 0.05	7.61 ± 0.12	7.59 ± 0.02	
	FeH	16018.50	...	7.55	7.45	7.62	...	7.27	7.33
		16107.08	7.70	7.60	7.50	7.46	z	z	7.69
16114.05		7.46	7.40	...	7.55	7.52	
16245.75		7.48	7.51	7.48	7.45	7.58	7.63	7.51	
16271.78		7.63	...	7.53	7.45	7.66	7.53	7.70	
16284.67		7.49	z	7.60	7.45	7.61	7.57	7.38	
16288.91		7.60	...	7.47	7.40	7.42	
16377.40		7.58	7.53	...	7.30	7.57	7.30	7.43	
16546.76		7.67	7.60	7.60	7.47	...	7.50	7.47	
16557.24		7.41	...	7.55	7.54	7.62	7.56	z	
16574.75		7.69	...	7.58	7.55	7.60	7.58	7.55	
16631.79		7.70	...	7.65	7.52	7.59	7.58	7.43	
16694.39		7.48	7.68	7.60	z	
16738.29		7.47	7.54	...	7.58	7.66	
16741.66		7.40	...	7.31	7.60	
16796.38		7.60	7.60	...	7.41	...	7.68	...	
16814.06		7.45	...	7.58	7.51	
16889.58	7.54	7.54	...	7.37	7.55		
$\langle A(\text{FeH}) \rangle$	7.57 ± 0.03	7.56 ± 0.01	7.54 ± 0.02	7.46 ± 0.02	7.61 ± 0.01	7.52 ± 0.03	7.51 ± 0.03		

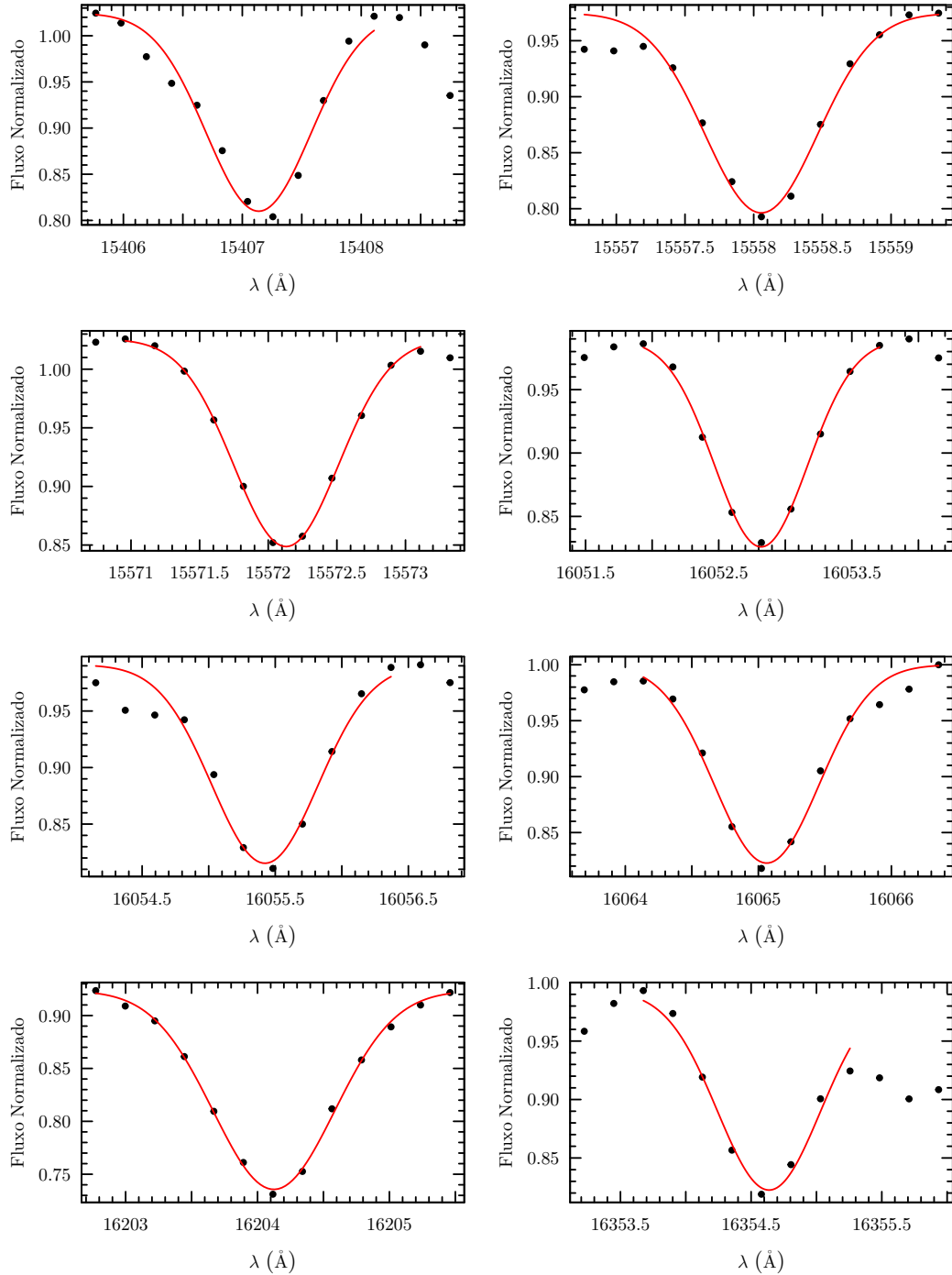


Figura 60 – Linhas de OH utilizadas na determinação do $v \sin(i)$. Espectro observado (pontos pretos) da anã-M EPIC211131087 ajustado em linha vermelha pela técnica de síntese espectral.

Tabela 9 – Parâmetros estelares da sub-amostra de Anãs-M

<i>EPIC</i>	T_{ef} (K)	$\log g$ (dex)	M_{\star} (M_{\odot})	$v \sin(i)$	ξ (km/s)	FWHM (mÅ)	$[Fe/H]$ (dex)
211074888	4171.93	4.28	0.77	12	1.00	1371	7.57 ± 0.03
211091381	3945.43	4.55	0.65	10	1.00	1143	7.56 ± 0.01
211106429	3900.22	4.58	0.63	10	1.00	1143	7.54 ± 0.02
211056297	3751.51	4.49	0.68	7	1.00	800	7.46 ± 0.02
211017469	3606.80	4.69	0.55	15	1.00	1642	7.60 ± 0.01
211131087	3536.48	4.69	0.55	9	1.00	1000	7.53 ± 0.03
211115713	3426.13	4.80	0.45	9	1.00	1000	7.52 ± 0.03
$\langle [Fe/H] \rangle$							7.54 ± 0.02

analisadas são mostrados na Figura 61 onde são apresentados os perfis sintéticos que melhor se ajustam aos perfis observados. Os resultados de abundância individuais obtidos para as 14 linhas de Fe I e 18 linhas de FeH analisadas neste trabalho encontram-se na Tabela 8. As linhas com símbolo z não foram utilizadas para o cálculo das metalicidades e estas serão discutidas na Seção 5.5.4.1. Dada a sensibilidade das linhas de Fe I a T_{ef} , quanto menor a T_{ef} , menos intensas são essas linhas de Fe I, dificultando suas medições. Isso fica evidente dado o pequeno número de linhas de Fe I medidas para estrelas com T_{ef} menores do que 3500 K. Por outro lado, a intensidade das linhas de FeH mantém-se praticamente constante ao longo de todo o intervalo de T_{ef} abrangido pela sub-amostra estudada.

Observa-se que para a maioria das estrelas analisadas a diferença nas abundâncias de Fe I e FeH é bastante pequena e inferior a 0.10 dex; somente para duas estrelas, EPIC211074888 e EPIC211017469 são encontradas diferenças de 0.18 dex e 0.15 dex, respectivamente. Vale notar que Souto et al. (2017) também encontraram diferenças similares (da ordem de 0.10 dex) para as abundâncias de FeH e Fe I em seu estudo de estrelas M do campo. Dado o bom acordo entre as metalicidades para a maioria das estrelas e conforme em Souto et al. (2017), optamos por não modificar os parâmetros estelares para forçar um acordo entre as abundâncias de Fe I e FeH e decidimos manter os parâmetros obtidos através de calibrações fotométricas. A discrepância entre Fe I e FeH obtida para apenas duas estrelas é possivelmente causada pelas incertezas nas calibrações fotométricas utilizadas na determinação de seus parâmetros estelares. Futuramente uma análise puramente espectroscópica será realizada levando em conta também as linhas de água e OH presentes nos espectros APOGEE.

A abundância média de A(Fe I) obtida a partir do cálculo da média das abundâncias das estrelas da sub-amostra foi de $\langle A(Fe I) \rangle = 7.57 \pm 0.04$ dex. Similarmente, as abundâncias de FeH das anãs da sub-amostra, forneceram uma abundância média de $\langle A(FeH) \rangle = 7.54 \pm 0.02$ dex. As médias obtidas tanto a partir do Fe I quanto do FeH estão em muito bom acordo, havendo uma diferença de apenas 0.03 dex, o que demonstra uma excelente consistência nos resultados de metalicidade obtidos a partir de dois indicadores distintos. Embora os resultados obtidos para Fe I e FeH sejam basicamente indistinguíveis, com ambos valores de abundância apresentando um bom acordo dentro das incertezas; o erro associado à abundância de Fe I é maior do que para FeH. Se assumimos este último como referência, pode-se dizer que a abundância média do Fe derivada para o aglomerado das Plêiades é $\langle A(Fe) \rangle = 7.54 \pm 0.02$ dex, ou, a metalicidade obtida $[Fe/H] = 0.04 \pm 0.02$ dex, considerando a abundância solar de Asplund et al. (2005).

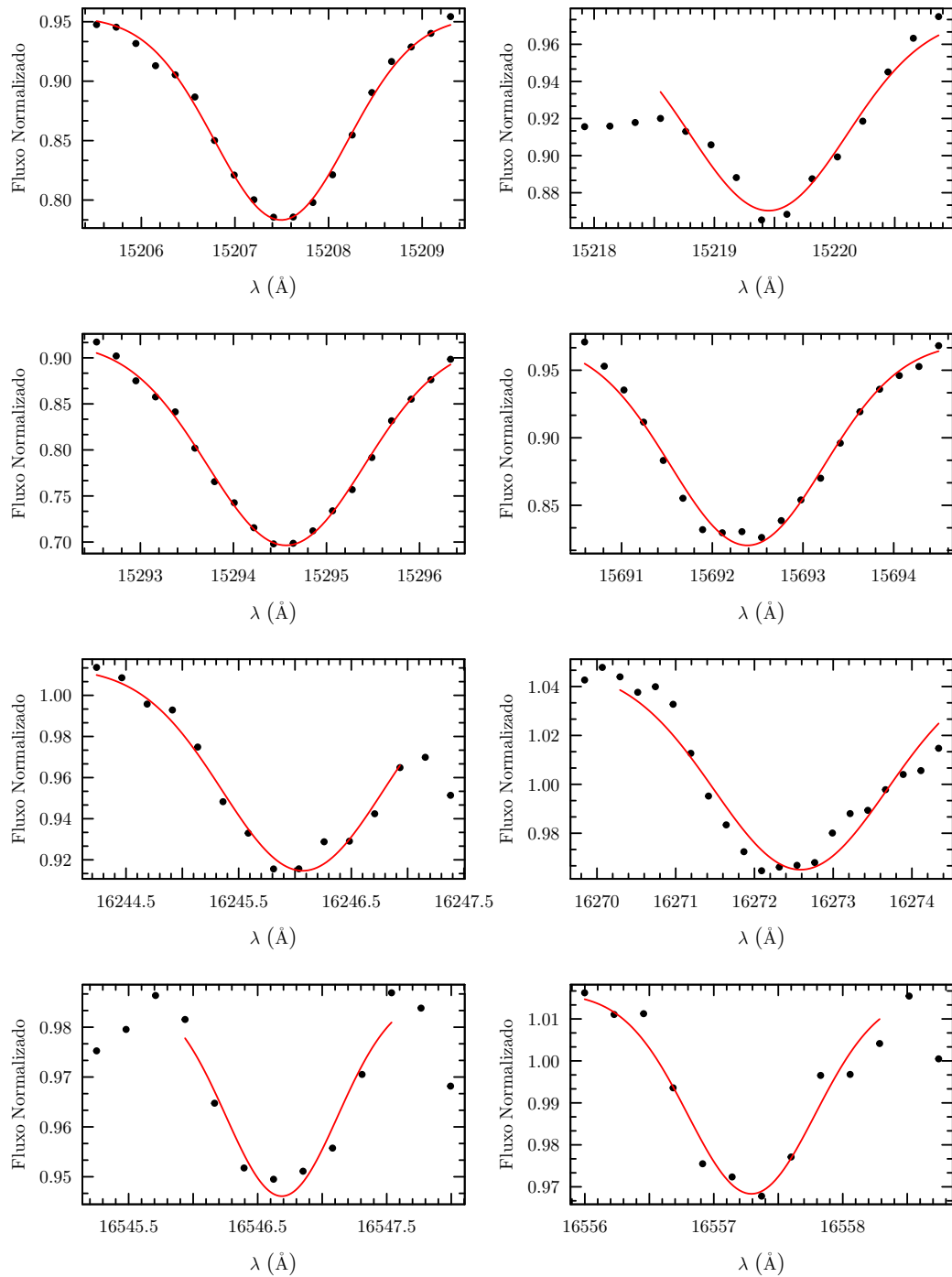


Figura 61 – Linhas de Fe I (15207.53 \AA , 15219.50 \AA , 15294.56 \AA e 15692.75 \AA) e FeH (16245.75 \AA , 16271.78 \AA , 16546.76 \AA e 16557.24 \AA) utilizadas na determinação da escala de metalicidades. Espectro observado (pontos pretos) da anã-M EPIC211106429 ajustado em linha vermelha pela técnica de síntese espectral.

As incertezas nas abundâncias derivadas de Fe devido às incertezas nos parâmetros estelares adotados podem ser obtidas de [Souto et al. \(2017\)](#), dado que seguimos a mesma metodologia adotada em [Souto et al. \(2017\)](#): analisamos os mesmos espectros de anãs-M observados com APOGEE, e adotamos a mesma lista de linhas e dados atômicos e moleculares. Assim sendo, utilizamos os resultados na Tabela 3 de [Souto et al. \(2017\)](#) para a análise da sensibilidade das abundâncias determinadas. Uma variação dos parâmetros atmosféricos de $T_{ef} + 65\text{K}$ modifica a metalicidade em -0.08 dex; no $\log g$ de $+0.10$ dex modifica a metalicidade em $+0.02$ dex, e na metalicidade do modelo de atmosferas de $[M/H] + 0.20$ dex muda a abundância de ferro em $+0.01$ dex. Essas variações somadas em quadratura acarretam em uma variação de 0.085 no valor da metalicidade, o que demonstra que a abundância de Fe está dominada majoritariamente pelas incertezas nas temperaturas efetivas. Uma variação de 0.25 km/s nos valores de microturbulência não produz mudanças significativas na abundância de ferro.

O valor da escala de metalicidades para as anãs-M das Plêiades derivada nesta Tese encontra-se em excelente acordo com os valores prévios da determinação de metalicidade do aglomerado aberto da literatura (ver Seção 5.3.1; [Funayama et al., 2008](#); [Soderblom et al., 2009](#); [Schuler et al., 2010](#)).

5.5.4.1 Linhas com Desdobramento *Zeeman*

Um resultado muito interessante deste trabalho de Tese foi a constatação de que o *efeito Zeeman* pode ser medido a partir dos espectros APOGEE. Ao analisar as linhas individuais selecionadas (Tabela 8) para determinar as metalicidades constatamos que algumas linhas de Fe I e FeH apresentam alargamentos nas suas asas, o que ficou demonstrado pelo ajuste inadequado dos perfis sintéticos aos perfis observados. Um perfil típico de desdobramento *Zeeman* (mostrado anteriormente na Figura 53 do trabalho de [Reiners 2012](#)) pode ser verificado em algumas linhas de Fe I e FeH das estrelas EPIC211131087, EPIC211115713 e EPIC211091381 conforme mostrado na Figura 62. Na Figura 62 apresentamos as linhas analisadas de Fe I e FeH para as quais podemos nitidamente observar um alargamento que acarreta em um mau ajuste do perfil sintético (que não considera a presença de campos magnéticos) ao perfil observado. Estas linhas de Fe I e FeH não foram utilizadas na determinação das metalicidades, conforme apresentado na Tabela 8. Existe um claro desdobramento *efeito Zeeman* que se evidencia claramente em algumas das linhas analisadas mais do que em outras, sendo isto uma consequência da sensibilidade das linhas de Fe ao efeito do campo magnético ([Donati & Landstreet, 2009](#)). Conforme discutido na Seção 5.3.1, as estrelas do aglomerado das Plêiades apresentam atividade estelar constatada, dada a juventude deste aglomerado. A possibilidade de se medir campos magnéticos a partir dos espectros APOGEE de estrelas anãs-M tem desdobramentos importantes para o levantamento APOGEE que ganha uma importante dimensão.

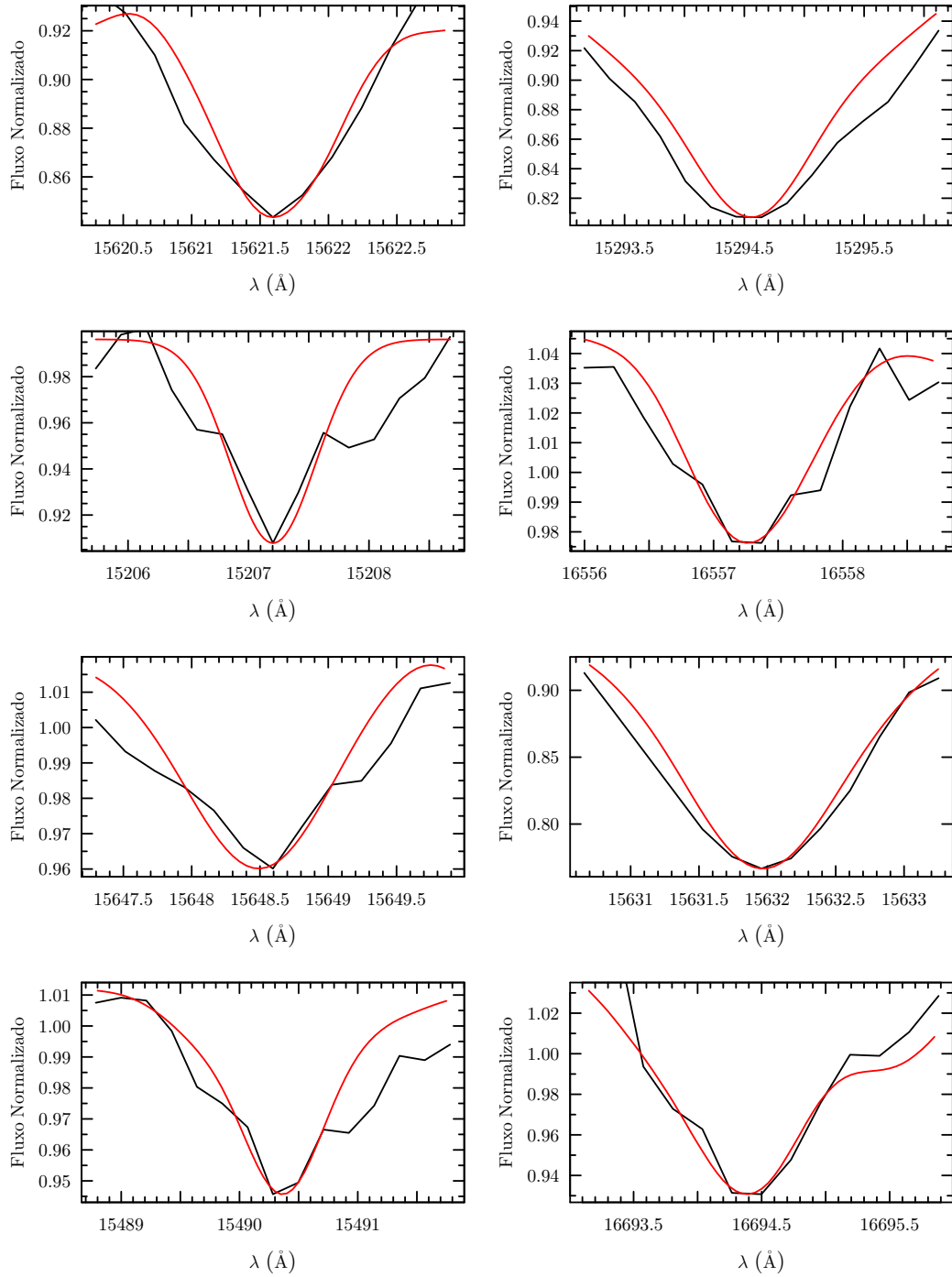


Figura 62 – Linhas de Fe (15207.53 Å-EPIC211115713; 15294.56 Å-EPIC211131087; 15621.70 Å-EPIC211131087; 15648.51 Å-EPIC211091381; 15632.00 Å-EPIC211091381; 15490.34 Å-EPIC211091381) e FeH (16557.24 Å-EPIC211115713; 16694.39 Å-EPIC211115713) com evidência de desdobramento *Zeeman*. Essas linhas não foram utilizadas na determinação da metalicidade.

6 Conclusões e Perspectivas

Este trabalho de Tese realizou a caracterização espectroscópica de uma amostra de estrelas de diferentes classes espectrais: anãs do tipo FGK hospedeiras de exoplanetas observadas pela missão *Kepler* por um lado, e anãs-M membros do aglomerado jovem das Plêiades, com curvas de luz medidas pela missão estendida do *Kepler* e espectros infravermelhos observados pelo levantamento APOGEE.

- A caracterização espectroscópica desenvolvida para as estrelas FGK associadas a planetas permitiu demonstrar que a precisão na determinação dos parâmetros estelares, é fundamental para caracterizar o tamanho dos próprios planetas e revelar particularidades antigamente mascaradas pelas maiores incertezas nos raios das estrelas. Nós analisamos de forma homogênea os espectros de alta-resolução Keck/HIRES de 1285 estrelas com planetas, disponibilizados pelo time do California-*Kepler* Survey (CKS; [Petigura et al., 2017](#); [Johnson et al., 2017](#); [Fulton et al., 2017](#)). Os parâmetros T_{ef} , $\log g$ e $[\text{Fe}/\text{H}]$ foram derivados a partir do método de larguras equivalentes das linhas de Fe I e Fe II de [Ghezzi et al. \(2010b, 2018\)](#) e cálculos das abundâncias em ETL usando o código MOOG ([Snedden, 1973](#)) e o *pipeline* automatizado de [Ghezzi et al. \(2010b, 2018\)](#).

- Os raios estelares calculados a partir das distâncias precisas de [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), baseadas nas paralaxes do *Gaia* DR2, e das temperaturas efetivas espectroscópicas determinadas com precisão, apresentaram uma incerteza interna de 2.8%, sendo comparável às incertezas dos raios estelares obtidos mediante asteroseismologia. A comparação dos raios estelares derivados através de ambas as técnicas não mostrou diferenças sistemáticas significativas.

- Os raios estelares foram utilizados junto com as profundidades de trânsito planetário de [Thompson et al. \(2018\)](#), para derivar os raios de 1633 planetas, com uma incerteza média de 3.7% e os nossos valores sendo $\sim 4.3\%$ sistematicamente maiores do que aqueles derivados pelo trabalho anterior de [Fulton & Petigura \(2018\)](#).

- A distribuição dos raios planetários corrigida por completeza exibe dois picos claros, um em $1.47R_{\oplus}$ associado aos planetas do tipo super-Terra, e um outro em $2.72R_{\oplus}$ correspondente aos sub-Netunos, separados por um vale ou lacuna em $1.9R_{\oplus}$, que encontra-se parcialmente cheia.

- A precisão interna alcançada nos raios planetários permitiu, avaliar não apenas a localização dos dois picos da distribuição, assim como a forma do vale na distribuição dos tamanhos dos planetas. Nossos resultados indicam que os raios planetários obtidos para a amostra analisada do CKS muda em função do período orbital seguindo a lei $R_{pl} \propto P^{-0.11 \pm 0.03}$; em bom acordo com o valor de $-0.09^{+0.02}_{-0.04}$ derivado por [Van Eylen et al. \(2018\)](#) para uma amostra muito mais reduzida (117 planetas) do CKS, porém com raios planetários medidos por astrosismologia. De forma similar, a distribuição dos raios planetários varia conforme o fluxo estelar incidente como $R_{pl} \propto F^{+0.12}$.

- A determinação precisa dos raios planetários é crucial que, juntamente com a massa, permite revelar a composição planetária. Segundo [Owen & Wu \(2017\)](#), o valor da inclinação do vale dos tamanhos planetários pode restringir a composição do núcleo do planeta a diferentes períodos

orbitais em torno de distintos tipos de estrelas hospedeiras. No nosso caso, a lei de potência $R_{pl} \propto P^{-0.11}$ concorda tanto com o modelo de fotoevaporação com composição semelhante à terrestre para os planetas localizados no vale, quanto com o modelo de perda de massa produzido pela liberação de energia do núcleo, que também prevêem uma inclinação de -0.11 [Gupta & Schlichting \(2019\)](#).

- Ao dividirmos a amostra planetária nos regimes de Júpiteres temperados (Júpiteres com períodos orbitais maiores que 10 dias), sub-Saturnos, sub-Netunos e super-Terras, vemos que os valores médios dos raios planetários e dos períodos orbitais sugerem uma possível correlação: a medida que o tamanho do planeta aumenta, mais distante de sua estrela mãe se forma. Considerando apenas o regime em que o nível de completeza dos dados *Kepler* é alto (planetas com raios $\geq 2R_{\oplus}$ e com períodos orbitais < 500 dias) obtemos um inclinação de $R_{pl} \propto P^{0.8}$.

- A correlação das metalicidades estelares obtidas neste trabalho com as propriedades planetárias revelou que, independentemente dos seus tamanhos, os planetas da nossa amostra são encontrados ao redor de estrelas abrangendo um amplo intervalo de metalicidades, de -0.5 até 0.4 dex. No entanto, o regime dos planetas pequenos (super-Terras e sub-Netunos) está associado preferencialmente a estrelas com $[Fe/H]$ ligeiramente acima da solar; os planetas maiores (sub-Saturnos e Júpiteres), por sua vez, são majoritariamente abrigados por estrelas mais ricas em metais.

- Nossos resultados indicam que existe uma correspondência entre a alta $[Fe/H]$ estelar e a presença de planetas Júpiteres quentes, o que é amplamente observado na literatura ([Santos et al., 2004](#); [Fischer & Valenti, 2005](#); [Ghezzi et al., 2010b](#); [Buchhave et al., 2012](#)). Entretanto, encontramos que as estrelas que abrigam Júpiteres temperados são mais pobres em metais do que aquelas associadas a Júpiteres quentes ([Sozzetti \(2004\)](#), [Adibekyan et al. \(2013\)](#) e [Maldonado et al. \(2018\)](#)). Adicionalmente, nossa amostra indica que todos os Júpiteres quentes se encontram em sistemas isolados, como apontado anteriormente por [Huang et al. \(2016\)](#), contrariamente ao que ocorre com os Júpiteres temperados, que também fazem parte de sistemas planetários múltiplos.

- A análise da relação entre os nossos resultados de $[Fe/H]$ estelar e o período orbital planetário P sugere que a $[Fe/H]$ estelar aumenta à medida que o P diminui de forma que, independentemente do tamanho do planeta, existe um período crítico $P_{crit} \sim 8$ dias a partir do qual planetas com valores de períodos orbitais menores, encontram-se preferencialmente associados a estrelas ricas em metais; o contrário ocorre com exoplanetas com $P > P_{crit}$.

- Analisamos os espectros no infravermelho obtidos pelo levantamento APOGEE de uma amostra de estrelas anãs-M membros do aglomerado estelar aberto jovem das Plêiades, cujas estrelas tem curvas fotométricas medidas pela missão *Kepler-2*. As metalicidades obtidas para as estrelas M da amostra apresentam uma metalicidade média: $\langle A(Fe) \rangle = 7.54 \pm 0.02$ dex, ou $[Fe/H] = 0.04 \pm 0.02$. Estes resultados indicam uma boa precisão interna na determinação das metalicidades, assim como vale notar que a escala absoluta de metalicidade obtida está em bom acordo com os valores de metalicidade estimados na literatura ([Funayama et al., 2008](#); [Soderblom et al., 2009](#); [Schuler et al., 2010](#)) para esse aglomerado.

- Nossa análise dos espectros APOGEE no infravermelho das estrelas M do aglomerado das Plêiades evidenciou a existência de campos magnéticos através da identificação do desdobramento

Zeeman para algumas das linhas de Fe I e FeH da maioria das estrelas. A possibilidade de se medir os efeitos da atividades estelar, em particular campos magnéticos, a partir dos espectros APOGEE de estrelas anãs-M abre uma nova janela para o levantamento APOGEE que será de grande importância para se compreender melhor a interação entre estrelas jovens de tipo M com seus planetas.

7 Apêndice A

7.1 Lista de linhas de Fe I e Fe II com seus parâmetros atômicos

Elemento	λ (Å)	EP (eV)	$\log gf$
Fe I	5023.185	4.283	-1.524
	5025.303	4.284	-1.919
	5044.211	2.851	-2.206
	5054.642	3.640	-2.087
	5058.496	3.642	-2.809
	5067.149	4.220	-1.068
	5109.651	4.301	-0.853
	5159.057	4.283	-0.932
	5196.059	4.256	-0.732
	5197.935	4.301	-1.608
	5213.806	3.943	-2.802
	5225.526	0.110	-4.845
	5228.375	4.220	-1.169
	5243.777	4.256	-1.095
	5247.050	0.087	-4.994
	5250.209	0.121	-4.959
	5253.020	2.279	-3.975
	5288.525	3.695	-1.452
	5294.547	3.640	-2.694
	5295.312	4.415	-1.595
	5322.040	2.279	-2.956
	5373.708	4.473	-0.952
	5376.830	4.295	-2.094
	5379.573	3.695	-1.555
	5386.333	4.154	-1.797
	5386.960	3.642	-2.504
	5389.478	4.415	-0.619
	5398.279	4.446	-0.788
	5401.266	4.320	-1.823
	5406.774	4.371	-1.496
	5417.033	4.415	-1.478
	5432.948	4.446	-0.808
5441.339	4.312	-1.683	
5464.279	4.143	-1.629	
5466.396	4.371	-0.721	

5466.987	3.573	-2.237
5473.162	4.191	-2.072
5491.832	4.186	-2.258
5522.446	4.209	-1.488
5539.280	3.642	-2.612
5543.935	4.218	-1.237
5546.505	4.371	-1.210
5546.990	4.218	-1.812
5560.211	4.435	-1.126
5587.574	4.143	-1.684
5618.632	4.209	-1.359
5619.595	4.386	-1.503
5633.946	4.991	-0.225
5636.695	3.640	-2.570
5638.262	4.220	-0.869
5641.434	4.256	-1.039
5646.684	4.261	-2.482
5651.468	4.473	-1.819
5652.317	4.261	-1.829
5661.344	4.284	-1.906
5667.518	4.178	-1.407
5677.684	4.103	-2.676
5679.023	4.652	-0.827
5680.240	4.186	-2.379
5696.088	4.549	-1.937
5701.543	2.559	-2.243
5705.464	4.301	-1.502
5731.761	4.256	-1.194
5738.227	4.220	-2.231
5741.847	4.256	-1.690
5752.031	4.549	-0.913
5760.344	3.642	-2.549
5775.080	4.220	-1.171
5778.453	2.588	-3.535
5784.658	3.397	-2.634
5793.914	4.220	-1.677
5806.725	4.608	-0.944
5809.217	3.884	-1.712
5811.914	4.143	-2.398
5814.807	4.283	-1.881
5815.217	4.154	-2.441
5827.877	3.283	-3.266
5848.126	4.608	-1.158

5849.683	3.695	-3.015
5852.218	4.549	-1.248
5853.148	1.485	-5.157
5855.075	4.608	-1.595
5856.088	4.295	-1.598
5859.586	4.549	-0.578
5862.356	4.549	-0.304
5905.671	4.652	-0.841
5916.247	2.454	-2.960
5927.788	4.652	-1.128
5929.677	4.549	-1.262
5930.180	4.652	-0.386
5934.654	3.929	-1.244
5956.693	0.859	-4.639
5983.680	4.549	-0.648
5984.815	4.733	-0.262
5987.065	4.795	-0.465
6003.011	3.882	-1.195
6005.541	2.588	-3.522
6008.556	3.884	-0.918
6012.209	2.223	-3.862
6034.035	4.312	-2.369
6035.337	4.295	-2.551
6054.073	4.371	-2.263
6056.004	4.733	-0.558
6078.491	4.795	-0.292
6079.009	4.652	-1.064
6082.710	2.223	-3.622
6085.257	2.759	-2.908
6093.642	4.608	-1.402
6096.664	3.984	-1.861
6098.243	4.559	-1.825
6127.906	4.143	-1.503
6136.993	2.198	-3.037
6151.617	2.176	-3.357
6157.727	4.076	-1.257
6159.378	4.608	-1.910
6165.359	4.143	-1.487
6173.334	2.223	-2.938
6187.989	3.943	-1.724
6200.312	2.608	-2.457
6213.429	2.223	-2.650
6219.280	2.198	-2.549

	6220.779	3.882	-2.390
	6226.734	3.884	-2.143
	6232.640	3.654	-1.232
	6240.646	2.223	-3.337
	6265.132	2.176	-2.633
	6335.329	2.198	-2.423
	6380.743	4.186	-1.312
	6385.718	4.733	-1.887
	6392.537	2.279	-4.007
	6574.226	0.990	-5.019
	6591.312	4.593	-2.065
	6593.869	2.433	-2.461
	6597.561	4.795	-0.984
	6608.025	2.279	-4.017
	6609.109	2.559	-2.708
	6625.021	1.011	-5.374
	6627.543	4.549	-1.542
	6646.930	2.608	-3.988
	6653.851	4.154	-2.475
	6699.141	4.593	-2.167
	6703.565	2.759	-3.078
	6710.318	1.485	-4.876
	6713.742	4.795	-1.485
	6725.355	4.103	-2.257
	6726.666	4.607	-1.062
	6732.064	4.584	-2.208
	6733.150	4.638	-1.490
	6739.520	1.557	-4.955
	6745.100	4.580	-2.164
	6745.955	4.076	-2.709
	6750.151	2.424	-2.672
	6752.707	4.638	-1.285
	6806.842	2.728	-3.153
	6839.830	2.559	-3.433
	6842.685	4.638	-1.245
	6857.249	4.076	-2.125
	6861.937	2.424	-3.852
Fe II	5100.655	2.807	-4.212
	5132.661	2.807	-4.088
	5197.568	3.231	-2.497
	5234.623	3.221	-2.357
	5264.802	3.231	-3.185

5284.103	2.891	-3.237
5325.552	3.221	-3.246
5414.070	3.221	-3.647
5425.248	3.200	-3.304
5534.838	3.245	-2.986
5991.371	3.153	-3.609
6084.102	3.199	-3.840
6113.319	3.221	-4.155
6149.246	3.889	-2.789
6238.386	3.889	-2.634
6247.557	3.892	-2.427
6369.459	2.891	-4.203
6416.919	3.892	-2.754

8 Apêndice B

8.1 Parâmetros espectroscópicos e metalicidades para as estrelas da amostra

<i>KOI</i>	T_{ef} K	δT_{ef} K	$\log g$ dex	$\delta \log g$ dex	ξ [km s ⁻¹]	$\delta \xi$ [km s ⁻¹]	[Fe/H] dex	δ [Fe/H] dex
K00001	5856	33	4.44	0.09	1.15	0.06	0.00	0.02
K00002	6384	77	3.90	0.13	1.98	0.10	0.13	0.03
K00003	4851	60	4.52	0.08	0.92	0.13	0.24	0.02
K00006	6311	106	4.26	0.11	2.26	0.20	-0.14	0.05
K00007	5852	20	4.19	0.06	1.20	0.03	0.15	0.01
K00008	5906	29	4.53	0.09	1.08	0.05	-0.09	0.02
K00010	6118	120	4.09	0.14	1.89	0.20	-0.25	0.05
K00017	5699	22	4.34	0.07	1.02	0.04	0.36	0.01
K00018	6368	63	4.09	0.08	1.71	0.10	-0.02	0.02
K00020	6089	28	4.26	0.04	1.26	0.04	0.08	0.01
K00022	5964	25	4.39	0.11	1.15	0.04	0.22	0.02
K00041	5915	15	4.21	0.04	1.27	0.03	0.07	0.01
K00042	6552	120	4.58	0.08	1.82	0.15	0.03	0.05
K00046	5635	26	4.08	0.06	1.13	0.04	0.41	0.02
K00049	5858	41	4.40	0.12	1.33	0.09	-0.08	0.03
K00063	5594	22	4.53	0.06	1.23	0.04	0.16	0.01
K00064	5344	22	3.92	0.06	0.96	0.03	0.04	0.02
K00069	5646	21	4.50	0.04	0.91	0.03	-0.14	0.01
K00070	5475	18	4.47	0.06	0.77	0.04	0.05	0.01
K00072	5698	18	4.37	0.08	0.92	0.03	-0.13	0.01
K00075	5951	25	3.71	0.04	1.46	0.04	-0.14	0.01
K00082	4849	49	4.51	0.08	0.62	0.12	0.03	0.02
K00084	5563	18	4.52	0.03	0.89	0.04	-0.07	0.02
K00085	6264	41	4.25	0.11	1.64	0.06	0.09	0.03
K00087	5592	15	4.53	0.04	0.80	0.04	-0.26	0.01
K00092	5959	42	4.52	0.09	1.14	0.06	0.11	0.03
K00094	6267	36	4.29	0.08	1.53	0.06	0.06	0.02
K00097	6170	36	4.10	0.05	1.48	0.05	0.20	0.03
K00098	6498	134	4.14	0.15	2.28	0.22	-0.07	0.05
K00099	5078	32	4.51	0.06	0.42	0.10	-0.29	0.02
K00102	5835	40	4.51	0.06	1.17	0.06	0.25	0.02
K00103	5598	18	4.54	0.03	0.84	0.04	-0.01	0.01
K00104	4777	78	4.40	0.17	0.78	0.18	0.22	0.03
K00105	5674	29	4.42	0.09	0.89	0.07	-0.38	0.02

K00107	5990	42	4.33	0.15	1.33	0.06	0.26	0.03
K00108	5962	15	4.21	0.04	1.25	0.03	0.12	0.01
K00110	6128	60	4.20	0.15	1.72	0.16	-0.28	0.04
K00111	5881	29	4.30	0.07	1.18	0.08	-0.47	0.01
K00112	5919	38	4.37	0.11	1.17	0.07	-0.01	0.02
K00113	5626	29	4.28	0.09	1.17	0.05	0.39	0.02
K00115	5949	41	4.40	0.14	1.33	0.09	-0.13	0.03
K00116	5920	22	4.38	0.08	1.03	0.04	-0.10	0.01
K00117	5971	20	4.27	0.06	1.21	0.04	0.38	0.02
K00118	5867	31	4.34	0.09	1.10	0.05	0.12	0.02
K00119	5730	31	3.93	0.11	1.23	0.04	0.39	0.02
K00122	5693	15	4.23	0.06	1.07	0.03	0.25	0.01
K00123	5971	21	4.21	0.04	1.23	0.03	-0.06	0.01
K00124	6016	47	4.28	0.09	1.33	0.09	-0.11	0.03
K00127	5574	29	4.44	0.09	1.06	0.05	0.35	0.02
K00128	5686	26	4.34	0.01	1.04	0.05	0.30	0.03
K00134	6332	115	4.31	0.21	2.34	0.26	0.09	0.07
K00135	6034	42	4.35	0.11	1.46	0.05	0.35	0.02
K00137	5410	25	4.40	0.07	0.81	0.05	0.25	0.01
K00139	5937	29	4.42	0.09	1.05	0.05	0.27	0.02
K00141	5383	61	4.54	0.11	1.20	0.09	0.25	0.04
K00142	5429	25	4.46	0.07	0.83	0.05	0.22	0.01
K00144	4953	67	4.47	0.12	0.87	0.12	0.22	0.02
K00145	4898	29	3.13	0.06	1.12	0.03	-0.04	0.02
K00148	5184	35	4.40	0.14	0.72	0.06	0.20	0.02
K00149	5708	40	3.99	0.09	1.22	0.05	0.01	0.02
K00150	5557	46	4.41	0.11	0.79	0.09	-0.43	0.02
K00152	6234	197	4.23	0.19	3.41	1.01	-0.34	0.08
K00153	4805	67	4.35	0.16	0.56	0.14	0.07	0.02
K00155	5703	25	4.02	0.03	1.12	0.05	-0.19	0.02
K00156	4887	46	4.44	0.22	1.23	0.09	-0.04	0.02
K00157	5800	25	4.34	0.04	1.07	0.04	0.03	0.01
K00159	6060	42	4.33	0.11	1.21	0.08	0.01	0.02
K00161	4887	64	4.37	0.20	0.74	0.14	0.28	0.03
K00162	5888	25	4.41	0.09	1.20	0.05	0.24	0.02
K00163	5165	29	4.48	0.07	0.68	0.08	-0.37	0.02
K00165	5215	32	4.45	0.08	0.84	0.08	-0.27	0.02
K00166	5269	42	4.67	0.06	0.67	0.09	-0.22	0.02
K00167	6157	55	3.99	0.11	1.54	0.09	-0.01	0.03
K00168	5942	20	4.17	0.04	1.39	0.05	-0.12	0.01
K00171	6137	77	4.18	0.11	2.00	0.14	-0.06	0.03
K00172	5784	36	4.37	0.11	1.08	0.07	-0.22	0.02
K00173	5744	38	4.31	0.14	1.06	0.06	0.03	0.03

K00174	4902	42	4.40	0.16	0.51	0.13	-0.25	0.02
K00177	5825	36	4.52	0.04	1.11	0.07	0.03	0.03
K00179	6151	65	3.97	0.12	1.87	0.12	0.13	0.04
K00180	5648	22	4.59	0.04	0.94	0.04	0.02	0.01
K00186	5800	61	4.30	0.15	1.49	0.10	0.16	0.05
K00191	5442	47	4.44	0.14	0.84	0.08	0.13	0.02
K00193	5926	162	4.16	0.23	2.98	0.46	0.06	0.08
K00195	5480	65	4.54	0.08	0.62	0.16	-0.13	0.04
K00197	5080	71	4.43	0.17	1.19	0.11	0.04	0.04
K00201	5652	55	4.61	0.11	1.32	0.09	0.37	0.04
K00203	5635	33	4.34	0.08	1.39	0.06	0.24	0.02
K00209	6138	45	4.25	0.08	1.68	0.10	-0.03	0.03
K00211	5977	52	4.23	0.14	1.50	0.10	-0.03	0.04
K00214	5479	43	4.51	0.04	0.89	0.08	0.44	0.03
K00232	5843	81	3.92	0.17	1.67	0.16	-0.10	0.06
K00237	5797	53	4.50	0.08	1.11	0.08	0.30	0.04
K00238	6163	76	4.34	0.19	2.04	0.20	-0.17	0.05
K00241	5046	39	4.49	0.07	0.43	0.14	-0.47	0.02
K00244	6297	50	4.21	0.09	1.63	0.09	-0.09	0.03
K00245	5410	11	4.55	0.02	0.83	0.04	-0.32	0.01
K00246	5866	11	4.37	0.07	1.14	0.03	0.13	0.01
K00257	6228	65	4.38	0.14	1.51	0.10	0.09	0.04
K00260	6252	63	4.15	0.06	1.49	0.11	-0.25	0.02
K00261	5777	11	4.54	0.04	0.96	0.03	0.08	0.01
K00262	6242	56	4.16	0.06	1.60	0.09	-0.13	0.02
K00263	5892	11	4.10	0.06	1.31	0.03	-0.15	0.01
K00265	6113	20	4.43	0.05	1.23	0.03	0.16	0.02
K00266	6161	60	4.19	0.08	1.27	0.11	-0.05	0.04
K00268	6461	134	4.51	0.13	2.62	0.37	-0.13	0.05
K00269	6493	219	4.70	0.23	3.09	1.49	-0.25	0.09
K00270	5701	29	4.26	0.08	1.15	0.06	-0.18	0.02
K00271	6244	50	4.40	0.11	1.59	0.07	0.27	0.03
K00273	5723	25	4.45	0.08	1.00	0.03	0.28	0.01
K00274	6094	28	4.00	0.03	1.51	0.05	-0.12	0.01
K00275	5900	25	4.14	0.07	1.28	0.04	0.29	0.02
K00276	6011	42	4.39	0.12	1.04	0.07	0.02	0.03
K00277	6068	26	4.07	0.05	1.60	0.07	-0.26	0.02
K00279	6340	162	4.34	0.24	2.36	0.32	-0.02	0.06
K00280	6150	63	4.59	0.07	1.46	0.16	-0.26	0.04
K00281	5606	51	3.93	0.16	0.80	0.09	-0.42	0.03
K00282	5929	36	4.37	0.09	1.10	0.08	-0.18	0.02
K00283	5765	11	4.51	0.01	0.94	0.03	0.16	0.01
K00284	5877	58	4.23	0.18	1.18	0.11	-0.25	0.04

K00285	5996	42	4.13	0.06	1.51	0.05	0.14	0.02
K00288	6214	70	4.16	0.15	1.97	0.12	0.13	0.04
K00289	5905	30	4.05	0.06	1.20	0.07	-0.43	0.02
K00291	5801	26	4.23	0.06	1.25	0.05	0.30	0.02
K00292	5852	20	4.41	0.07	0.99	0.04	-0.17	0.01
K00294	6039	40	4.28	0.08	1.17	0.08	0.04	0.03
K00295	6055	44	4.64	0.11	1.06	0.10	-0.11	0.03
K00296	5853	36	4.39	0.11	1.08	0.07	-0.09	0.02
K00297	6280	61	4.48	0.08	1.64	0.10	0.12	0.03
K00299	5509	18	4.52	0.02	0.86	0.04	0.14	0.01
K00301	6260	55	4.39	0.11	1.63	0.11	-0.02	0.03
K00303	5640	29	4.48	0.08	0.90	0.06	-0.16	0.02
K00304	5845	36	4.49	0.08	1.00	0.08	-0.13	0.02
K00305	4844	49	4.32	0.20	0.78	0.10	0.11	0.02
K00306	5349	33	4.57	0.07	1.11	0.06	0.11	0.02
K00307	6090	47	4.52	0.07	1.32	0.10	-0.07	0.04
K00308	6207	111	4.32	0.22	2.80	0.52	-0.21	0.07
K00312	6194	90	4.25	0.17	1.95	0.21	-0.07	0.06
K00313	5257	39	4.52	0.04	0.73	0.07	0.06	0.03
K00315	4990	46	4.50	0.07	0.96	0.09	-0.27	0.02
K00316	5619	29	4.44	0.09	1.00	0.06	0.36	0.02
K00318	6383	190	4.64	0.21	2.73	0.54	-0.04	0.07
K00319	5944	40	3.99	0.04	1.44	0.06	0.14	0.03
K00321	5675	18	4.43	0.08	0.99	0.03	0.27	0.01
K00323	5442	32	4.65	0.08	1.14	0.06	0.01	0.02
K00327	6003	46	4.23	0.08	1.39	0.09	-0.09	0.03
K00328	5781	20	4.33	0.04	1.16	0.05	-0.15	0.01
K00330	5959	49	4.26	0.11	1.26	0.07	0.08	0.03
K00331	5552	22	4.02	0.06	1.11	0.04	0.09	0.01
K00332	5840	40	4.33	0.11	1.16	0.05	0.40	0.02
K00333	6145	60	4.24	0.08	1.62	0.11	0.02	0.04
K00337	5810	44	4.41	0.14	1.22	0.06	0.08	0.03
K00338	5008	56	4.43	0.13	0.86	0.10	0.28	0.02
K00339	6009	47	4.32	0.11	1.13	0.09	-0.18	0.03
K00340	5700	36	4.12	0.07	1.56	0.05	0.28	0.02
K00341	5536	33	4.59	0.07	1.11	0.05	0.11	0.02
K00343	5849	30	4.43	0.10	1.20	0.05	0.05	0.02
K00344	5644	26	4.48	0.07	0.85	0.06	-0.20	0.02
K00345	4896	46	4.48	0.11	0.70	0.10	0.00	0.02
K00346	5049	49	4.54	0.08	0.74	0.10	0.07	0.02
K00348	4821	49	4.52	0.08	0.67	0.15	0.06	0.02
K00349	5808	26	4.47	0.07	1.07	0.05	0.38	0.02
K00350	5839	40	4.60	0.07	1.11	0.06	0.07	0.03

K00351	6077	25	4.41	0.08	1.29	0.05	0.11	0.01
K00352	5884	25	4.28	0.08	1.19	0.06	0.00	0.02
K00355	6145	41	4.35	0.13	1.64	0.08	0.14	0.03
K00356	5486	25	4.47	0.08	0.86	0.06	0.02	0.02
K00360	6028	41	4.38	0.09	1.02	0.08	-0.07	0.02
K00361	5716	26	4.55	0.03	0.94	0.06	0.15	0.02
K00364	5875	22	4.31	0.08	1.13	0.03	0.27	0.01
K00365	5540	15	4.54	0.01	0.83	0.03	-0.13	0.01
K00367	5761	31	4.46	0.10	1.07	0.05	0.19	0.02
K00369	6188	76	4.37	0.17	1.91	0.23	-0.24	0.05
K00370	6145	50	4.13	0.12	1.89	0.10	-0.02	0.03
K00371	5171	40	3.68	0.10	1.09	0.05	0.08	0.03
K00372	5798	25	4.54	0.04	1.04	0.04	-0.07	0.02
K00373	5788	36	4.46	0.06	1.03	0.10	-0.36	0.02
K00374	5860	38	4.18	0.10	1.11	0.07	-0.20	0.02
K00375	5805	35	4.11	0.10	1.36	0.05	0.15	0.03
K00377	5794	29	4.51	0.03	0.95	0.04	0.09	0.02
K00379	6150	63	4.05	0.06	1.84	0.09	0.09	0.03
K00384	6200	70	4.03	0.08	1.82	0.11	-0.03	0.03
K00385	5478	32	4.48	0.07	0.82	0.06	0.12	0.02
K00386	6031	35	4.54	0.04	1.34	0.07	0.06	0.03
K00387	4919	43	4.46	0.16	1.25	0.09	-0.18	0.02
K00388	5885	40	4.17	0.11	1.45	0.06	0.10	0.02
K00392	6036	40	4.31	0.09	1.48	0.07	0.07	0.03
K00393	6173	75	4.23	0.14	2.39	0.29	-0.37	0.04
K00399	6175	57	4.44	0.14	1.52	0.10	-0.01	0.03
K00401	5388	32	4.45	0.06	0.83	0.06	0.33	0.03
K00403	6380	134	4.59	0.17	2.91	0.50	-0.06	0.06
K00408	5592	49	4.66	0.09	0.90	0.10	0.15	0.03
K00409	5859	26	4.45	0.09	1.10	0.05	0.19	0.02
K00415	5734	38	4.23	0.04	0.84	0.08	-0.18	0.03
K00416	5166	56	4.58	0.09	0.71	0.12	-0.11	0.02
K00427	5331	53	4.58	0.06	0.72	0.11	0.17	0.03
K00431	5334	57	4.63	0.12	0.94	0.11	-0.24	0.02
K00433	5341	61	4.48	0.10	1.00	0.10	0.21	0.03
K00435	5842	40	4.37	0.11	1.02	0.07	0.11	0.02
K00439	5432	36	4.46	0.11	0.97	0.06	0.30	0.02
K00440	5034	56	4.44	0.13	0.77	0.09	0.13	0.02
K00442	5885	26	4.43	0.08	0.98	0.05	0.01	0.02
K00444	5711	31	4.42	0.14	1.01	0.06	-0.07	0.02
K00446	4952	60	4.40	0.20	1.27	0.10	-0.41	0.03
K00448	5006	67	4.57	0.13	1.72	0.13	-0.22	0.03
K00456	5656	33	4.47	0.07	0.92	0.07	0.26	0.02

K00457	5068	46	4.45	0.13	0.89	0.08	0.17	0.02
K00459	5947	58	4.47	0.11	1.09	0.09	0.19	0.03
K00464	5444	57	4.52	0.10	1.03	0.10	0.22	0.03
K00465	6109	42	4.25	0.11	1.38	0.08	0.00	0.03
K00466	6025	106	4.30	0.26	2.69	0.44	-0.14	0.08
K00474	5967	46	4.47	0.09	1.10	0.09	0.05	0.03
K00475	5382	94	4.51	0.15	1.63	0.19	-0.21	0.05
K00479	5549	31	4.36	0.07	0.95	0.06	-0.11	0.02
K00481	5217	39	4.53	0.07	0.65	0.10	-0.09	0.02
K00486	5731	49	4.55	0.07	1.06	0.11	-0.36	0.03
K00490	4958	42	4.61	0.08	0.82	0.12	-0.05	0.02
K00500	4800	60	4.43	0.16	1.23	0.11	-0.10	0.02
K00505	5054	39	4.53	0.06	1.02	0.09	0.10	0.02
K00508	5584	51	4.59	0.06	1.13	0.09	0.33	0.03
K00509	5685	71	4.56	0.09	1.28	0.12	0.29	0.05
K00510	5691	54	4.57	0.10	1.11	0.08	0.44	0.03
K00511	6060	62	4.64	0.10	1.27	0.10	0.14	0.04
K00517	5577	47	4.58	0.10	1.20	0.07	0.26	0.02
K00518	4988	63	4.48	0.30	0.71	0.15	-0.55	0.03
K00519	5871	42	4.46	0.10	1.20	0.08	0.11	0.03
K00520	5112	63	4.55	0.09	0.76	0.11	0.13	0.02
K00523	5807	42	4.29	0.12	1.08	0.08	-0.09	0.03
K00528	5365	43	4.47	0.09	0.91	0.09	-0.07	0.03
K00534	5302	47	4.47	0.12	0.88	0.08	0.11	0.02
K00543	5168	43	4.37	0.13	0.85	0.08	-0.05	0.02
K00546	5997	83	4.36	0.18	1.68	0.14	0.08	0.06
K00548	6107	47	4.39	0.12	1.43	0.09	-0.05	0.03
K00550	5742	36	4.57	0.06	0.93	0.06	0.22	0.03
K00551	5726	26	4.48	0.06	0.98	0.06	0.17	0.02
K00555	5351	39	4.49	0.09	0.86	0.06	0.07	0.02
K00561	5098	46	4.52	0.08	0.44	0.14	-0.12	0.02
K00564	5974	55	4.29	0.13	1.56	0.08	0.32	0.04
K00567	5509	40	4.40	0.11	0.81	0.09	-0.16	0.02
K00568	5430	36	4.57	0.06	1.04	0.07	0.03	0.02
K00569	5208	53	4.84	0.11	1.08	0.13	-0.19	0.02
K00572	6088	41	4.24	0.10	1.26	0.07	-0.00	0.03
K00573	5673	44	4.40	0.13	1.07	0.07	0.13	0.03
K00574	5109	63	4.61	0.10	0.30	0.24	0.05	0.03
K00577	5171	46	4.61	0.08	0.80	0.11	0.11	0.02
K00579	5155	46	4.54	0.07	0.91	0.08	0.02	0.02
K00582	5194	42	4.59	0.07	1.07	0.07	0.06	0.02
K00584	5527	43	4.39	0.14	0.98	0.06	0.31	0.02
K00590	5934	52	4.51	0.08	1.14	0.11	0.02	0.04

K00597	5778	36	4.44	0.06	1.17	0.06	-0.02	0.02
K00598	5244	50	4.57	0.08	0.84	0.08	0.06	0.03
K00600	5912	50	4.51	0.09	1.62	0.12	-0.01	0.03
K00601	5822	57	4.47	0.12	1.43	0.09	0.05	0.04
K00611	6357	197	4.20	0.25	3.62	1.07	-0.22	0.08
K00612	5226	54	4.53	0.09	0.87	0.10	0.02	0.03
K00620	5664	49	4.44	0.13	1.47	0.09	-0.01	0.03
K00623	6034	58	4.28	0.17	1.32	0.16	-0.43	0.04
K00624	5706	36	4.65	0.10	1.09	0.06	0.12	0.02
K00626	6093	68	4.18	0.10	1.26	0.13	-0.20	0.04
K00627	6138	36	4.35	0.09	1.40	0.07	0.21	0.02
K00628	5756	49	4.43	0.13	0.80	0.11	-0.31	0.03
K00629	6059	66	4.14	0.10	1.45	0.15	-0.31	0.05
K00632	5375	39	4.50	0.07	0.90	0.06	0.09	0.02
K00633	5823	33	4.20	0.08	1.17	0.06	-0.17	0.02
K00635	6220	55	4.58	0.07	1.35	0.10	0.09	0.03
K00638	5729	26	4.49	0.04	0.91	0.06	0.01	0.02
K00639	6187	65	4.30	0.15	1.68	0.13	0.01	0.04
K00640	5305	39	4.55	0.06	0.78	0.07	0.13	0.02
K00644	5889	74	4.54	0.13	1.29	0.13	-0.02	0.05
K00645	5870	35	4.12	0.08	1.10	0.07	-0.19	0.03
K00647	6103	72	4.14	0.14	1.33	0.19	-0.45	0.05
K00649	6207	91	4.11	0.14	2.37	0.15	0.03	0.04
K00650	5146	35	4.62	0.07	0.86	0.08	0.01	0.02
K00654	5832	40	4.50	0.08	0.96	0.07	0.01	0.02
K00655	6176	45	4.30	0.13	1.46	0.09	-0.04	0.02
K00657	4988	39	4.39	0.17	1.14	0.08	-0.29	0.02
K00658	5968	49	4.50	0.10	1.17	0.08	0.12	0.03
K00659	6628	117	4.98	0.01	2.39	0.35	-0.03	0.06
K00660	5396	26	3.95	0.09	1.19	0.04	-0.13	0.02
K00661	5985	29	4.56	0.04	1.09	0.05	0.12	0.02
K00662	5942	36	4.10	0.06	1.24	0.06	0.03	0.02
K00664	5779	32	4.47	0.10	1.10	0.05	0.07	0.02
K00665	6026	38	4.20	0.09	1.47	0.05	0.27	0.02
K00666	5676	36	4.56	0.04	1.06	0.05	0.15	0.02
K00670	5682	29	4.26	0.06	1.06	0.04	0.22	0.01
K00671	6181	45	4.40	0.12	1.34	0.08	0.07	0.03
K00672	5547	26	4.49	0.07	0.86	0.05	0.13	0.02
K00674	4912	43	3.68	0.08	0.93	0.06	0.19	0.02
K00678	5146	32	4.50	0.06	1.14	0.07	0.08	0.02
K00679	5945	30	4.22	0.04	1.23	0.06	0.26	0.03
K00680	6271	75	3.97	0.12	1.72	0.11	0.02	0.04
K00682	5622	29	4.43	0.11	0.95	0.05	0.35	0.02

K00683	5911	31	4.51	0.07	0.92	0.05	0.21	0.02
K00684	5305	29	3.92	0.11	1.07	0.04	0.06	0.02
K00686	5702	43	4.51	0.10	0.88	0.07	0.04	0.02
K00687	5896	40	4.37	0.09	1.41	0.07	0.02	0.02
K00688	6289	127	4.26	0.15	2.02	0.23	-0.17	0.06
K00689	5460	46	4.48	0.11	0.69	0.09	-0.42	0.02
K00691	5960	61	4.04	0.12	1.24	0.12	-0.32	0.04
K00692	5707	29	4.35	0.07	1.02	0.06	0.17	0.02
K00693	6076	47	4.26	0.12	1.72	0.10	-0.07	0.04
K00694	5691	36	4.44	0.13	1.00	0.05	0.24	0.02
K00695	5752	33	4.38	0.09	0.91	0.10	-0.42	0.02
K00697	5865	31	4.25	0.07	1.12	0.05	0.16	0.02
K00700	5764	42	4.46	0.09	0.99	0.12	-0.44	0.03
K00701	5001	32	4.53	0.05	0.67	0.09	-0.39	0.02
K00703	6416	106	4.15	0.15	2.18	0.15	0.14	0.05
K00704	5373	36	4.64	0.08	0.99	0.07	-0.09	0.02
K00707	5991	35	4.25	0.07	1.36	0.06	0.10	0.03
K00708	6148	57	4.28	0.14	1.73	0.13	-0.16	0.03
K00709	5438	36	4.55	0.09	0.83	0.06	-0.14	0.02
K00711	5590	29	4.52	0.02	0.84	0.06	0.42	0.03
K00712	5437	33	4.52	0.08	0.77	0.07	0.00	0.02
K00714	5383	32	4.59	0.06	0.83	0.07	0.14	0.03
K00717	5633	29	4.38	0.06	0.99	0.05	0.35	0.02
K00718	5997	30	4.45	0.07	1.12	0.05	0.44	0.02
K00719	4774	46	4.37	0.12	0.87	0.10	-0.11	0.01
K00720	5275	46	4.55	0.07	1.31	0.07	-0.04	0.02
K00721	5842	33	4.09	0.03	1.30	0.05	0.10	0.02
K00722	6176	60	4.35	0.16	1.47	0.13	-0.16	0.04
K00723	5334	43	4.62	0.08	1.29	0.08	0.25	0.02
K00730	6049	111	4.60	0.22	2.00	0.20	0.28	0.08
K00732	5272	54	4.50	0.10	0.95	0.08	0.27	0.03
K00733	5231	71	4.59	0.11	1.38	0.12	-0.16	0.04
K00734	5974	35	4.42	0.13	1.40	0.07	0.22	0.03
K00738	5559	61	4.25	0.16	1.08	0.12	-0.35	0.04
K00749	5400	53	4.53	0.09	0.90	0.09	0.09	0.03
K00752	5666	38	4.54	0.06	0.92	0.08	0.21	0.03
K00756	5714	65	4.51	0.08	1.35	0.12	0.18	0.05
K00757	5097	67	4.75	0.15	1.06	0.14	0.06	0.03
K00759	5315	43	4.56	0.08	0.63	0.11	-0.18	0.02
K00760	5816	71	4.54	0.12	1.53	0.12	0.08	0.05
K00771	5697	85	4.51	0.16	1.88	0.18	0.08	0.06
K00800	5869	41	4.34	0.12	1.27	0.07	0.20	0.03
K00806	5461	51	4.53	0.10	1.10	0.10	0.16	0.03

K00825	5167	75	4.51	0.12	1.17	0.11	0.16	0.03
K00829	5807	52	4.38	0.12	1.33	0.10	0.00	0.03
K00834	5911	46	4.35	0.11	1.51	0.07	0.36	0.03
K00835	5031	63	4.48	0.11	0.96	0.10	0.15	0.02
K00837	4879	86	4.54	0.09	0.79	0.21	0.39	0.04
K00841	5246	98	4.49	0.17	1.82	0.18	0.01	0.05
K00853	4986	60	4.49	0.10	1.12	0.11	-0.08	0.02
K00857	5127	49	4.54	0.06	0.68	0.11	0.29	0.02
K00864	5629	38	4.58	0.07	1.12	0.08	0.11	0.02
K00869	5116	77	4.85	0.17	1.08	0.17	0.09	0.03
K00870	5117	79	4.11	0.22	2.03	0.13	-0.17	0.04
K00872	5126	60	4.57	0.09	0.71	0.13	0.19	0.02
K00874	5159	61	4.52	0.08	1.27	0.11	0.14	0.03
K00880	5529	71	4.70	0.14	1.02	0.11	0.27	0.04
K00881	5189	72	4.51	0.12	1.34	0.13	-0.04	0.03
K00884	5010	83	4.64	0.07	0.33	0.32	0.34	0.04
K00889	5427	57	4.54	0.09	1.07	0.09	0.29	0.03
K00892	5217	99	4.86	0.18	1.19	0.18	-0.01	0.04
K00896	5255	82	4.66	0.16	1.37	0.14	0.17	0.04
K00906	5097	74	4.51	0.13	0.83	0.13	0.06	0.03
K00907	5816	62	4.92	0.10	1.07	0.12	0.09	0.04
K00918	5474	36	4.64	0.09	0.92	0.08	0.17	0.02
K00921	5111	71	4.56	0.09	0.57	0.16	0.20	0.03
K00934	5653	38	4.57	0.04	0.92	0.08	-0.03	0.03
K00935	6043	247	4.34	0.31	2.70	0.70	-0.21	0.11
K00939	5595	54	4.45	0.14	1.01	0.08	0.29	0.04
K00941	5323	89	4.80	0.19	1.53	0.13	0.29	0.04
K00954	5589	47	4.53	0.13	0.97	0.08	-0.07	0.03
K00958	4925	39	4.37	0.14	0.98	0.09	-0.09	0.02
K00974	6399	90	4.14	0.17	2.18	0.25	-0.11	0.05
K00975	6227	42	4.00	0.03	1.50	0.06	-0.10	0.01
K00981	5106	11	3.36	0.06	1.15	0.02	-0.22	0.01
K00986	5496	29	4.55	0.04	0.98	0.06	0.25	0.02
K00987	5485	29	4.52	0.05	0.93	0.06	0.09	0.02
K00988	5100	46	4.61	0.09	1.01	0.08	0.05	0.02
K00991	5596	33	4.59	0.07	1.13	0.06	-0.19	0.02
K00993	5611	49	4.42	0.12	1.15	0.11	-0.33	0.03
K00999	5263	72	4.50	0.13	1.23	0.13	-0.10	0.04
K01001	6201	75	3.90	0.19	2.13	0.16	-0.05	0.05
K01002	5449	33	4.51	0.07	0.85	0.07	0.11	0.02
K01010	6275	66	4.36	0.13	1.90	0.16	-0.06	0.05
K01015	6070	65	4.22	0.13	1.58	0.13	-0.06	0.05
K01019	4961	29	3.44	0.10	1.00	0.03	0.07	0.02

K01032	5092	79	3.89	0.22	1.12	0.09	0.07	0.04
K01050	5050	50	4.54	0.06	0.75	0.11	0.04	0.02
K01052	5834	52	4.22	0.12	1.41	0.10	-0.18	0.03
K01054	5338	44	2.51	0.06	2.08	0.18	-0.98	0.03
K01069	5201	63	4.53	0.08	0.74	0.13	0.32	0.03
K01089	5879	58	4.36	0.17	1.23	0.09	0.17	0.04
K01102	5963	247	4.08	0.29	4.79	0.21	-0.20	0.10
K01113	6176	45	4.41	0.11	1.39	0.09	0.05	0.03
K01115	5705	22	4.17	0.06	1.13	0.04	0.15	0.01
K01116	5802	38	4.46	0.10	0.93	0.06	0.11	0.02
K01117	6356	205	3.78	0.26	2.67	0.59	-0.29	0.07
K01118	6085	42	4.16	0.10	1.20	0.07	-0.02	0.02
K01120	4948	54	3.42	0.19	1.67	0.05	-0.06	0.03
K01126	5486	75	4.69	0.11	0.97	0.15	0.14	0.04
K01127	5745	65	4.46	0.11	1.31	0.09	0.45	0.04
K01128	5413	29	4.56	0.06	0.78	0.06	-0.01	0.02
K01145	5992	53	4.51	0.08	1.16	0.08	0.10	0.03
K01148	6142	52	4.30	0.15	1.56	0.08	0.14	0.03
K01150	5807	36	4.37	0.10	1.28	0.06	0.07	0.02
K01151	5517	29	4.41	0.07	0.86	0.07	-0.20	0.02
K01161	5518	33	4.49	0.06	0.95	0.06	0.07	0.02
K01162	5744	31	4.44	0.06	0.95	0.08	-0.24	0.02
K01163	5332	54	4.56	0.08	0.97	0.12	-0.29	0.03
K01165	5369	36	4.49	0.06	0.80	0.08	-0.04	0.02
K01168	6203	45	4.22	0.11	1.48	0.09	0.04	0.03
K01169	5677	25	4.44	0.07	0.96	0.03	0.12	0.01
K01175	5738	40	4.03	0.07	1.52	0.06	0.07	0.02
K01196	5708	42	4.34	0.12	0.94	0.09	-0.18	0.02
K01198	6501	311	4.91	0.11	3.50	1.02	-0.02	0.12
K01199	4922	56	4.51	0.08	0.90	0.11	0.04	0.02
K01203	5672	67	4.36	0.17	0.59	0.15	-0.23	0.05
K01206	5811	40	3.83	0.07	1.51	0.06	0.04	0.03
K01208	6427	148	4.16	0.18	2.42	0.34	-0.20	0.06
K01209	5930	55	4.54	0.09	1.16	0.09	0.19	0.03
K01215	6166	47	4.12	0.12	1.44	0.07	0.11	0.03
K01216	5978	47	4.07	0.04	1.19	0.07	-0.07	0.03
K01218	5707	22	4.54	0.03	0.90	0.05	0.05	0.02
K01220	5319	29	3.96	0.08	0.98	0.05	0.15	0.02
K01221	4907	33	3.49	0.07	1.05	0.04	0.21	0.02
K01222	5071	36	3.63	0.09	0.99	0.05	0.08	0.02
K01230	5160	36	3.37	0.18	1.35	0.04	-0.08	0.02
K01239	5904	55	4.59	0.11	1.18	0.10	0.03	0.03
K01240	5623	50	4.54	0.09	1.00	0.08	0.16	0.02

K01241	4855	47	3.14	0.10	1.26	0.05	0.27	0.03
K01242	6255	63	4.41	0.11	1.45	0.09	0.02	0.02
K01257	5502	68	4.43	0.16	1.04	0.09	0.30	0.04
K01270	5252	60	4.52	0.06	0.90	0.09	0.06	0.03
K01271	6220	101	4.06	0.13	2.34	0.48	-0.44	0.06
K01274	5327	36	4.57	0.06	0.73	0.09	-0.20	0.02
K01275	5978	36	4.50	0.08	1.24	0.07	0.08	0.02
K01276	5546	43	4.55	0.07	0.89	0.07	0.15	0.02
K01278	5837	67	4.46	0.14	0.94	0.12	-0.10	0.05
K01279	5763	26	4.38	0.08	1.08	0.06	-0.01	0.02
K01282	6208	77	4.23	0.14	1.54	0.15	-0.12	0.05
K01283	5781	42	4.07	0.07	1.14	0.08	-0.30	0.03
K01288	6204	66	4.55	0.07	1.34	0.10	0.15	0.04
K01299	5011	32	3.41	0.09	1.06	0.04	0.04	0.02
K01300	5098	60	4.55	0.11	1.02	0.11	0.02	0.02
K01301	5404	57	4.61	0.10	1.05	0.11	-0.19	0.03
K01305	5255	49	4.57	0.04	0.59	0.11	0.20	0.03
K01306	5694	76	4.69	0.18	1.03	0.16	-0.20	0.04
K01307	5606	47	4.55	0.10	1.00	0.08	0.13	0.03
K01308	5727	31	4.25	0.07	1.21	0.06	0.00	0.02
K01311	5889	40	4.22	0.11	1.09	0.09	-0.27	0.03
K01314	5027	33	3.48	0.06	1.06	0.04	0.06	0.02
K01315	6177	45	4.50	0.07	1.26	0.08	0.13	0.03
K01316	5917	25	4.17	0.08	1.38	0.04	0.31	0.02
K01332	5753	47	4.30	0.04	0.94	0.09	-0.18	0.04
K01335	6325	125	4.20	0.21	2.25	0.37	-0.13	0.07
K01336	5778	60	4.42	0.13	1.16	0.09	0.12	0.04
K01338	5801	47	4.53	0.04	1.07	0.10	-0.10	0.03
K01344	6041	68	4.07	0.12	1.15	0.15	-0.33	0.04
K01353	6071	35	4.66	0.06	1.33	0.08	0.04	0.02
K01356	5848	63	4.26	0.15	1.71	0.11	0.18	0.04
K01359	5892	44	4.52	0.07	1.11	0.09	-0.08	0.03
K01360	5268	67	4.59	0.11	1.47	0.13	-0.11	0.03
K01363	5721	46	4.36	0.08	1.29	0.08	0.22	0.03
K01364	5407	54	4.57	0.08	1.10	0.10	0.10	0.03
K01366	5557	43	4.61	0.06	0.87	0.07	0.14	0.03
K01367	5025	53	4.46	0.09	0.73	0.11	-0.12	0.02
K01375	6375	91	4.53	0.15	2.17	0.30	-0.23	0.05
K01378	5638	31	3.93	0.08	1.09	0.07	-0.27	0.02
K01379	5812	38	4.50	0.09	1.02	0.08	-0.02	0.03
K01396	5650	61	4.63	0.14	1.22	0.11	0.16	0.04
K01411	5694	33	4.44	0.11	0.95	0.05	0.38	0.02
K01412	6021	42	4.33	0.12	1.36	0.06	0.13	0.03

K01413	5411	33	4.04	0.08	1.08	0.05	0.03	0.02
K01421	5655	55	4.41	0.14	1.20	0.10	0.03	0.04
K01426	5710	31	4.51	0.03	1.09	0.07	-0.14	0.02
K01428	5084	50	4.48	0.11	1.24	0.10	-0.14	0.02
K01431	5535	25	4.53	0.02	0.84	0.05	0.26	0.01
K01432	5675	53	4.49	0.11	1.17	0.10	0.10	0.04
K01436	5670	44	4.46	0.11	1.12	0.07	0.19	0.02
K01438	5789	36	4.15	0.09	1.28	0.05	0.20	0.02
K01439	6058	31	4.11	0.06	1.40	0.04	0.12	0.02
K01442	5535	32	4.39	0.06	0.89	0.06	0.41	0.03
K01444	6113	106	4.06	0.11	2.19	0.18	-0.07	0.05
K01463	6567	98	4.06	0.08	2.52	0.24	-0.17	0.03
K01466	5181	85	4.66	0.16	1.24	0.14	0.22	0.04
K01474	6461	85	4.29	0.20	2.28	0.16	0.03	0.05
K01477	5487	68	4.82	0.21	1.49	0.12	-0.02	0.03
K01478	5582	39	4.46	0.09	0.88	0.06	0.04	0.02
K01480	5028	93	4.69	0.18	1.44	0.20	-0.21	0.04
K01483	5793	31	4.15	0.08	1.25	0.05	0.29	0.02
K01486	5818	49	4.54	0.04	0.95	0.09	0.28	0.03
K01528	5365	40	4.61	0.04	0.66	0.10	0.12	0.03
K01529	6088	60	4.27	0.14	1.47	0.14	-0.11	0.04
K01530	6000	57	4.25	0.11	1.24	0.17	-0.47	0.03
K01531	5784	36	4.37	0.10	1.19	0.06	-0.12	0.02
K01532	6284	50	4.52	0.11	1.67	0.10	0.15	0.03
K01533	5808	41	4.27	0.03	0.94	0.09	-0.25	0.03
K01534	6287	84	4.36	0.15	1.93	0.13	-0.01	0.03
K01535	5809	47	4.50	0.10	0.89	0.10	-0.32	0.03
K01536	5986	30	4.35	0.06	1.29	0.05	0.24	0.02
K01537	6198	70	3.98	0.10	2.10	0.16	-0.26	0.03
K01546	6164	99	4.57	0.18	1.30	0.18	0.06	0.06
K01557	4988	67	4.53	0.08	1.43	0.12	-0.10	0.02
K01563	5225	67	4.68	0.13	0.93	0.12	0.13	0.03
K01567	5091	60	4.66	0.11	0.71	0.16	-0.05	0.03
K01576	5536	40	4.41	0.14	0.96	0.06	0.22	0.02
K01581	5589	58	4.21	0.12	1.34	0.08	0.29	0.04
K01589	6053	90	4.62	0.15	1.32	0.18	-0.06	0.06
K01590	5012	82	4.44	0.21	1.30	0.14	-0.17	0.04
K01596	4964	70	4.60	0.11	0.95	0.15	0.24	0.03
K01598	5519	47	4.35	0.10	1.03	0.08	-0.12	0.02
K01601	5706	36	4.24	0.06	1.08	0.07	-0.06	0.03
K01606	5377	42	4.47	0.06	0.65	0.07	0.15	0.03
K01608	5862	33	4.26	0.09	1.18	0.06	-0.07	0.02
K01609	6057	72	4.34	0.15	1.29	0.18	-0.39	0.04

K01612	6167	35	4.32	0.09	1.43	0.06	-0.19	0.02
K01615	5976	45	4.44	0.11	1.51	0.07	0.14	0.03
K01616	6177	38	4.53	0.06	1.20	0.06	0.26	0.03
K01618	6285	127	4.26	0.14	2.29	0.20	0.01	0.06
K01619	4934	46	4.51	0.07	0.90	0.09	-0.31	0.02
K01621	6187	45	4.16	0.11	1.65	0.09	0.00	0.03
K01623	5790	35	4.17	0.05	1.24	0.05	0.02	0.03
K01628	6368	127	4.60	0.14	2.06	0.21	0.08	0.05
K01629	5915	38	4.41	0.08	1.26	0.05	0.30	0.02
K01632	6114	50	4.19	0.08	1.70	0.11	-0.05	0.04
K01639	6255	84	4.06	0.10	1.94	0.11	0.05	0.03
K01647	5810	31	4.38	0.10	1.11	0.05	0.32	0.02
K01655	5620	36	4.55	0.07	0.91	0.06	-0.09	0.02
K01665	6152	38	4.43	0.11	1.25	0.05	0.42	0.02
K01669	6196	70	4.25	0.13	1.57	0.15	-0.05	0.04
K01688	6116	63	4.34	0.19	1.67	0.10	0.17	0.04
K01692	5380	50	4.45	0.13	1.01	0.07	0.32	0.03
K01695	5933	35	4.30	0.10	1.39	0.07	0.11	0.02
K01706	5225	42	4.49	0.04	0.88	0.07	0.09	0.03
K01707	5779	63	4.54	0.10	0.96	0.16	-0.19	0.05
K01715	5827	41	4.18	0.11	0.95	0.08	-0.23	0.03
K01726	5065	43	4.33	0.14	1.26	0.08	-0.02	0.02
K01738	5317	46	4.53	0.07	0.82	0.08	0.24	0.02
K01739	5824	81	4.33	0.20	1.81	0.18	0.05	0.06
K01751	5191	53	4.58	0.10	0.94	0.10	-0.04	0.03
K01754	6149	55	4.25	0.11	1.63	0.12	-0.12	0.03
K01779	5777	49	4.51	0.09	1.50	0.07	0.24	0.03
K01781	4800	46	4.54	0.06	0.88	0.12	0.11	0.02
K01783	6039	42	4.53	0.06	1.25	0.06	0.17	0.03
K01792	5461	51	4.13	0.08	0.29	0.15	0.08	0.03
K01796	6032	41	4.39	0.11	1.05	0.08	0.00	0.03
K01797	4923	56	4.49	0.08	1.06	0.10	0.07	0.02
K01800	5570	38	4.58	0.10	1.36	0.06	0.01	0.02
K01802	5979	47	4.55	0.07	1.12	0.08	0.08	0.03
K01803	4944	39	4.58	0.08	0.78	0.11	-0.01	0.02
K01805	5512	29	4.54	0.07	1.11	0.06	-0.01	0.02
K01806	6286	76	4.39	0.20	1.83	0.16	-0.05	0.05
K01808	6248	50	4.51	0.10	1.38	0.09	0.08	0.03
K01809	5808	40	4.60	0.10	1.09	0.06	0.12	0.03
K01812	6034	42	4.33	0.14	1.18	0.07	-0.00	0.03
K01813	5389	29	4.52	0.04	1.10	0.06	0.00	0.02
K01815	5017	54	4.34	0.17	1.50	0.09	-0.08	0.02
K01818	5615	33	4.69	0.08	1.21	0.06	0.02	0.02

K01819	5443	39	4.54	0.09	1.10	0.06	0.02	0.02
K01820	5351	29	4.50	0.05	0.90	0.06	0.09	0.02
K01822	6139	52	4.44	0.13	1.33	0.11	-0.20	0.03
K01824	6066	47	4.38	0.14	1.12	0.09	-0.11	0.03
K01825	5476	58	4.49	0.13	1.43	0.09	0.13	0.03
K01826	5870	36	4.25	0.06	1.14	0.07	-0.07	0.03
K01831	5283	32	4.47	0.09	0.93	0.06	0.14	0.02
K01832	5637	69	4.75	0.17	1.52	0.14	0.03	0.04
K01835	5099	43	4.63	0.07	1.03	0.09	0.14	0.02
K01837	5195	36	4.47	0.07	0.94	0.07	0.11	0.02
K01839	5451	38	4.59	0.09	1.57	0.08	0.00	0.02
K01841	5205	32	4.58	0.09	0.81	0.07	0.02	0.02
K01848	5996	52	4.25	0.12	1.35	0.10	-0.13	0.03
K01850	5944	36	4.30	0.13	1.28	0.07	0.02	0.02
K01852	6459	120	4.25	0.14	1.54	0.20	-0.18	0.05
K01854	5618	33	4.43	0.11	0.97	0.06	0.04	0.02
K01856	5220	36	4.48	0.06	0.59	0.09	0.05	0.03
K01857	5737	38	4.30	0.10	0.97	0.07	-0.04	0.02
K01858	5401	50	4.50	0.10	1.14	0.08	-0.07	0.03
K01860	5761	44	4.45	0.13	1.14	0.06	0.11	0.03
K01861	6041	50	4.62	0.06	1.54	0.12	-0.02	0.04
K01862	5612	22	4.36	0.06	0.90	0.05	0.26	0.02
K01863	5972	35	4.46	0.08	1.28	0.06	0.19	0.02
K01864	5661	26	4.10	0.04	1.20	0.05	0.12	0.02
K01871	4892	60	4.34	0.18	1.19	0.12	0.09	0.03
K01875	5612	40	4.58	0.08	0.80	0.09	-0.06	0.03
K01877	4926	39	4.49	0.08	0.89	0.09	-0.04	0.02
K01878	6243	76	4.46	0.12	1.78	0.12	0.11	0.05
K01883	6220	50	4.30	0.14	1.44	0.08	0.13	0.03
K01886	6182	80	4.22	0.14	3.13	0.48	-0.23	0.05
K01889	5478	40	4.65	0.06	0.95	0.09	0.07	0.03
K01890	6225	63	4.28	0.10	1.58	0.08	0.13	0.03
K01891	5089	67	4.45	0.14	0.90	0.11	0.12	0.03
K01893	5743	44	4.14	0.11	1.04	0.09	-0.31	0.03
K01894	4990	32	3.41	0.11	1.09	0.04	0.10	0.02
K01897	5925	40	4.32	0.08	1.14	0.08	-0.10	0.02
K01898	5814	42	4.48	0.07	1.14	0.06	0.04	0.03
K01901	6056	42	4.41	0.14	1.19	0.07	0.19	0.03
K01904	5103	53	4.46	0.13	1.04	0.08	-0.04	0.02
K01905	5006	39	4.55	0.06	0.81	0.10	-0.17	0.02
K01909	5910	36	4.42	0.08	1.13	0.07	0.03	0.02
K01913	5483	29	4.52	0.05	1.01	0.06	0.20	0.02
K01915	6139	47	4.31	0.18	1.72	0.08	0.32	0.03

K01916	6060	44	4.65	0.11	1.32	0.07	0.27	0.03
K01917	6027	35	4.36	0.04	1.25	0.08	-0.05	0.03
K01922	5806	47	4.49	0.09	0.98	0.09	0.11	0.03
K01923	5413	50	4.49	0.09	0.92	0.08	0.17	0.03
K01924	5973	28	3.86	0.06	1.53	0.03	0.27	0.01
K01925	5418	18	4.48	0.06	0.82	0.04	0.07	0.01
K01928	5914	31	4.54	0.04	0.99	0.05	0.30	0.02
K01929	5708	22	4.14	0.04	1.15	0.04	0.08	0.01
K01930	5984	42	4.11	0.10	1.55	0.08	-0.04	0.03
K01931	5413	39	4.54	0.07	0.88	0.08	-0.01	0.03
K01938	5323	43	4.57	0.08	1.08	0.09	-0.21	0.02
K01944	5700	30	4.54	0.06	1.12	0.06	0.03	0.02
K01945	5372	36	4.45	0.11	0.91	0.07	0.25	0.02
K01947	6012	38	4.08	0.07	1.48	0.05	0.20	0.03
K01951	6103	47	4.23	0.11	1.47	0.11	-0.21	0.03
K01952	5827	58	4.38	0.17	1.39	0.10	0.08	0.04
K01955	6354	113	4.59	0.14	2.04	0.21	0.03	0.05
K01958	5929	61	4.63	0.10	1.35	0.12	0.11	0.04
K01960	5847	36	4.24	0.10	1.19	0.06	0.19	0.02
K01961	5368	32	4.55	0.06	0.94	0.06	0.00	0.02
K01962	5975	42	4.13	0.11	1.34	0.07	-0.06	0.03
K01963	5985	42	4.41	0.11	1.42	0.07	0.10	0.02
K01964	5548	22	4.48	0.04	0.89	0.05	0.03	0.02
K01970	5601	50	4.65	0.09	0.98	0.09	0.15	0.03
K01978	5616	40	4.63	0.07	1.10	0.08	0.14	0.03
K01979	5735	26	4.34	0.08	1.07	0.05	0.20	0.02
K01980	5481	39	4.51	0.07	0.91	0.06	0.19	0.02
K01984	6051	41	4.49	0.09	1.18	0.06	0.16	0.03
K01985	5011	57	4.55	0.10	1.03	0.10	-0.08	0.02
K01988	4921	56	4.40	0.16	1.19	0.09	-0.01	0.02
K01989	5782	36	4.57	0.07	0.95	0.07	0.15	0.03
K01992	5832	44	4.27	0.11	1.30	0.08	-0.12	0.02
K02001	5067	32	4.50	0.05	0.93	0.07	0.02	0.02
K02002	5989	42	4.45	0.10	1.21	0.07	0.02	0.03
K02004	5724	33	4.44	0.10	1.02	0.06	0.34	0.02
K02007	5881	36	4.48	0.07	1.18	0.07	0.12	0.02
K02009	5676	26	4.27	0.08	1.03	0.07	-0.26	0.02
K02010	6636	148	4.72	0.18	3.27	0.56	-0.10	0.06
K02012	5729	53	4.61	0.09	1.22	0.10	0.09	0.04
K02016	5978	44	4.40	0.13	1.25	0.06	0.39	0.02
K02017	5729	29	4.67	0.03	1.22	0.05	0.04	0.02
K02022	5882	49	4.66	0.13	1.63	0.08	0.14	0.03
K02026	6063	45	4.45	0.10	1.07	0.09	-0.05	0.03

K02029	5278	50	4.67	0.12	1.17	0.09	-0.17	0.02
K02033	5186	39	4.50	0.05	0.80	0.07	-0.10	0.02
K02035	5479	33	4.44	0.09	1.33	0.06	0.00	0.02
K02037	4983	53	4.56	0.06	1.11	0.10	0.15	0.02
K02038	5485	58	4.48	0.10	1.13	0.09	0.10	0.04
K02039	5482	46	4.43	0.13	1.13	0.07	0.21	0.02
K02040	5684	26	4.33	0.10	0.95	0.06	0.04	0.02
K02043	5902	42	4.37	0.12	1.23	0.08	0.04	0.03
K02044	5788	65	4.47	0.10	1.46	0.11	0.22	0.04
K02046	5648	22	4.27	0.07	1.06	0.04	0.26	0.02
K02047	6172	57	4.42	0.13	1.42	0.11	-0.04	0.04
K02048	5201	54	4.54	0.08	1.26	0.10	0.12	0.03
K02049	5982	35	4.22	0.08	1.31	0.06	0.06	0.02
K02051	5841	41	4.49	0.04	1.20	0.09	-0.02	0.03
K02053	6204	50	4.32	0.09	1.58	0.10	0.05	0.03
K02071	5243	42	4.48	0.07	0.77	0.08	0.17	0.02
K02072	5920	49	4.22	0.15	1.22	0.08	-0.14	0.03
K02073	4968	68	4.56	0.10	0.69	0.14	0.04	0.02
K02076	5890	49	4.41	0.14	1.01	0.07	0.30	0.03
K02079	5459	36	4.39	0.11	0.88	0.07	0.40	0.03
K02081	5079	43	3.66	0.04	1.11	0.05	0.14	0.02
K02082	6100	47	4.44	0.11	1.05	0.06	0.45	0.03
K02083	6021	57	4.40	0.12	1.35	0.09	-0.09	0.04
K02086	5913	35	4.13	0.08	1.20	0.06	-0.03	0.02
K02087	6001	42	4.38	0.11	1.11	0.06	0.06	0.02
K02092	5675	65	4.44	0.15	1.09	0.14	-0.24	0.04
K02093	6105	65	4.70	0.10	1.48	0.15	0.08	0.05
K02094	5473	72	4.79	0.19	1.16	0.12	0.07	0.04
K02098	6234	155	4.24	0.26	3.98	1.02	-0.47	0.08
K02105	5926	42	4.45	0.09	1.18	0.07	-0.06	0.02
K02109	6054	60	4.04	0.07	1.65	0.12	-0.01	0.05
K02110	6326	275	4.07	0.28	3.32	1.07	-0.19	0.12
K02111	5607	40	4.60	0.09	1.15	0.07	0.14	0.02
K02115	5200	79	4.56	0.15	1.24	0.14	0.08	0.04
K02119	5073	43	4.53	0.07	1.03	0.08	0.11	0.02
K02120	5093	46	4.55	0.08	1.06	0.08	-0.14	0.02
K02135	6180	91	4.23	0.13	2.05	0.15	-0.06	0.04
K02137	5360	43	4.40	0.12	0.96	0.07	-0.14	0.02
K02143	5428	39	4.52	0.07	0.87	0.06	0.21	0.02
K02147	5718	42	4.44	0.11	1.04	0.10	-0.08	0.03
K02148	5654	26	4.08	0.04	1.24	0.04	0.45	0.03
K02149	6250	84	4.32	0.11	1.88	0.11	0.13	0.04
K02153	6218	57	4.33	0.12	1.44	0.10	-0.00	0.04

K02158	5404	29	4.43	0.09	0.65	0.07	0.03	0.02
K02159	5747	44	4.57	0.09	1.00	0.07	0.11	0.03
K02162	5694	47	4.31	0.14	0.84	0.10	-0.41	0.02
K02167	5758	41	4.56	0.06	1.32	0.07	0.11	0.03
K02168	6104	65	4.64	0.13	1.62	0.14	-0.01	0.04
K02169	5325	21	4.45	0.07	0.92	0.04	0.08	0.01
K02173	4885	39	4.50	0.06	1.06	0.09	0.01	0.02
K02175	5465	36	4.03	0.08	1.07	0.05	0.09	0.02
K02183	5649	47	4.31	0.15	1.03	0.07	0.14	0.03
K02188	5746	121	4.17	0.22	2.23	0.65	-0.48	0.09
K02194	5785	44	4.24	0.09	1.05	0.08	-0.22	0.03
K02195	6104	71	4.27	0.16	2.06	0.25	-0.24	0.05
K02201	6097	47	4.17	0.08	1.73	0.08	0.13	0.03
K02202	5255	40	4.46	0.10	1.01	0.07	0.28	0.02
K02208	5909	25	4.36	0.08	1.11	0.05	0.14	0.02
K02218	5562	62	4.63	0.09	0.90	0.13	0.19	0.04
K02219	4905	57	4.49	0.08	0.52	0.15	0.12	0.02
K02220	5864	41	4.41	0.08	1.06	0.07	0.25	0.02
K02228	6315	197	3.90	0.18	3.16	1.23	-0.54	0.07
K02236	5596	47	4.46	0.13	0.87	0.08	0.06	0.03
K02246	5681	33	4.47	0.06	0.83	0.08	-0.20	0.02
K02248	5238	81	4.63	0.14	1.36	0.13	0.10	0.04
K02250	5075	67	4.55	0.09	1.10	0.12	0.09	0.03
K02252	6235	55	4.17	0.09	2.13	0.13	0.01	0.04
K02260	6282	90	4.45	0.16	2.24	0.24	-0.05	0.06
K02261	5125	43	4.58	0.07	0.82	0.09	0.05	0.02
K02273	6046	41	4.41	0.11	1.32	0.07	0.23	0.02
K02278	5915	47	4.12	0.07	1.04	0.08	-0.08	0.03
K02279	6037	42	4.40	0.09	1.29	0.07	0.08	0.02
K02281	5014	35	4.49	0.07	0.54	0.10	0.15	0.02
K02287	4908	46	4.57	0.11	0.73	0.13	-0.02	0.02
K02289	6127	40	4.40	0.09	1.32	0.07	0.15	0.02
K02290	5186	50	4.47	0.14	1.19	0.10	-0.27	0.02
K02295	5477	29	4.50	0.09	0.95	0.06	-0.13	0.02
K02300	5199	36	4.56	0.08	0.88	0.08	-0.14	0.02
K02312	6533	132	4.12	0.15	2.38	0.48	-0.29	0.06
K02319	6139	45	4.45	0.10	1.36	0.09	0.00	0.03
K02331	5883	33	4.19	0.08	1.27	0.05	0.09	0.02
K02332	5305	29	4.03	0.07	0.94	0.05	-0.06	0.02
K02333	6114	50	4.41	0.12	1.33	0.13	-0.15	0.04
K02335	5554	36	4.37	0.11	0.91	0.06	-0.01	0.02
K02339	4954	67	4.67	0.14	1.23	0.13	0.09	0.02
K02342	5974	52	4.26	0.14	1.43	0.16	-0.42	0.04

K02352	6448	106	4.29	0.16	2.33	0.36	-0.25	0.05
K02357	5727	47	4.51	0.11	1.03	0.08	0.05	0.03
K02358	6311	169	4.74	0.22	2.82	0.48	-0.10	0.07
K02365	6125	42	4.45	0.09	1.20	0.05	0.32	0.02
K02366	6142	63	4.16	0.08	1.56	0.09	-0.04	0.03
K02367	6204	50	4.35	0.12	1.45	0.08	0.17	0.03
K02369	5913	55	4.39	0.16	1.48	0.09	0.13	0.04
K02370	6105	219	4.70	0.33	4.45	0.54	-0.76	0.09
K02372	6023	45	4.16	0.07	1.47	0.08	-0.12	0.03
K02374	5812	47	4.52	0.08	0.84	0.08	0.23	0.03
K02389	5957	33	4.15	0.04	1.27	0.06	-0.05	0.02
K02390	6054	47	4.09	0.11	1.87	0.09	0.06	0.03
K02393	4868	49	4.51	0.06	0.66	0.14	-0.07	0.02
K02396	5321	50	4.46	0.11	0.96	0.08	0.13	0.03
K02398	6082	75	3.96	0.13	2.12	0.43	-0.48	0.05
K02399	5147	32	4.54	0.06	0.76	0.08	-0.09	0.02
K02403	6194	50	4.40	0.12	1.55	0.08	0.14	0.03
K02407	5957	46	4.13	0.09	1.49	0.07	0.13	0.02
K02408	5514	29	4.53	0.04	0.75	0.07	-0.06	0.02
K02409	5098	46	4.44	0.14	0.95	0.11	-0.57	0.02
K02410	5766	74	4.65	0.13	1.66	0.17	-0.09	0.05
K02414	5707	43	4.19	0.09	1.09	0.08	-0.28	0.02
K02422	5271	53	4.60	0.08	0.89	0.10	-0.04	0.03
K02426	5395	32	4.42	0.13	0.86	0.06	0.06	0.02
K02433	5933	65	4.32	0.16	1.41	0.12	0.07	0.05
K02440	5702	36	4.31	0.14	1.01	0.05	0.35	0.02
K02442	5196	67	4.58	0.13	1.32	0.11	0.02	0.03
K02443	5878	53	4.29	0.14	1.12	0.11	-0.29	0.04
K02462	6078	42	4.12	0.06	1.54	0.07	0.06	0.03
K02463	6199	49	4.37	0.11	1.51	0.07	0.21	0.02
K02469	5241	90	4.55	0.14	1.68	0.14	-0.03	0.04
K02470	5909	25	4.42	0.06	1.13	0.05	0.35	0.02
K02473	5198	46	4.67	0.13	0.97	0.11	-0.15	0.02
K02474	5353	36	4.50	0.07	0.67	0.09	-0.27	0.02
K02479	5361	29	3.97	0.08	1.08	0.04	0.02	0.02
K02481	4559	54	2.50	0.10	1.15	0.05	-0.04	0.03
K02484	5725	41	4.10	0.06	1.01	0.10	-0.40	0.03
K02486	6072	70	4.23	0.11	1.46	0.08	0.09	0.04
K02488	6137	42	4.38	0.13	1.57	0.09	0.00	0.02
K02492	5787	40	4.32	0.12	1.06	0.08	-0.31	0.03
K02498	5230	43	4.59	0.08	0.69	0.10	-0.09	0.02
K02503	4939	53	4.40	0.18	0.84	0.10	0.11	0.02
K02516	5439	40	4.02	0.08	1.12	0.06	0.29	0.03

K02517	5650	43	4.63	0.07	0.87	0.09	-0.03	0.03
K02521	5191	65	4.26	0.17	1.25	0.11	-0.23	0.04
K02522	4888	71	4.44	0.15	0.72	0.14	0.18	0.03
K02529	5022	65	4.30	0.16	1.92	0.12	-0.25	0.04
K02530	5923	36	4.08	0.04	1.37	0.06	0.11	0.03
K02533	5008	33	3.55	0.06	0.99	0.04	-0.02	0.02
K02534	6183	50	4.45	0.11	1.39	0.09	0.05	0.03
K02538	5188	46	4.77	0.11	0.99	0.12	-0.18	0.02
K02541	5072	29	3.61	0.07	1.02	0.04	0.08	0.02
K02545	6046	55	3.78	0.15	1.75	0.08	0.03	0.04
K02547	6011	50	4.37	0.09	1.11	0.10	-0.08	0.03
K02555	6215	57	4.50	0.09	1.43	0.11	-0.05	0.04
K02556	5548	43	4.47	0.11	0.97	0.08	-0.16	0.03
K02559	5852	36	4.52	0.06	1.07	0.07	0.13	0.03
K02561	6128	30	4.25	0.09	1.38	0.06	0.06	0.02
K02563	6170	61	4.07	0.10	1.86	0.11	0.04	0.04
K02564	6158	120	4.12	0.19	2.31	0.37	-0.29	0.06
K02571	5403	71	4.72	0.16	1.36	0.13	0.15	0.04
K02581	5523	43	4.59	0.09	0.86	0.07	0.29	0.02
K02582	5937	30	4.39	0.09	1.36	0.05	0.29	0.02
K02583	5626	32	4.45	0.07	0.92	0.05	0.12	0.01
K02585	5905	53	4.13	0.19	1.09	0.13	-0.42	0.04
K02590	6363	127	4.24	0.17	2.27	0.25	-0.06	0.06
K02593	6176	45	4.37	0.08	1.79	0.09	0.11	0.02
K02595	6232	160	4.36	0.30	2.40	0.62	-0.32	0.09
K02597	5781	63	4.24	0.15	0.84	0.14	-0.29	0.05
K02603	6182	98	4.02	0.11	3.38	0.62	-0.34	0.05
K02607	5813	44	4.55	0.05	1.03	0.08	0.27	0.03
K02612	5578	47	4.45	0.07	0.96	0.08	0.35	0.03
K02623	6230	65	4.17	0.11	1.82	0.11	0.07	0.04
K02631	5827	53	4.06	0.12	1.32	0.13	-0.46	0.04
K02632	6285	120	3.99	0.07	2.46	0.28	-0.17	0.05
K02635	6000	66	3.91	0.17	1.99	0.19	-0.29	0.05
K02636	5899	31	4.49	0.03	1.11	0.06	0.12	0.02
K02639	5753	54	4.29	0.12	1.04	0.08	0.09	0.03
K02640	4932	33	3.11	0.09	1.24	0.04	-0.19	0.02
K02641	5870	44	4.24	0.15	1.25	0.06	0.01	0.03
K02657	5510	36	4.52	0.07	0.98	0.06	-0.17	0.03
K02659	4970	40	3.58	0.07	1.04	0.05	0.16	0.02
K02668	5511	32	4.57	0.08	0.91	0.05	-0.03	0.02
K02672	5655	26	4.63	0.07	1.22	0.05	0.13	0.02
K02674	5780	33	4.10	0.04	1.21	0.05	0.09	0.03
K02675	5741	42	4.51	0.08	1.50	0.08	0.06	0.03

K02676	6382	113	3.91	0.17	1.98	0.20	-0.13	0.05
K02677	6055	70	3.95	0.10	1.72	0.09	-0.05	0.04
K02678	5377	51	4.53	0.14	1.78	0.09	-0.07	0.03
K02681	5666	71	4.43	0.17	1.66	0.14	0.04	0.04
K02686	4896	53	4.51	0.08	1.14	0.11	-0.14	0.02
K02687	5800	22	4.55	0.06	1.02	0.03	0.04	0.01
K02690	5521	32	4.64	0.07	1.24	0.05	0.09	0.02
K02694	4773	86	4.51	0.11	0.69	0.21	0.21	0.03
K02698	5977	25	4.44	0.06	1.12	0.05	0.14	0.02
K02706	6446	60	4.25	0.16	2.05	0.11	0.06	0.04
K02707	5667	42	4.45	0.08	0.90	0.08	-0.03	0.03
K02711	6062	46	4.62	0.06	1.34	0.08	0.13	0.03
K02712	6304	162	4.13	0.19	4.16	0.83	-0.15	0.07
K02714	6059	46	4.08	0.07	1.48	0.08	-0.02	0.03
K02717	6128	41	4.32	0.09	1.38	0.08	0.02	0.02
K02720	6035	21	4.11	0.01	1.35	0.05	-0.16	0.02
K02722	6176	50	4.47	0.09	1.26	0.10	-0.03	0.03
K02729	5695	44	4.27	0.14	0.77	0.09	-0.28	0.03
K02730	5682	26	4.35	0.08	0.95	0.05	-0.01	0.02
K02732	6121	46	4.09	0.11	1.83	0.09	0.01	0.03
K02733	4960	43	4.46	0.09	1.38	0.08	-0.08	0.02
K02737	5644	22	4.17	0.06	1.13	0.04	0.36	0.01
K02740	6111	61	4.29	0.11	1.38	0.14	-0.25	0.04
K02741	5932	31	4.55	0.06	0.97	0.06	0.14	0.02
K02743	5605	31	4.52	0.03	1.02	0.06	-0.01	0.02
K02748	5506	26	4.00	0.06	1.02	0.04	-0.10	0.02
K02749	6209	91	4.04	0.12	2.21	0.23	-0.16	0.06
K02750	5958	205	4.13	0.24	3.10	0.80	-0.23	0.10
K02752	6186	45	4.56	0.04	1.68	0.10	0.14	0.03
K02753	5894	26	4.41	0.08	1.20	0.05	0.22	0.02
K02754	5884	35	4.40	0.11	1.24	0.08	-0.12	0.03
K02755	5797	33	4.41	0.11	1.08	0.06	-0.17	0.02
K02756	5934	47	4.57	0.04	1.01	0.08	0.15	0.03
K02758	5159	40	3.50	0.07	1.25	0.05	0.23	0.03
K02762	4865	77	4.48	0.14	1.15	0.15	0.16	0.03
K02763	4971	54	4.54	0.11	1.21	0.10	-0.12	0.02
K02765	6323	50	4.09	0.06	1.40	0.07	0.15	0.03
K02768	5396	47	4.61	0.10	0.99	0.09	-0.06	0.03
K02769	5807	25	3.94	0.08	1.18	0.05	-0.04	0.02
K02771	6258	60	4.53	0.10	1.47	0.13	-0.04	0.04
K02781	5805	47	4.11	0.10	1.03	0.12	-0.46	0.03
K02785	5870	49	4.42	0.10	1.35	0.08	-0.02	0.03
K02786	6305	113	4.12	0.09	2.41	0.32	-0.28	0.05

K02790	5203	35	4.49	0.06	0.43	0.11	-0.20	0.03
K02792	5995	42	4.25	0.07	1.32	0.05	0.19	0.03
K02796	5874	49	4.57	0.07	1.28	0.08	0.07	0.03
K02801	6127	42	4.21	0.11	1.27	0.07	0.09	0.03
K02803	5651	22	4.59	0.04	0.92	0.05	0.18	0.02
K02805	5899	41	4.20	0.07	0.96	0.08	-0.20	0.02
K02807	6390	155	4.56	0.17	4.01	0.98	-0.20	0.07
K02815	5930	42	4.26	0.16	1.19	0.06	-0.05	0.03
K02828	4933	67	4.60	0.19	1.38	0.14	-0.17	0.03
K02829	6000	40	4.21	0.07	1.17	0.06	0.04	0.03
K02831	5794	41	3.96	0.07	1.33	0.07	-0.03	0.03
K02832	5058	32	4.50	0.06	0.75	0.08	0.07	0.02
K02833	6206	55	4.22	0.07	1.42	0.13	-0.21	0.03
K02838	5744	26	4.10	0.03	1.18	0.05	0.17	0.02
K02840	5732	36	4.21	0.08	1.28	0.06	-0.05	0.02
K02841	5497	105	4.61	0.22	1.88	0.24	-0.12	0.06
K02848	5760	29	4.30	0.10	1.14	0.04	0.34	0.02
K02857	6247	56	4.27	0.09	1.51	0.07	0.24	0.03
K02859	5269	39	4.53	0.07	0.58	0.08	-0.06	0.02
K02863	5761	29	4.35	0.06	0.90	0.07	-0.24	0.02
K02864	5866	31	4.36	0.11	1.07	0.06	-0.12	0.02
K02866	6303	120	4.09	0.20	1.31	0.11	0.09	0.06
K02874	5374	50	4.52	0.07	0.77	0.09	-0.01	0.02
K02875	5076	53	4.53	0.07	0.87	0.10	-0.10	0.02
K02879	5415	33	4.52	0.03	0.73	0.07	-0.02	0.02
K02884	5832	38	3.95	0.10	1.23	0.05	0.03	0.02
K02885	5575	40	3.86	0.10	1.18	0.07	-0.40	0.02
K02891	6092	55	3.73	0.15	1.62	0.08	0.05	0.04
K02896	6035	190	4.96	0.04	2.95	2.04	-0.51	0.09
K02904	6208	45	4.05	0.09	1.88	0.08	0.25	0.03
K02906	6199	87	4.12	0.13	1.74	0.23	-0.28	0.06
K02913	5803	47	4.44	0.14	1.04	0.06	0.37	0.03
K02915	5645	36	4.46	0.11	0.97	0.06	0.01	0.02
K02916	5026	56	4.53	0.07	0.48	0.15	0.06	0.02
K02925	5472	32	4.61	0.07	0.92	0.06	0.16	0.02
K02926	5183	67	3.41	0.19	1.42	0.13	-0.49	0.05
K02931	5237	50	4.58	0.13	1.22	0.11	-0.16	0.03
K02943	5856	36	4.21	0.08	1.13	0.05	0.38	0.02
K02949	5934	33	4.25	0.04	1.27	0.06	0.08	0.02
K02951	5661	29	4.34	0.09	0.85	0.06	-0.15	0.02
K02956	6462	155	4.24	0.13	2.67	0.33	-0.13	0.06
K02960	6030	30	4.39	0.07	1.37	0.05	0.08	0.02
K02961	6115	47	4.36	0.15	1.29	0.07	0.16	0.03

K02964	6345	105	4.29	0.22	1.99	0.39	-0.31	0.06
K02968	6232	81	3.93	0.14	2.20	0.23	-0.23	0.05
K02969	6105	36	4.16	0.11	1.46	0.06	0.21	0.02
K02970	6200	65	4.36	0.16	1.35	0.12	-0.06	0.04
K02971	6676	212	4.95	0.06	2.66	0.67	0.05	0.07
K02974	6613	190	4.31	0.20	4.64	0.36	-0.18	0.07
K02977	6015	41	4.30	0.08	1.13	0.08	-0.01	0.03
K02979	5977	49	4.05	0.08	1.18	0.08	-0.18	0.03
K02984	6304	55	4.35	0.13	1.65	0.08	0.14	0.03
K03008	6022	40	4.06	0.07	1.15	0.08	-0.05	0.03
K03009	5093	67	4.54	0.11	1.09	0.12	0.16	0.03
K03012	5497	36	4.06	0.10	0.99	0.09	-0.58	0.03
K03015	5827	30	4.14	0.04	1.27	0.05	-0.04	0.03
K03017	5573	38	4.47	0.08	0.97	0.07	-0.19	0.02
K03021	5925	33	4.53	0.08	1.04	0.06	0.24	0.02
K03023	6273	100	4.48	0.14	2.89	0.50	-0.26	0.06
K03032	5140	60	4.49	0.09	0.82	0.12	0.35	0.03
K03039	5681	38	3.91	0.12	1.14	0.08	-0.34	0.03
K03046	5735	31	4.42	0.13	1.06	0.05	0.31	0.02
K03052	5413	36	4.60	0.09	0.79	0.08	-0.13	0.02
K03057	5520	47	4.57	0.09	0.64	0.11	0.02	0.03
K03060	6237	70	4.10	0.13	1.30	0.11	-0.02	0.05
K03065	5843	53	4.57	0.11	1.42	0.10	0.00	0.03
K03075	5416	36	4.38	0.09	0.83	0.09	-0.46	0.02
K03083	5858	33	4.42	0.11	1.06	0.05	0.35	0.02
K03086	5437	93	4.63	0.17	0.80	0.19	0.04	0.05
K03087	5268	39	4.47	0.08	0.94	0.06	0.22	0.02
K03093	5921	42	4.50	0.06	1.06	0.06	0.08	0.02
K03096	5625	40	4.21	0.12	1.10	0.06	-0.02	0.02
K03097	5934	42	4.03	0.07	1.53	0.07	-0.10	0.03
K03100	6029	40	4.19	0.11	1.36	0.05	0.29	0.03
K03103	5952	36	4.44	0.09	1.17	0.06	0.33	0.02
K03111	6004	155	4.73	0.25	2.35	0.53	-0.11	0.08
K03114	6220	85	4.24	0.17	2.06	0.15	0.10	0.05
K03117	5554	33	4.56	0.05	0.79	0.07	0.12	0.02
K03122	6518	113	4.51	0.13	2.15	0.14	0.27	0.05
K03125	6290	105	4.20	0.19	2.53	0.38	-0.25	0.06
K03128	6133	57	3.76	0.13	1.78	0.12	-0.17	0.03
K03130	5005	32	4.56	0.07	0.68	0.09	-0.49	0.02
K03132	6260	127	4.43	0.14	2.83	0.26	0.15	0.06
K03146	5713	26	4.18	0.06	1.07	0.05	0.26	0.02
K03158	5145	39	4.50	0.06	0.54	0.10	-0.46	0.02
K03165	6253	63	3.99	0.04	1.52	0.11	-0.27	0.03

K03167	5467	29	4.48	0.07	1.03	0.06	-0.05	0.02
K03168	5834	25	4.02	0.07	1.27	0.04	-0.20	0.02
K03172	6196	50	4.14	0.11	1.75	0.10	-0.05	0.03
K03179	5750	40	4.59	0.10	0.95	0.06	0.10	0.03
K03180	6179	70	3.81	0.14	1.63	0.07	0.09	0.03
K03184	5924	25	4.36	0.09	1.32	0.05	0.24	0.02
K03190	6043	47	4.19	0.06	1.05	0.09	-0.14	0.03
K03193	5004	49	3.43	0.11	1.15	0.05	0.07	0.03
K03194	6361	76	4.07	0.12	1.83	0.10	0.13	0.04
K03195	6094	77	3.85	0.10	1.55	0.15	-0.36	0.03
K03196	6194	36	4.31	0.11	1.25	0.06	0.02	0.02
K03197	6312	71	4.71	0.14	1.98	0.21	-0.10	0.05
K03201	5754	40	4.37	0.11	1.03	0.10	-0.45	0.02
K03202	5302	33	3.89	0.08	1.10	0.05	-0.01	0.02
K03208	5956	41	4.56	0.08	1.05	0.09	-0.07	0.03
K03214	5997	35	4.04	0.04	1.41	0.08	-0.07	0.03
K03215	5821	123	4.73	0.28	1.89	0.25	0.30	0.08
K03218	6030	42	4.47	0.10	1.25	0.07	0.04	0.03
K03220	6386	190	4.51	0.17	2.95	0.68	-0.15	0.07
K03224	5327	29	4.56	0.05	0.77	0.07	0.05	0.02
K03225	5382	25	4.47	0.06	0.85	0.05	0.16	0.02
K03227	5992	31	4.46	0.05	0.98	0.06	0.09	0.02
K03232	5726	36	4.46	0.08	1.15	0.06	0.01	0.02
K03233	5740	26	4.49	0.04	0.99	0.06	0.02	0.02
K03234	6155	155	4.48	0.22	2.16	0.42	-0.32	0.07
K03236	6046	176	4.32	0.21	3.25	0.76	-0.40	0.07
K03237	5819	35	4.55	0.04	1.18	0.06	0.19	0.03
K03239	5659	42	4.41	0.14	1.43	0.07	0.03	0.03
K03240	6097	41	3.84	0.10	1.57	0.06	0.22	0.03
K03244	5003	29	3.13	0.09	1.17	0.03	-0.07	0.02
K03245	6116	57	4.27	0.14	1.09	0.10	-0.07	0.03
K03246	4822	53	4.60	0.08	0.97	0.13	0.06	0.02
K03248	5755	25	4.34	0.02	1.05	0.05	-0.03	0.02
K03249	6069	50	4.32	0.11	1.29	0.08	0.06	0.03
K03251	5930	42	4.28	0.10	1.12	0.06	0.09	0.02
K03254	5602	38	4.44	0.12	0.82	0.06	0.35	0.02
K03277	6139	61	4.12	0.11	1.76	0.12	-0.02	0.03
K03278	5424	42	4.49	0.09	1.01	0.07	0.19	0.02
K03283	4980	67	4.55	0.12	1.30	0.13	-0.10	0.02
K03287	5894	47	4.14	0.14	1.44	0.09	-0.17	0.03
K03288	5425	32	4.61	0.07	0.88	0.07	0.07	0.02
K03301	5776	33	4.03	0.07	1.30	0.05	0.24	0.02
K03308	5942	33	4.19	0.11	1.26	0.06	0.03	0.02

K03310	5459	32	4.53	0.08	0.93	0.05	0.19	0.02
K03315	5602	47	4.24	0.16	0.59	0.11	-0.43	0.03
K03338	6277	52	4.46	0.10	1.31	0.11	-0.12	0.03
K03340	6245	84	4.57	0.09	1.57	0.15	-0.06	0.04
K03346	5948	35	4.32	0.08	1.31	0.07	-0.05	0.02
K03358	5349	36	4.49	0.07	0.97	0.08	-0.14	0.02
K03363	5797	26	4.37	0.08	1.12	0.06	-0.06	0.02
K03371	5486	33	4.49	0.06	1.08	0.07	-0.02	0.02
K03378	5636	47	4.23	0.11	0.82	0.09	-0.37	0.02
K03382	5469	44	4.56	0.08	0.89	0.08	0.23	0.03
K03384	6124	40	4.47	0.10	1.34	0.07	0.12	0.03
K03403	5846	36	4.12	0.10	1.34	0.06	0.11	0.03
K03419	6488	140	4.19	0.16	0.94	0.27	-0.20	0.08
K03421	6536	80	4.49	0.10	2.34	0.19	0.08	0.04
K03422	5817	36	4.57	0.04	1.26	0.06	0.10	0.03
K03425	6184	40	4.08	0.07	1.84	0.10	-0.06	0.02
K03436	5076	49	4.54	0.07	1.08	0.08	0.14	0.02
K03438	6125	57	4.39	0.11	1.29	0.12	-0.10	0.04
K03451	6034	42	4.41	0.07	1.32	0.07	0.04	0.02
K03456	5666	40	4.64	0.07	1.04	0.10	-0.26	0.02
K03465	5341	36	4.59	0.04	1.03	0.07	0.02	0.02
K03473	5163	46	4.60	0.08	1.39	0.08	-0.05	0.02
K03474	6059	45	4.40	0.12	1.20	0.10	-0.08	0.04
K03497	4829	50	4.51	0.08	1.20	0.10	-0.02	0.02
K03500	6156	46	4.15	0.11	1.78	0.08	0.16	0.03
K03503	6180	57	4.40	0.13	1.25	0.19	-0.43	0.03
K03541	6048	91	3.81	0.18	2.30	0.33	-0.44	0.06
K03608	5910	42	4.44	0.13	1.14	0.07	-0.08	0.03
K03641	6160	57	4.14	0.14	1.14	0.08	-0.08	0.03
K03663	5733	29	4.56	0.04	0.93	0.07	-0.00	0.02
K03678	5529	36	4.53	0.07	0.89	0.06	0.19	0.02
K03680	5755	82	4.47	0.13	1.37	0.13	0.23	0.06
K03681	6203	85	4.40	0.15	1.94	0.17	0.06	0.06
K03683	6201	106	4.19	0.21	3.72	0.97	-0.36	0.06
K03689	6085	42	4.29	0.07	1.46	0.07	0.04	0.03
K03726	5401	132	4.49	0.26	2.58	0.67	-0.45	0.08
K03770	6169	60	4.16	0.10	1.36	0.10	-0.03	0.03
K03780	6396	155	4.14	0.21	2.68	0.57	-0.33	0.06
K03787	5733	36	4.54	0.06	1.08	0.06	0.13	0.02
K03791	6166	50	4.26	0.10	1.52	0.09	-0.02	0.03
K03801	5773	93	4.29	0.23	1.98	0.16	0.28	0.07
K03811	5786	49	4.36	0.13	1.18	0.09	-0.21	0.03
K03823	5707	33	4.60	0.06	1.03	0.06	0.13	0.02

K03835	5046	36	4.57	0.06	1.37	0.07	-0.06	0.02
K03853	4939	36	3.66	0.09	0.81	0.05	-0.10	0.02
K03864	5050	49	4.48	0.08	1.14	0.08	0.02	0.02
K03867	5580	50	4.55	0.11	0.97	0.08	0.15	0.03
K03871	5203	39	4.51	0.04	1.12	0.06	0.02	0.02
K03876	5903	61	4.97	0.03	2.35	0.16	-0.00	0.03
K03880	6362	176	4.96	0.04	3.58	1.25	-0.24	0.07
K03886	4694	62	2.67	0.18	1.11	0.06	0.06	0.03
K03889	5887	33	4.43	0.09	1.10	0.05	0.28	0.02
K03890	4796	36	3.06	0.08	1.13	0.04	-0.22	0.03
K03891	5183	29	3.86	0.10	1.05	0.04	-0.12	0.02
K03892	5611	33	4.35	0.07	0.89	0.06	0.29	0.02
K03908	5911	38	4.23	0.11	1.19	0.06	0.12	0.02
K03913	6082	58	4.59	0.14	1.32	0.09	0.26	0.04
K03925	5373	29	4.60	0.07	0.99	0.06	0.05	0.02
K03928	6218	65	4.46	0.13	1.48	0.13	-0.06	0.04
K03936	4996	47	4.66	0.08	1.27	0.10	0.07	0.02
K03943	6139	60	4.09	0.11	1.48	0.12	-0.13	0.04
K03946	6278	90	3.93	0.11	1.89	0.24	-0.31	0.06
K03980	5781	40	4.49	0.06	0.97	0.07	0.22	0.03
K03991	5580	38	4.48	0.09	1.49	0.08	-0.13	0.03
K04002	5203	60	4.62	0.12	0.97	0.11	0.22	0.03
K04004	5753	42	4.87	0.10	1.25	0.09	-0.05	0.02
K04005	5569	54	4.60	0.10	1.04	0.09	0.11	0.03
K04011	6041	38	4.44	0.10	1.07	0.05	0.28	0.03
K04014	6041	41	4.44	0.11	1.26	0.08	0.12	0.02
K04018	5516	40	4.55	0.04	0.96	0.08	0.00	0.03
K04021	5961	197	4.08	0.26	3.33	1.66	-0.60	0.09
K04022	5999	52	3.93	0.10	1.63	0.11	-0.16	0.04
K04024	5282	39	4.55	0.04	0.97	0.07	-0.03	0.03
K04032	5631	26	4.32	0.06	0.96	0.05	0.10	0.02
K04037	6188	60	4.30	0.15	2.03	0.17	-0.14	0.04
K04053	6044	41	4.51	0.08	1.31	0.08	-0.11	0.03
K04054	5304	43	4.52	0.07	1.02	0.08	0.09	0.03
K04060	5892	40	4.33	0.08	1.25	0.06	0.22	0.03
K04062	6098	61	4.26	0.15	1.69	0.12	-0.01	0.05
K04066	6197	140	4.31	0.31	4.34	0.65	-0.31	0.08
K04067	5994	35	4.32	0.06	1.23	0.07	0.09	0.03
K04070	5029	53	4.56	0.08	0.97	0.10	0.01	0.02
K04072	5913	33	4.40	0.11	1.27	0.05	0.15	0.02
K04098	5117	46	4.54	0.08	1.01	0.09	-0.10	0.02
K04103	5450	76	4.59	0.17	1.72	0.15	-0.06	0.05
K04109	5001	63	4.52	0.08	0.81	0.13	0.20	0.03

K04121	5419	109	4.61	0.24	1.63	0.35	-0.37	0.06
K04123	6289	77	3.88	0.08	1.55	0.09	0.15	0.03
K04129	5099	42	4.50	0.07	0.77	0.08	0.12	0.02
K04136	5761	31	4.03	0.04	1.24	0.04	0.15	0.02
K04144	6025	55	4.54	0.03	1.20	0.11	-0.09	0.04
K04146	4970	42	4.55	0.08	0.91	0.11	0.21	0.02
K04156	5947	41	4.19	0.13	1.35	0.07	0.30	0.03
K04157	6116	134	4.10	0.17	2.19	0.28	-0.20	0.07
K04159	5263	63	4.60	0.10	0.58	0.14	0.19	0.03
K04160	5815	26	4.55	0.05	1.21	0.05	0.26	0.02
K04184	5005	49	4.49	0.06	0.94	0.09	-0.03	0.02
K04188	6070	50	4.63	0.07	1.44	0.10	0.17	0.04
K04190	5724	31	4.21	0.05	1.24	0.05	0.31	0.03
K04198	6023	75	3.60	0.09	1.42	0.19	-0.46	0.05
K04199	5276	60	4.55	0.10	1.05	0.10	-0.15	0.03
K04204	5917	35	4.30	0.05	1.13	0.06	0.19	0.03
K04212	6213	63	4.48	0.07	1.48	0.10	0.12	0.02
K04215	5465	38	3.98	0.09	1.09	0.07	-0.29	0.02
K04222	5601	33	4.46	0.07	1.02	0.07	-0.01	0.02
K04226	5939	45	4.01	0.10	1.50	0.06	0.37	0.03
K04230	5843	58	3.95	0.11	1.00	0.11	-0.38	0.04
K04245	6177	50	4.27	0.15	1.64	0.07	0.24	0.03
K04246	5628	38	4.58	0.09	1.32	0.06	0.21	0.02
K04251	5614	29	4.60	0.05	1.02	0.06	0.07	0.02
K04257	5605	36	4.02	0.07	1.00	0.05	0.14	0.02
K04269	4988	33	3.59	0.06	0.96	0.04	0.06	0.02
K04273	6190	63	4.07	0.09	1.63	0.09	0.07	0.03
K04276	6253	91	3.81	0.08	1.83	0.11	0.04	0.04
K04287	6134	98	4.01	0.10	1.78	0.17	-0.20	0.05
K04288	6022	42	4.32	0.14	1.31	0.06	0.10	0.03
K04292	5585	29	4.41	0.09	0.78	0.06	0.07	0.02
K04296	5663	40	4.38	0.14	1.17	0.11	-0.55	0.02
K04298	6187	76	4.11	0.15	1.59	0.22	-0.40	0.05
K04301	6261	80	4.47	0.14	1.17	0.16	-0.11	0.06
K04302	6126	60	4.02	0.13	1.64	0.13	-0.19	0.04
K04304	5974	31	4.33	0.07	1.23	0.06	0.12	0.02
K04312	5638	31	3.91	0.11	0.99	0.06	-0.25	0.02
K04318	6345	210	4.14	0.30	3.29	1.71	-0.46	0.11
K04323	6195	140	4.30	0.27	2.94	0.90	-0.33	0.09
K04329	6271	80	4.45	0.13	2.02	0.18	0.01	0.05
K04335	5778	40	4.25	0.12	0.91	0.08	-0.30	0.03
K04343	5814	68	3.77	0.15	0.99	0.14	-0.42	0.05
K04356	4819	93	4.61	0.18	1.34	0.19	-0.01	0.04

K04366	5401	54	4.51	0.09	0.94	0.10	-0.05	0.03
K04367	6318	80	4.31	0.15	2.48	0.27	-0.18	0.05
K04368	6022	47	3.91	0.13	1.44	0.07	0.09	0.03
K04374	5468	43	4.47	0.10	0.94	0.07	0.04	0.02
K04382	6200	120	4.02	0.14	2.22	0.29	-0.29	0.06
K04383	5736	33	4.50	0.06	0.87	0.07	0.10	0.03
K04385	5167	77	4.49	0.12	0.72	0.15	0.24	0.04
K04399	5509	29	4.56	0.04	0.85	0.07	-0.06	0.02
K04400	5830	26	4.41	0.04	0.96	0.06	0.07	0.02
K04407	6436	176	4.19	0.19	2.30	0.37	-0.25	0.07
K04409	6002	30	4.43	0.07	1.27	0.05	0.26	0.02
K04411	6082	58	4.20	0.14	1.17	0.10	-0.15	0.04
K04418	5872	60	4.35	0.17	1.42	0.10	0.27	0.05
K04421	6118	45	4.22	0.11	1.30	0.07	0.14	0.03
K04423	6302	80	4.12	0.11	2.18	0.24	-0.24	0.05
K04426	6302	84	4.12	0.08	2.04	0.13	0.05	0.03
K04430	5140	46	4.51	0.06	1.15	0.08	0.03	0.02
K04431	6301	95	4.25	0.14	1.90	0.24	-0.20	0.06
K04435	6319	81	4.15	0.17	1.88	0.12	0.10	0.05
K04441	5041	39	4.54	0.06	0.95	0.09	0.03	0.02
K04443	6257	90	4.04	0.14	2.50	0.36	-0.29	0.06
K04446	5198	32	3.95	0.11	0.94	0.05	-0.32	0.02
K04452	5910	42	4.23	0.09	1.11	0.09	-0.25	0.02
K04457	6025	75	4.10	0.08	2.07	0.25	-0.33	0.05
K04469	5006	53	4.54	0.07	0.82	0.11	0.03	0.02
K04473	5978	56	3.91	0.08	1.58	0.07	0.00	0.02
K04480	5618	29	4.47	0.08	1.02	0.05	0.30	0.02
K04482	6338	84	4.50	0.12	1.86	0.15	-0.05	0.04
K04505	6085	91	4.14	0.13	1.65	0.15	-0.17	0.05
K04546	6038	40	4.39	0.11	1.19	0.07	0.10	0.03
K04556	5508	22	3.89	0.05	1.08	0.04	-0.11	0.02
K04557	5987	40	4.23	0.04	1.40	0.08	-0.00	0.03
K04561	6141	70	4.29	0.11	1.59	0.09	0.02	0.03
K04567	6282	115	4.16	0.15	2.39	0.42	-0.32	0.07
K04575	6252	91	4.05	0.09	1.77	0.11	-0.03	0.04
K04580	5948	42	4.15	0.09	1.31	0.09	-0.24	0.02
K04581	5924	42	4.46	0.10	1.35	0.06	0.06	0.02
K04582	5738	36	4.52	0.06	0.88	0.07	-0.15	0.02
K04585	6160	90	3.91	0.17	2.46	0.38	-0.31	0.06
K04588	6172	60	3.91	0.13	2.19	0.22	-0.29	0.03
K04601	6225	76	4.28	0.16	1.99	0.14	0.11	0.05
K04603	6277	96	4.43	0.18	2.07	0.18	0.09	0.06
K04605	6168	57	4.10	0.13	1.61	0.09	0.05	0.03

K04613	5483	29	4.50	0.05	0.80	0.06	-0.09	0.02
K04614	6071	45	4.22	0.11	1.38	0.07	0.09	0.03
K04617	5959	46	4.19	0.11	1.02	0.09	-0.08	0.03
K04633	6093	60	4.34	0.12	1.78	0.11	0.09	0.04
K04634	6188	42	4.51	0.07	1.29	0.07	0.19	0.02
K04637	6194	70	3.94	0.15	1.79	0.16	-0.28	0.04
K04640	6367	155	4.20	0.19	2.60	0.43	-0.26	0.06
K04647	5125	46	3.76	0.14	1.09	0.05	0.17	0.02
K04651	5801	58	4.65	0.17	1.35	0.10	0.04	0.04
K04653	6204	65	4.25	0.13	1.61	0.13	0.00	0.04
K04657	5386	29	4.54	0.04	0.68	0.07	0.02	0.02
K04659	5618	43	4.50	0.04	0.90	0.07	-0.01	0.03
K04663	5594	36	4.05	0.06	1.15	0.04	0.33	0.03
K04665	5680	31	4.13	0.06	1.08	0.05	-0.02	0.02
K04674	5733	20	4.34	0.07	0.97	0.04	0.26	0.02
K04686	5749	38	4.00	0.06	1.28	0.04	0.34	0.02
K04693	5781	36	4.26	0.07	1.15	0.07	-0.27	0.03
K04699	6185	63	4.38	0.11	1.11	0.08	0.13	0.02
K04706	6080	50	4.26	0.12	1.25	0.11	-0.22	0.04
K04715	6144	98	3.94	0.10	2.44	0.27	-0.26	0.04
K04716	6094	42	4.32	0.10	1.26	0.07	0.10	0.02
K04717	5778	77	4.29	0.16	1.48	0.17	-0.24	0.06
K04725	4977	56	4.54	0.11	0.78	0.12	-0.03	0.02
K04744	5817	36	4.31	0.07	1.13	0.06	0.32	0.03
K04745	4993	102	4.60	0.20	0.97	0.18	0.04	0.04
K04746	4930	63	4.53	0.13	1.04	0.12	-0.01	0.03
K04763	5743	26	4.12	0.07	1.24	0.05	0.16	0.02
K04765	6295	84	4.55	0.10	1.76	0.13	0.13	0.04
K04771	6390	141	4.56	0.16	2.78	0.49	-0.19	0.06
K04773	6047	70	3.58	0.13	1.32	0.15	-0.30	0.05
K04774	5243	32	4.59	0.04	0.64	0.09	0.02	0.03
K04775	5126	43	3.71	0.13	1.13	0.06	0.39	0.03
K04792	6000	31	4.63	0.06	1.12	0.07	0.12	0.03
K04811	5641	31	4.02	0.06	1.17	0.05	0.07	0.02
K04822	5849	42	4.13	0.11	1.10	0.06	0.00	0.03
K04829	6076	42	4.28	0.12	1.41	0.08	-0.07	0.03
K04833	5791	20	4.15	0.03	1.23	0.04	0.04	0.01
K04834	4987	53	3.60	0.09	1.13	0.06	0.30	0.03
K04839	6216	70	4.25	0.12	1.72	0.13	-0.11	0.04
K04841	4930	84	4.60	0.12	0.76	0.22	0.01	0.03
K04850	5603	26	4.36	0.05	0.98	0.05	0.08	0.02
K04864	5810	38	3.89	0.14	1.37	0.07	-0.26	0.03
K04881	6367	86	4.64	0.17	2.64	0.37	-0.13	0.06

K04887	6001	49	4.01	0.06	1.42	0.07	0.05	0.03
K04892	5614	40	3.70	0.07	1.12	0.07	-0.38	0.03
K04898	5908	85	4.43	0.20	1.30	0.16	-0.05	0.06
K04902	4944	75	3.33	0.26	1.13	0.08	0.25	0.04
K04907	6032	42	4.36	0.14	1.41	0.06	0.04	0.03
K04941	5258	91	4.12	0.18	1.69	0.18	-0.22	0.06
K04961	4893	84	4.65	0.13	0.98	0.18	0.20	0.03
K04978	5589	76	4.61	0.16	1.13	0.13	0.23	0.05
K05018	5559	78	4.59	0.14	1.08	0.11	0.42	0.04
K05021	5886	55	4.73	0.14	1.19	0.10	0.19	0.03
K05039	4956	67	4.48	0.11	0.70	0.15	0.06	0.02
K05048	4970	44	3.38	0.18	1.01	0.05	0.07	0.02
K05057	5085	40	3.49	0.09	1.14	0.05	0.03	0.03
K05084	5790	76	4.52	0.15	1.38	0.10	0.30	0.05
K05085	5932	98	4.92	0.10	1.41	0.18	0.07	0.06
K05107	5032	33	3.20	0.10	1.24	0.05	-0.13	0.03
K05119	5082	33	3.35	0.11	1.28	0.04	0.07	0.02
K05124	5407	82	4.61	0.12	1.02	0.15	0.08	0.04
K05135	5333	54	4.51	0.08	1.18	0.10	0.03	0.03
K05155	5875	65	4.33	0.19	1.37	0.11	0.06	0.05
K05159	6270	101	4.69	0.21	2.07	0.23	0.17	0.06
K05198	5428	57	4.76	0.10	0.84	0.12	0.10	0.03
K05216	5662	55	4.46	0.14	1.43	0.11	-0.04	0.04
K05236	6113	57	4.47	0.14	1.20	0.12	-0.17	0.04
K05241	5893	117	3.95	0.22	1.89	0.39	-0.39	0.08
K05247	6071	47	4.25	0.14	1.40	0.08	0.16	0.03
K05269	5479	98	4.75	0.24	1.56	0.21	-0.02	0.06
K05278	5846	210	4.85	0.20	3.24	0.73	0.17	0.13
K05284	5677	38	4.22	0.11	1.06	0.06	0.44	0.03
K05290	5680	65	4.86	0.15	0.94	0.14	0.17	0.04
K05324	5075	36	3.35	0.11	1.25	0.05	-0.16	0.02
K05375	5156	55	3.22	0.17	0.97	0.08	-0.19	0.04
K05379	5148	40	3.54	0.09	1.11	0.05	0.04	0.03
K05380	5722	62	4.54	0.13	1.36	0.13	-0.19	0.04
K05393	4880	47	3.38	0.14	1.11	0.05	0.03	0.02
K05423	5787	53	4.44	0.10	1.13	0.08	0.42	0.04
K05546	6243	131	4.53	0.16	1.79	0.30	-0.05	0.08
K05567	5561	62	4.38	0.17	1.25	0.09	0.12	0.05
K05592	6264	81	4.40	0.14	1.64	0.13	0.07	0.05
K05612	5420	69	4.39	0.21	1.19	0.11	0.10	0.04
K05613	5846	132	4.83	0.23	1.74	0.24	0.34	0.07
K05622	5286	81	4.59	0.15	0.83	0.14	0.07	0.04
K05625	5154	91	3.95	0.20	1.78	0.15	-0.17	0.05

K05626	6012	115	4.65	0.23	2.02	0.28	-0.01	0.08
K05645	5719	93	4.71	0.17	1.57	0.19	0.04	0.06
K05689	4879	63	4.42	0.18	0.98	0.13	0.02	0.02
K05702	5799	47	4.64	0.09	1.18	0.10	0.03	0.03
K05706	5890	61	4.49	0.10	1.44	0.10	0.25	0.04
K05782	5122	36	3.72	0.09	1.05	0.05	0.14	0.02
K05790	5132	67	4.51	0.12	1.28	0.11	0.11	0.03
K05792	5116	71	4.65	0.13	1.04	0.14	0.03	0.03
K05798	5247	71	4.77	0.15	1.36	0.13	0.06	0.03
K05837	5855	103	4.46	0.22	1.58	0.17	0.23	0.07
K05850	5715	89	4.78	0.22	1.34	0.16	0.09	0.06
K05852	5679	68	4.30	0.22	1.24	0.12	0.03	0.05
K05855	5798	69	4.77	0.15	1.33	0.12	0.15	0.05
K05869	4838	58	2.95	0.14	1.38	0.06	-0.27	0.04
K05877	5627	57	4.68	0.15	1.09	0.10	0.11	0.04
K05888	5280	58	4.53	0.06	0.94	0.11	-0.06	0.03
K05900	6396	183	4.52	0.18	2.65	0.67	-0.23	0.07
K05924	5145	89	4.47	0.13	1.51	0.14	-0.08	0.04
K05929	5596	47	4.56	0.11	0.91	0.09	-0.03	0.03
K05932	5502	71	4.11	0.15	1.43	0.14	-0.19	0.06
K05949	5883	51	4.54	0.10	1.09	0.10	-0.20	0.03
K05953	5202	99	4.73	0.19	1.05	0.17	0.34	0.04
K06384	5853	72	4.63	0.16	1.29	0.11	0.26	0.05
K06425	5732	40	4.08	0.06	1.17	0.06	0.04	0.02
K06734	5330	75	4.62	0.09	1.00	0.13	0.39	0.04
K06745	6456	155	4.20	0.18	1.77	0.21	0.04	0.06
K06759	5571	40	4.02	0.09	1.11	0.06	0.40	0.03
K06786	5977	90	4.97	0.03	1.69	0.23	0.07	0.06
K06883	5651	65	4.49	0.11	1.36	0.12	0.12	0.05
K06927	4973	67	4.59	0.11	0.93	0.14	0.08	0.02
K06971	5059	60	4.59	0.13	0.91	0.13	-0.20	0.02
K06981	5765	94	4.34	0.21	0.63	0.24	-0.28	0.07
K07016	5817	44	4.49	0.08	1.14	0.06	0.26	0.03
K07040	6210	115	3.99	0.16	1.58	0.31	-0.35	0.08
K07136	5597	65	4.56	0.12	1.03	0.10	0.40	0.04
K07179	5831	26	4.48	0.07	1.06	0.06	0.07	0.02
K07223	5610	65	4.60	0.17	1.09	0.16	-0.33	0.04
K07235	5468	44	4.39	0.20	0.96	0.07	-0.03	0.03
K07345	5721	78	4.46	0.15	1.46	0.14	-0.10	0.05
K07566	5809	57	4.24	0.13	1.48	0.10	0.21	0.04
K07587	5836	26	4.63	0.03	0.93	0.05	0.09	0.02
K07599	5948	82	4.75	0.18	1.53	0.15	0.29	0.05
K07605	5877	90	4.33	0.19	1.43	0.19	-0.06	0.06

KIC11187332	5633	44	4.45	0.11	0.79	0.09	-0.00	0.02
KIC2718885	5667	33	4.53	0.06	1.01	0.07	0.17	0.02
KIC6359893	5745	98	4.52	0.16	1.42	0.26	-0.33	0.07
KIC8435766	5032	25	4.56	0.04	0.75	0.07	-0.07	0.01

9 Apêndice C

9.1 Raios e incertezas para as estrelas e planetas da amostra

<i>KOI</i>	<i>Planeta</i>	R_{\star} (R_{\odot})	δR_{\star} (R_{\odot})	R_{pl} (R_{\oplus})	δR_{pl} (R_{\oplus})
K00001	K00001.01	1.05	0.02	13.62	0.30
K00002	K00002.01	2.01	0.12	17.93	1.07
K00006	K00006.01	1.33	0.07	1.60	0.08
K00007	K00007.01	1.52	0.04	4.49	0.13
K00008	K00008.01	0.95	0.02	1.35	0.03
K00010	K00010.01	1.59	0.11	16.62	1.14
K00017	K00017.01	1.28	0.03	14.31	0.35
K00018	K00018.01	1.80	0.09	16.78	0.80
K00020	K00020.01	1.52	0.05	21.19	0.63
K00022	K00022.01	1.27	0.03	14.06	0.34
K00041	K00041.01	1.53	0.04	2.48	0.07
K00041	K00041.02	1.53	0.04	1.38	0.04
K00041	K00041.03	1.53	0.04	1.67	0.06
K00046	K00046.01	1.70	0.06	6.69	0.23
K00046	K00046.02	1.70	0.06	1.37	0.08
K00049	K00049.01	1.30	0.04	4.11	0.17
K00063	K00063.01	0.90	0.02	6.20	0.14
K00064	K00064.01	2.54	0.12	9.41	0.50
K00069	K00069.01	0.94	0.02	1.69	0.03
K00070	K00070.01	0.89	0.01	3.14	0.05
K00070	K00070.02	0.89	0.01	1.91	0.03
K00070	K00070.03	0.89	0.01	2.79	0.05
K00070	K00070.04	0.89	0.01	0.90	0.03
K00070	K00070.05	0.89	0.01	0.97	0.03
K00072	K00072.01	1.08	0.02	1.62	0.03
K00072	K00072.02	1.08	0.02	2.57	0.05
K00075	K00075.01	2.55	0.13	10.98	0.54
K00082	K00082.01	0.73	0.01	2.45	0.05
K00082	K00082.02	0.73	0.01	1.33	0.03
K00082	K00082.03	0.73	0.01	0.93	0.03
K00082	K00082.04	0.73	0.01	0.65	0.02
K00082	K00082.05	0.73	0.01	0.52	0.02
K00082	K00082.06	0.73	0.01	0.67	0.03
K00084	K00084.01	0.89	0.01	2.55	0.04

K00085	K00085.01	1.45	0.05	2.85	0.09
K00085	K00085.02	1.45	0.05	1.58	0.05
K00085	K00085.03	1.45	0.05	1.68	0.06
K00092	K00092.01	1.07	0.03	2.94	0.07
K00094	K00094.01	1.39	0.04	11.38	0.33
K00094	K00094.02	1.39	0.04	4.23	0.12
K00094	K00094.03	1.39	0.04	6.75	0.20
K00094	K00094.04	1.39	0.04	1.71	0.05
K00097	K00097.01	2.01	0.09	18.98	0.82
K00102	K00102.01	1.12	0.03	3.76	0.09
K00102	K00102.02	1.12	0.03	1.09	0.03
K00103	K00103.01	0.88	0.01	2.83	0.05
K00104	K00104.01	0.74	0.02	3.15	0.09
K00105	K00105.01	1.09	0.02	3.88	0.09
K00107	K00107.01	1.61	0.06	3.79	0.14
K00108	K00108.01	1.50	0.04	3.60	0.10
K00108	K00108.02	1.50	0.04	5.85	0.16
K00110	K00110.01	1.26	0.04	3.13	0.10
K00111	K00111.01	1.05	0.02	2.57	0.06
K00111	K00111.02	1.05	0.02	2.44	0.05
K00111	K00111.03	1.05	0.02	2.84	0.06
K00112	K00112.01	0.92	0.02	2.74	0.07
K00112	K00112.02	0.92	0.02	1.15	0.03
K00113	K00113.01	16.24	34.82	—	—
K00115	K00115.01	1.04	0.02	2.78	0.06
K00115	K00115.02	1.04	0.02	1.57	0.04
K00115	K00115.03	1.04	0.02	0.55	0.04
K00116	K00116.01	1.05	0.02	2.60	0.05
K00116	K00116.02	1.05	0.02	2.86	0.06
K00116	K00116.03	1.05	0.02	0.86	0.04
K00116	K00116.04	1.05	0.02	1.17	0.04
K00117	K00117.01	1.45	0.04	3.28	0.09
K00117	K00117.02	1.45	0.04	1.88	0.05
K00117	K00117.03	1.45	0.04	1.74	0.05
K00117	K00117.04	1.45	0.04	1.12	0.05
K00118	K00118.01	1.41	0.04	2.53	0.08
K00119	K00119.01	3.73	0.46	16.54	2.03
K00119	K00119.02	3.73	0.46	13.78	1.69
K00122	K00122.01	1.42	0.04	3.49	0.09
K00123	K00123.01	1.35	0.03	2.56	0.07
K00123	K00123.02	1.35	0.03	2.83	0.07
K00124	K00124.01	1.25	0.04	2.16	0.07
K00124	K00124.02	1.25	0.04	2.60	0.08

K00127	K00127.01	1.00	0.02	11.70	0.24
K00128	K00128.01	1.23	0.03	14.19	0.35
K00134	K00134.01	1.76	0.12	12.39	0.89
K00135	K00135.01	1.38	0.04	13.30	0.41
K00137	K00137.01	0.94	0.02	4.87	0.09
K00137	K00137.02	0.94	0.02	5.85	0.11
K00137	K00137.03	0.94	0.02	1.82	0.04
K00139	K00139.01	1.13	0.03	7.27	0.16
K00139	K00139.02	1.13	0.03	1.64	0.04
K00141	K00141.01	2.27	0.15	12.68	0.86
K00142	K00142.01	0.91	0.02	—	—
K00144	K00144.01	0.79	0.02	3.17	0.08
K00145	K00145.01	5.50	0.66	26.15	7.65
K00148	K00148.01	0.86	0.02	2.05	0.04
K00148	K00148.02	0.86	0.02	2.90	0.06
K00148	K00148.03	0.86	0.02	2.22	0.05
K00149	K00149.01	1.91	0.08	6.45	0.28
K00150	K00150.01	0.92	0.02	2.84	0.06
K00150	K00150.02	0.92	0.02	2.88	0.07
K00152	K00152.01	1.38	0.13	8.12	0.74
K00152	K00152.02	1.38	0.13	4.13	0.38
K00152	K00152.03	1.38	0.13	3.86	0.35
K00152	K00152.04	1.38	0.13	3.29	0.31
K00153	K00153.01	0.75	0.02	2.56	0.06
K00153	K00153.02	0.75	0.02	2.24	0.06
K00155	K00155.01	1.64	0.05	4.87	0.16
K00157	K00157.01	1.11	0.02	3.38	0.07
K00157	K00157.02	1.11	0.02	3.76	0.08
K00157	K00157.03	1.11	0.02	4.50	0.10
K00157	K00157.04	1.11	0.02	2.94	0.07
K00157	K00157.05	1.11	0.02	3.99	0.09
K00157	K00157.06	1.11	0.02	2.16	0.05
K00159	K00159.01	1.15	0.03	2.72	0.07
K00159	K00159.02	1.15	0.03	1.09	0.05
K00161	K00161.01	0.80	0.02	2.63	0.07
K00163	K00163.01	1.01	0.02	2.78	0.06
K00165	K00165.01	1.38	0.18	4.45	0.59
K00166	K00166.01	0.76	0.01	2.22	0.04
K00167	K00167.01	1.45	0.05	3.28	0.12
K00168	K00168.01	1.51	0.04	3.36	0.10
K00168	K00168.02	1.51	0.04	2.37	0.07
K00168	K00168.03	1.51	0.04	1.89	0.06
K00171	K00171.01	1.43	0.06	3.53	0.16

K00171	K00171.02	1.43	0.06	2.48	0.12
K00172	K00172.01	1.22	0.03	3.18	0.09
K00172	K00172.02	1.22	0.03	2.45	0.08
K00173	K00173.01	1.25	0.03	2.93	0.08
K00174	K00174.01	0.78	0.01	2.74	0.06
K00179	K00179.01	2.26	0.14	7.88	0.87
K00179	K00179.02	2.26	0.14	10.29	1.14
K00180	K00180.01	0.90	0.02	2.53	0.05
K00186	K00186.01	1.08	0.03	15.07	0.45
K00191	K00191.01	0.94	0.02	12.39	0.29
K00191	K00191.02	0.94	0.02	2.64	0.07
K00191	K00191.03	0.94	0.02	1.40	0.04
K00191	K00191.04	0.94	0.02	2.44	0.08
K00193	K00193.01	1.23	0.09	19.00	1.36
K00195	K00195.01	0.91	0.02	11.92	0.32
K00197	K00197.01	0.74	0.02	8.28	0.20
K00201	K00201.01	0.99	0.03	9.38	0.24
K00203	K00203.01	1.03	0.02	16.17	0.35
K00209	K00209.01	1.62	0.06	13.31	0.50
K00209	K00209.02	1.62	0.06	8.72	0.33
K00211	K00211.01	1.50	0.06	14.36	1.02
K00214	K00214.01	1.06	0.03	8.93	0.22
K00232	K00232.01	1.29	0.05	6.65	0.28
K00232	K00232.02	1.29	0.05	2.69	0.12
K00232	K00232.03	1.29	0.05	2.58	0.12
K00232	K00232.04	1.29	0.05	2.83	0.13
K00232	K00232.05	1.29	0.05	2.63	0.12
K00237	K00237.01	1.14	0.03	3.16	0.09
K00238	K00238.01	1.38	0.06	3.39	0.14
K00238	K00238.02	1.38	0.06	1.73	0.10
K00238	K00238.03	1.38	0.06	2.42	0.14
K00241	K00241.01	0.75	0.01	2.26	0.04
K00241	K00241.02	0.75	0.01	1.42	0.04
K00241	K00241.03	0.75	0.01	0.96	0.03
K00244	K00244.01	1.37	0.04	5.15	0.17
K00244	K00244.02	1.37	0.04	3.00	0.10
K00245	K00245.01	0.78	0.01	2.11	0.03
K00245	K00245.02	0.78	0.01	0.80	0.02
K00246	K00246.01	1.25	0.03	2.54	0.06
K00246	K00246.02	1.25	0.03	1.01	0.03
K00257	K00257.01	1.19	0.04	2.88	0.10
K00260	K00260.01	1.41	0.05	1.59	0.06
K00260	K00260.02	1.41	0.05	2.89	0.11

K00260	K00260.03	1.41	0.05	1.73	0.07
K00261	K00261.01	0.94	0.02	2.62	0.05
K00262	K00262.01	1.59	0.06	1.88	0.08
K00262	K00262.02	1.59	0.06	1.89	0.09
K00263	K00263.01	1.94	0.07	3.17	0.12
K00265	K00265.01	1.28	0.03	1.39	0.04
K00266	K00266.01	1.22	0.04	1.65	0.06
K00266	K00266.02	1.22	0.04	1.31	0.06
K00268	K00268.01	1.34	0.08	3.24	0.20
K00269	K00269.01	1.42	0.14	1.62	0.16
K00271	K00271.01	1.38	0.05	2.78	0.09
K00271	K00271.02	1.38	0.05	2.73	0.09
K00271	K00271.03	1.38	0.05	1.56	0.06
K00273	K00273.01	1.08	0.02	2.03	0.04
K00274	K00274.01	1.68	0.06	1.62	0.06
K00274	K00274.02	1.68	0.06	1.46	0.06
K00275	K00275.01	1.64	0.05	2.55	0.08
K00275	K00275.02	1.64	0.05	2.74	0.09
K00276	K00276.01	1.19	0.03	2.67	0.07
K00277	K00277.01	1.64	0.05	4.02	0.13
K00277	K00277.02	1.64	0.05	1.65	0.06
K00279	K00279.01	1.63	0.14	6.70	0.59
K00279	K00279.02	1.63	0.14	2.89	0.26
K00279	K00279.03	1.63	0.14	1.07	0.11
K00280	K00280.01	1.05	0.03	2.08	0.06
K00281	K00281.01	1.52	0.06	2.86	0.11
K00282	K00282.01	1.15	0.03	3.18	0.08
K00282	K00282.02	1.15	0.03	1.11	0.03
K00282	K00282.03	1.15	0.03	1.47	0.08
K00283	K00283.01	1.01	0.02	2.25	0.04
K00283	K00283.02	1.01	0.02	0.90	0.04
K00284	K00284.01	1.04	0.03	1.51	0.05
K00284	K00284.02	1.04	0.03	1.25	0.04
K00284	K00284.03	1.04	0.03	1.14	0.04
K00284	K00284.04	1.04	0.03	1.37	0.06
K00285	K00285.01	1.78	0.07	4.00	0.16
K00285	K00285.02	1.78	0.07	2.71	0.11
K00285	K00285.03	1.78	0.07	2.21	0.09
K00288	K00288.01	2.08	0.12	3.29	0.20
K00289	K00289.01	1.73	0.06	4.19	0.15
K00289	K00289.02	1.73	0.06	9.92	0.35
K00291	K00291.01	1.63	0.05	3.36	0.12
K00291	K00291.02	1.63	0.05	2.16	0.09

K00292	K00292.01	0.98	0.02	1.58	0.03
K00294	K00294.01	1.15	0.03	2.59	0.07
K00295	K00295.01	0.96	0.02	1.80	0.04
K00295	K00295.02	0.96	0.02	1.14	0.04
K00296	K00296.01	1.08	0.03	2.51	0.06
K00297	K00297.01	1.33	0.05	1.68	0.06
K00299	K00299.01	0.93	0.02	1.74	0.03
K00301	K00301.01	1.41	0.05	2.19	0.08
K00301	K00301.02	1.41	0.05	1.34	0.06
K00303	K00303.01	1.01	0.02	3.04	0.06
K00304	K00304.01	0.93	0.02	2.48	0.05
K00304	K00304.02	0.93	0.02	0.53	0.14
K00305	K00305.01	0.75	0.02	1.73	0.04
K00306	K00306.01	0.83	0.01	2.37	0.06
K00307	K00307.01	1.67	0.09	2.60	0.14
K00307	K00307.02	1.67	0.09	1.84	0.10
K00308	K00308.01	1.44	0.08	4.11	0.24
K00312	K00312.01	1.47	0.07	2.51	0.13
K00312	K00312.02	1.47	0.07	2.39	0.12
K00313	K00313.01	0.86	0.02	2.22	0.05
K00313	K00313.02	0.86	0.02	1.74	0.04
K00315	K00315.01	0.68	0.01	2.26	0.04
K00316	K00316.01	1.05	0.02	2.69	0.06
K00316	K00316.02	1.05	0.02	2.70	0.06
K00316	K00316.03	1.05	0.02	1.87	0.05
K00318	K00318.01	1.70	0.18	6.90	0.73
K00319	K00319.01	2.11	0.10	9.84	0.46
K00321	K00321.01	1.08	0.02	1.60	0.03
K00321	K00321.02	1.08	0.02	0.93	0.03
K00323	K00323.01	0.82	0.01	2.10	0.12
K00327	K00327.01	1.20	0.03	1.65	0.05
K00327	K00327.02	1.20	0.03	1.89	0.07
K00328	K00328.01	1.20	0.03	3.04	0.07
K00330	K00330.01	1.61	0.06	3.01	0.12
K00330	K00330.02	1.61	0.06	1.35	0.07
K00331	K00331.01	2.04	0.08	4.36	0.18
K00331	K00331.02	2.04	0.08	2.54	0.19
K00332	K00332.01	1.54	0.05	2.68	0.09
K00332	K00332.02	1.54	0.05	1.15	0.07
K00333	K00333.01	1.25	0.04	2.66	0.10
K00337	K00337.01	1.19	0.03	2.50	0.08
K00338	K00338.01	0.79	0.02	1.56	0.04
K00338	K00338.02	0.79	0.02	0.76	0.03

K00339	K00339.01	2.51	0.90	4.52	2.94
K00339	K00339.02	2.51	0.90	4.60	2.99
K00339	K00339.03	2.51	0.90	4.34	2.83
K00340	K00340.01	1.81	0.07	29.99	1.17
K00341	K00341.01	0.89	0.02	2.86	0.06
K00341	K00341.02	0.89	0.02	1.82	0.04
K00343	K00343.01	1.11	0.02	2.70	0.06
K00343	K00343.02	1.11	0.02	1.87	0.04
K00343	K00343.03	1.11	0.02	1.67	0.05
K00344	K00344.01	0.89	0.02	3.26	0.06
K00345	K00345.01	0.74	0.01	2.89	0.06
K00346	K00346.01	0.76	0.02	2.58	0.06
K00348	K00348.01	0.71	0.01	3.32	0.06
K00350	K00350.01	0.99	0.02	2.14	0.06
K00351	K00351.01	1.20	0.03	11.99	0.28
K00351	K00351.02	1.20	0.03	8.48	0.20
K00351	K00351.03	1.20	0.03	3.13	0.08
K00351	K00351.04	1.20	0.03	2.89	0.08
K00351	K00351.05	1.20	0.03	1.67	0.05
K00351	K00351.06	1.20	0.03	1.42	0.05
K00351	K00351.07	1.20	0.03	2.94	0.09
K00352	K00352.01	1.34	0.03	3.01	0.09
K00352	K00352.02	1.34	0.03	2.43	0.13
K00355	K00355.01	1.30	0.04	2.60	0.08
K00356	K00356.01	0.93	0.02	3.45	0.07
K00360	K00360.01	1.18	0.03	1.70	0.08
K00361	K00361.01	0.96	0.02	1.51	0.03
K00364	K00364.01	1.40	0.04	—	—
K00365	K00365.01	0.86	0.01	2.37	0.04
K00367	K00367.01	1.00	0.02	5.06	0.10
K00369	K00369.01	1.18	0.04	1.37	0.06
K00369	K00369.02	1.18	0.04	1.38	0.06
K00370	K00370.01	1.90	0.09	4.20	0.19
K00370	K00370.02	1.90	0.09	2.37	0.11
K00371	K00371.01	3.44	0.28	14.97	1.23
K00372	K00372.01	0.93	0.02	8.98	0.17
K00373	K00373.01	0.95	0.02	2.66	0.06
K00374	K00374.01	1.22	0.03	3.43	0.09
K00375	K00375.01	1.68	0.06	—	—
K00377	K00377.01	0.99	0.02	8.83	0.18
K00379	K00379.01	2.69	0.20	4.86	0.36
K00379	K00379.02	2.69	0.20	3.14	0.27
K00384	K00384.01	2.16	0.13	3.52	0.22

K00385	K00385.01	0.92	0.02	1.73	0.04
K00386	K00386.01	1.04	0.02	3.52	0.08
K00386	K00386.02	1.04	0.02	2.97	0.08
K00387	K00387.01	0.69	0.01	2.52	0.05
K00388	K00388.01	1.83	0.07	3.64	0.15
K00392	K00392.01	1.55	0.05	2.82	0.11
K00392	K00392.02	1.55	0.05	1.48	0.09
K00393	K00393.01	1.52	0.07	2.95	0.14
K00399	K00399.01	1.64	0.07	43.52	1.82
K00401	K00401.01	1.01	0.02	4.98	0.11
K00401	K00401.02	1.01	0.02	4.34	0.10
K00401	K00401.03	1.01	0.02	1.99	0.06
K00403	K00403.01	1.44	0.09	5.66	0.38
K00408	K00408.01	0.88	0.02	3.66	0.08
K00408	K00408.02	0.88	0.02	2.93	0.07
K00408	K00408.03	0.88	0.02	2.63	0.07
K00408	K00408.04	0.88	0.02	1.29	0.05
K00408	K00408.05	0.88	0.02	2.07	0.14
K00409	K00409.01	1.07	0.02	2.98	0.07
K00415	K00415.01	1.28	0.04	9.68	0.28
K00416	K00416.01	0.75	0.02	3.27	0.07
K00416	K00416.02	0.75	0.02	2.75	0.06
K00416	K00416.03	0.75	0.02	0.83	0.05
K00427	K00427.01	0.83	0.02	3.84	0.09
K00427	K00427.02	0.83	0.02	2.80	0.07
K00427	K00427.03	0.83	0.02	2.51	0.08
K00431	K00431.01	0.73	0.01	2.63	0.06
K00431	K00431.02	0.73	0.01	2.27	0.05
K00433	K00433.01	0.86	0.02	5.09	0.13
K00433	K00433.02	0.86	0.02	11.13	0.28
K00435	K00435.01	1.05	0.02	4.55	0.11
K00435	K00435.03	1.05	0.02	2.77	0.08
K00435	K00435.04	1.05	0.02	1.76	0.05
K00435	K00435.05	1.05	0.02	3.37	0.09
K00435	K00435.06	1.05	0.02	1.57	0.06
K00439	K00439.01	0.98	0.02	5.17	0.11
K00440	K00440.01	0.81	0.02	2.70	0.06
K00440	K00440.02	0.81	0.02	2.41	0.06
K00442	K00442.01	1.08	0.02	2.53	0.06
K00442	K00442.02	1.08	0.02	1.59	0.04
K00442	K00442.03	1.08	0.02	1.63	0.05
K00444	K00444.01	0.92	0.02	2.24	0.05
K00446	K00446.01	0.62	0.01	1.97	0.05

K00446	K00446.02	0.62	0.01	1.93	0.05
K00448	K00448.01	0.64	0.01	2.38	0.06
K00448	K00448.02	0.64	0.01	2.89	0.07
K00456	K00456.01	1.06	0.02	4.18	0.10
K00456	K00456.02	1.06	0.02	2.05	0.05
K00457	K00457.01	0.76	0.01	2.30	0.05
K00457	K00457.02	0.76	0.01	2.25	0.05
K00459	K00459.01	1.16	0.04	3.84	0.12
K00459	K00459.02	1.16	0.04	1.65	0.06
K00464	K00464.01	0.90	0.02	7.24	0.18
K00464	K00464.02	0.90	0.02	2.73	0.07
K00465	K00465.01	1.43	0.05	—	—
K00466	K00466.01	1.58	0.10	9.29	0.59
K00474	K00474.01	1.04	0.03	2.62	0.07
K00474	K00474.02	1.04	0.03	2.46	0.07
K00474	K00474.03	1.04	0.03	2.87	0.10
K00474	K00474.04	1.04	0.03	1.40	0.06
K00475	K00475.01	0.73	0.02	2.14	0.07
K00475	K00475.02	0.73	0.02	2.33	0.07
K00479	K00479.01	0.95	0.02	3.37	0.07
K00481	K00481.01	0.78	0.01	2.67	0.05
K00481	K00481.02	0.78	0.01	1.84	0.04
K00481	K00481.03	0.78	0.01	2.79	0.05
K00486	K00486.01	1.06	0.03	3.17	0.09
K00490	K00490.01	0.74	0.01	1.71	0.03
K00490	K00490.02	0.74	0.01	11.16	0.20
K00490	K00490.03	0.74	0.01	1.65	0.03
K00490	K00490.04	0.74	0.01	1.27	0.04
K00500	K00500.01	0.68	0.01	2.84	0.06
K00500	K00500.02	0.68	0.01	2.85	0.06
K00500	K00500.03	0.68	0.01	1.72	0.04
K00500	K00500.04	0.68	0.01	1.76	0.04
K00500	K00500.05	0.68	0.01	1.57	0.04
K00505	K00505.01	0.74	0.01	2.10	0.05
K00505	K00505.02	0.74	0.01	1.38	0.04
K00505	K00505.03	0.74	0.01	1.19	0.04
K00505	K00505.04	0.74	0.01	1.36	0.04
K00505	K00505.05	0.74	0.01	2.70	0.06
K00508	K00508.01	1.01	0.03	3.17	0.08
K00508	K00508.02	1.01	0.03	3.02	0.08
K00509	K00509.01	0.93	0.03	3.01	0.09
K00509	K00509.02	0.93	0.03	3.29	0.10
K00509	K00509.03	0.93	0.03	2.43	0.09

K00510	K00510.01	1.06	0.03	2.51	0.07
K00510	K00510.02	1.06	0.03	2.69	0.08
K00510	K00510.03	1.06	0.03	2.30	0.08
K00510	K00510.04	1.06	0.03	2.69	0.10
K00511	K00511.01	1.09	0.03	3.00	0.09
K00511	K00511.02	1.09	0.03	1.61	0.06
K00517	K00517.01	0.90	0.02	2.76	0.06
K00518	K00518.01	0.71	0.02	2.46	0.06
K00518	K00518.02	0.71	0.02	1.89	0.05
K00518	K00518.03	0.71	0.02	2.77	0.07
K00519	K00519.01	1.19	0.03	3.28	0.10
K00519	K00519.02	1.19	0.03	3.52	0.11
K00520	K00520.01	0.80	0.02	2.60	0.07
K00520	K00520.02	0.80	0.02	1.58	0.05
K00520	K00520.03	0.80	0.02	2.38	0.07
K00520	K00520.04	0.80	0.02	1.41	0.07
K00523	K00523.01	1.36	0.04	8.37	0.27
K00523	K00523.02	1.36	0.04	3.97	0.14
K00528	K00528.01	0.90	0.02	2.69	0.06
K00528	K00528.02	0.90	0.02	3.03	0.07
K00528	K00528.03	0.90	0.02	2.65	0.07
K00534	K00534.01	0.84	0.02	2.49	0.06
K00534	K00534.02	0.84	0.02	1.89	0.05
K00543	K00543.01	0.79	0.02	2.37	0.05
K00543	K00543.02	0.79	0.02	1.51	0.04
K00546	K00546.01	1.38	0.06	4.41	0.21
K00546	K00546.02	1.38	0.06	3.13	0.15
K00548	K00548.01	1.31	0.04	3.66	0.12
K00548	K00548.02	1.31	0.04	1.06	0.08
K00550	K00550.01	0.95	0.02	2.55	0.06
K00551	K00551.01	1.06	0.02	2.85	0.08
K00551	K00551.02	1.06	0.02	2.53	0.07
K00555	K00555.01	0.85	0.02	1.58	0.04
K00555	K00555.02	0.85	0.02	2.94	0.07
K00561	K00561.01	0.77	0.01	1.84	0.04
K00564	K00564.01	1.58	0.07	3.85	0.18
K00564	K00564.02	1.58	0.07	10.97	0.50
K00564	K00564.03	1.58	0.07	2.51	0.13
K00567	K00567.01	0.84	0.02	2.55	0.05
K00567	K00567.02	0.84	0.02	2.11	0.05
K00567	K00567.03	0.84	0.02	2.31	0.05
K00568	K00568.01	0.87	0.02	1.51	0.04
K00568	K00568.02	0.87	0.02	0.92	0.04

K00569	K00569.01	0.71	0.01	1.85	0.05
K00569	K00569.02	0.71	0.01	1.13	0.03
K00572	K00572.01	1.63	0.06	3.79	0.14
K00572	K00572.02	1.63	0.06	1.97	0.09
K00573	K00573.01	1.05	0.03	3.07	0.08
K00573	K00573.02	1.05	0.03	1.68	0.05
K00574	K00574.01	0.76	0.02	2.66	0.06
K00574	K00574.02	0.76	0.02	1.37	0.05
K00577	K00577.01	0.83	0.02	2.25	0.07
K00577	K00577.02	0.83	0.02	0.95	0.04
K00579	K00579.01	0.76	0.01	1.51	0.03
K00579	K00579.02	0.76	0.01	1.56	0.04
K00582	K00582.01	0.77	0.01	2.38	0.05
K00582	K00582.02	0.77	0.01	2.07	0.05
K00582	K00582.03	0.77	0.01	1.46	0.05
K00584	K00584.01	1.00	0.02	2.93	0.07
K00584	K00584.02	1.00	0.02	2.63	0.07
K00584	K00584.03	1.00	0.02	1.18	0.05
K00590	K00590.01	1.04	0.03	2.38	0.07
K00590	K00590.02	1.04	0.03	2.82	0.09
K00597	K00597.01	1.00	0.02	2.76	0.07
K00597	K00597.02	1.00	0.02	1.58	0.05
K00597	K00597.03	1.00	0.02	2.58	0.08
K00598	K00598.01	0.81	0.02	2.46	0.06
K00598	K00598.02	0.81	0.02	1.92	0.06
K00600	K00600.01	1.19	0.04	2.55	0.08
K00601	K00601.01	0.91	0.02	2.90	0.08
K00601	K00601.02	0.91	0.02	3.41	0.12
K00601	K00601.03	0.91	0.02	1.49	0.06
K00611	K00611.01	1.34	0.12	10.11	0.88
K00612	K00612.01	0.78	0.02	2.13	0.05
K00612	K00612.02	0.78	0.02	2.45	0.06
K00612	K00612.03	0.78	0.02	2.42	0.08
K00620	K00620.01	0.84	0.02	7.23	0.15
K00620	K00620.02	0.84	0.02	9.87	0.21
K00620	K00620.03	0.84	0.02	4.00	0.11
K00623	K00623.01	1.16	0.04	1.39	0.04
K00623	K00623.02	1.16	0.04	1.37	0.05
K00623	K00623.03	1.16	0.04	1.17	0.04
K00623	K00623.04	1.16	0.04	1.00	0.04
K00624	K00624.01	0.90	0.02	2.91	0.06
K00624	K00624.02	0.90	0.02	2.66	0.07
K00624	K00624.03	0.90	0.02	1.54	0.04

K00626	K00626.01	1.22	0.04	2.60	0.09
K00626	K00626.02	1.22	0.04	1.08	0.07
K00627	K00627.01	1.42	0.04	3.12	0.10
K00627	K00627.02	1.42	0.04	1.69	0.06
K00628	K00628.01	0.98	0.02	2.30	0.06
K00629	K00629.01	1.36	0.05	3.07	0.12
K00632	K00632.01	0.83	0.02	1.49	0.03
K00633	K00633.01	1.37	0.04	4.30	0.13
K00635	K00635.01	1.10	0.03	2.75	0.11
K00638	K00638.01	0.92	0.02	3.35	0.06
K00638	K00638.02	0.92	0.02	3.57	0.07
K00639	K00639.01	1.26	0.04	2.96	0.11
K00644	K00644.01	1.36	0.06	22.98	0.96
K00645	K00645.01	1.75	0.06	2.62	0.11
K00645	K00645.02	1.75	0.06	3.05	0.12
K00647	K00647.01	1.48	0.06	2.34	0.10
K00647	K00647.02	1.48	0.06	1.03	0.09
K00649	K00649.01	2.11	0.15	4.09	0.30
K00649	K00649.02	2.11	0.15	1.40	0.13
K00650	K00650.01	0.80	0.01	2.61	0.05
K00654	K00654.01	0.99	0.02	1.98	0.05
K00654	K00654.02	0.99	0.02	1.67	0.08
K00655	K00655.01	1.27	0.04	2.73	0.08
K00655	K00655.02	1.27	0.04	2.64	0.08
K00657	K00657.01	0.67	0.01	1.72	0.03
K00657	K00657.02	0.67	0.01	2.06	0.04
K00658	K00658.01	1.05	0.03	2.56	0.07
K00658	K00658.02	1.05	0.03	2.53	0.07
K00658	K00658.03	1.05	0.03	1.46	0.06
K00659	K00659.01	1.23	0.06	2.48	0.12
K00660	K00660.01	2.20	0.10	4.09	0.18
K00661	K00661.01	0.98	0.02	2.09	0.05
K00661	K00661.02	0.98	0.02	1.38	0.06
K00662	K00662.01	1.62	0.06	3.08	0.11
K00664	K00664.01	1.09	0.02	1.73	0.04
K00664	K00664.02	1.09	0.02	1.23	0.04
K00664	K00664.03	1.09	0.02	1.09	0.05
K00665	K00665.01	1.71	0.06	3.90	0.15
K00665	K00665.02	1.71	0.06	1.88	0.07
K00665	K00665.03	1.71	0.06	1.73	0.07
K00666	K00666.01	0.99	0.02	2.67	0.06
K00670	K00670.01	1.64	0.05	2.89	0.10
K00671	K00671.01	1.25	0.04	1.67	0.05

K00671	K00671.02	1.25	0.04	1.50	0.05
K00671	K00671.03	1.25	0.04	1.55	0.06
K00671	K00671.04	1.25	0.04	1.33	0.06
K00672	K00672.01	0.91	0.02	2.47	0.05
K00672	K00672.02	0.91	0.02	3.24	0.06
K00672	K00672.03	0.91	0.02	1.13	0.02
K00674	K00674.01	2.61	0.17	11.79	0.76
K00678	K00678.01	0.78	0.01	1.32	0.05
K00678	K00678.02	0.78	0.01	1.36	0.04
K00679	K00679.01	1.46	0.04	3.04	0.09
K00679	K00679.02	1.46	0.04	1.10	0.06
K00680	K00680.01	2.19	0.14	16.05	1.05
K00682	K00682.01	1.07	0.02	—	—
K00683	K00683.01	1.10	0.02	5.78	0.14
K00684	K00684.01	2.11	0.09	6.51	0.29
K00686	K00686.01	1.06	0.03	13.88	0.34
K00687	K00687.01	0.57	0.01	1.10	0.05
K00688	K00688.01	1.57	0.11	2.85	0.20
K00689	K00689.01	0.83	0.02	1.84	0.05
K00691	K00691.01	1.49	0.06	4.20	0.17
K00691	K00691.02	1.49	0.06	1.78	0.09
K00692	K00692.01	1.10	0.02	1.62	0.04
K00692	K00692.02	1.10	0.02	2.20	0.06
K00693	K00693.01	1.63	0.06	2.83	0.12
K00693	K00693.02	1.63	0.06	3.48	0.14
K00694	K00694.01	0.95	0.02	3.16	0.07
K00695	K00695.01	0.93	0.02	2.46	0.05
K00697	K00697.01	3.26	1.52	7.87	6.93
K00700	K00700.01	0.90	0.02	2.32	0.05
K00700	K00700.02	0.90	0.02	1.52	0.04
K00700	K00700.03	0.90	0.02	1.39	0.04
K00700	K00700.04	0.90	0.02	1.70	0.05
K00701	K00701.01	0.70	0.01	2.35	0.04
K00701	K00701.02	0.70	0.01	1.58	0.03
K00701	K00701.03	0.70	0.01	2.04	0.04
K00701	K00701.04	0.70	0.01	1.66	0.05
K00701	K00701.05	0.70	0.01	0.68	0.03
K00703	K00703.01	2.09	0.16	2.57	0.20
K00704	K00704.01	0.75	0.01	2.15	0.04
K00707	K00707.01	1.65	0.06	5.10	0.18
K00707	K00707.02	1.65	0.06	4.20	0.15
K00707	K00707.03	1.65	0.06	3.80	0.14
K00707	K00707.04	1.65	0.06	3.02	0.11

K00707	K00707.05	1.65	0.06	1.97	0.08
K00708	K00708.01	1.60	0.07	4.24	0.18
K00708	K00708.02	1.60	0.07	3.01	0.13
K00709	K00709.01	0.85	0.02	2.40	0.05
K00711	K00711.01	1.06	0.02	3.34	0.08
K00711	K00711.02	1.06	0.02	1.66	0.04
K00711	K00711.03	1.06	0.02	3.03	0.07
K00714	K00714.01	0.84	0.01	2.68	0.05
K00717	K00717.01	1.20	0.03	2.13	0.06
K00717	K00717.02	1.20	0.03	0.85	0.04
K00718	K00718.01	1.17	0.03	2.50	0.06
K00718	K00718.02	1.17	0.03	3.06	0.08
K00718	K00718.03	1.17	0.03	2.48	0.07
K00719	K00719.01	0.68	0.01	1.78	0.03
K00719	K00719.02	0.68	0.01	1.03	0.03
K00719	K00719.03	0.68	0.01	1.41	0.03
K00719	K00719.04	0.68	0.01	0.94	0.02
K00720	K00720.01	0.78	0.01	3.15	0.07
K00720	K00720.02	0.78	0.01	2.83	0.08
K00720	K00720.03	0.78	0.01	2.87	0.10
K00720	K00720.04	0.78	0.01	1.66	0.07
K00721	K00721.01	1.66	0.06	3.05	0.11
K00722	K00722.01	1.22	0.04	2.89	0.10
K00723	K00723.01	0.82	0.02	3.17	0.07
K00723	K00723.02	0.82	0.02	3.82	0.08
K00723	K00723.03	0.82	0.02	3.98	0.09
K00730	K00730.01	1.58	0.11	4.84	0.60
K00730	K00730.02	1.58	0.11	3.62	0.46
K00730	K00730.03	1.58	0.11	4.16	0.53
K00730	K00730.04	1.58	0.11	3.24	0.41
K00732	K00732.01	0.85	0.02	3.13	0.07
K00732	K00732.02	0.85	0.02	1.11	0.07
K00732	K00732.03	0.85	0.02	1.21	0.06
K00733	K00733.01	0.69	0.02	3.04	0.07
K00733	K00733.02	0.69	0.02	2.68	0.07
K00733	K00733.03	0.69	0.02	1.58	0.05
K00733	K00733.04	0.69	0.02	2.16	0.09
K00734	K00734.01	1.35	0.04	5.02	0.30
K00734	K00734.02	1.35	0.04	4.14	0.36
K00738	K00738.01	0.74	0.02	2.77	0.07
K00738	K00738.02	0.74	0.02	2.60	0.06
K00749	K00749.01	0.88	0.02	2.77	0.07
K00749	K00749.02	0.88	0.02	1.83	0.06

K00749	K00749.03	0.88	0.02	1.41	0.06
K00752	K00752.01	0.94	0.02	2.54	0.07
K00752	K00752.02	0.94	0.02	3.03	0.09
K00756	K00756.01	1.14	0.04	4.86	0.34
K00756	K00756.02	1.14	0.04	3.27	0.24
K00756	K00756.03	1.14	0.04	1.88	0.19
K00757	K00757.01	0.71	0.02	5.44	0.13
K00757	K00757.02	0.71	0.02	3.65	0.09
K00757	K00757.03	0.71	0.02	2.50	0.06
K00759	K00759.01	0.78	0.01	3.62	0.07
K00759	K00759.02	0.78	0.01	2.18	0.07
K00760	K00760.01	1.04	0.03	11.23	0.36
K00771	K00771.01	1.11	0.04	16.34	0.63
K00800	K00800.01	1.22	0.04	3.87	0.23
K00800	K00800.02	1.22	0.04	4.12	0.25
K00806	K00806.01	0.84	0.02	9.43	0.21
K00806	K00806.02	0.84	0.02	13.06	0.29
K00825	K00825.01	0.75	0.02	2.45	0.07
K00825	K00825.02	0.75	0.02	1.68	0.06
K00829	K00829.01	1.09	0.03	3.55	0.11
K00829	K00829.02	1.09	0.03	2.42	0.08
K00829	K00829.03	1.09	0.03	3.74	0.12
K00834	K00834.01	1.61	0.06	10.18	0.77
K00834	K00834.02	1.61	0.06	3.96	0.31
K00834	K00834.03	1.61	0.06	2.97	0.24
K00834	K00834.04	1.61	0.06	1.90	0.17
K00834	K00834.05	1.61	0.06	3.39	0.31
K00835	K00835.01	0.77	0.02	2.70	0.07
K00835	K00835.02	0.77	0.02	2.46	0.09
K00837	K00837.01	0.77	0.02	2.47	0.08
K00837	K00837.02	0.77	0.02	1.66	0.07
K00841	K00841.01	0.77	0.02	4.65	0.15
K00841	K00841.02	0.77	0.02	5.97	0.19
K00841	K00841.03	0.77	0.02	2.15	0.08
K00841	K00841.04	0.77	0.02	3.47	0.16
K00841	K00841.05	0.77	0.02	3.42	0.16
K00853	K00853.01	0.68	0.01	2.36	0.05
K00853	K00853.02	0.68	0.01	1.88	0.05
K00857	K00857.01	0.83	0.02	2.74	0.06
K00857	K00857.02	0.83	0.02	1.86	0.14
K00864	K00864.01	0.87	0.02	3.21	0.07
K00864	K00864.02	0.87	0.02	2.74	0.07
K00864	K00864.03	0.87	0.02	2.26	0.08

K00869	K00869.01	0.80	0.02	2.91	0.09
K00869	K00869.02	0.80	0.02	3.45	0.10
K00869	K00869.03	0.80	0.02	2.48	0.09
K00869	K00869.04	0.80	0.02	1.92	0.06
K00870	K00870.01	0.62	0.01	2.09	0.05
K00870	K00870.02	0.62	0.01	2.00	0.05
K00872	K00872.01	0.82	0.02	7.68	0.19
K00872	K00872.02	0.82	0.02	1.89	0.06
K00874	K00874.01	0.77	0.02	2.31	0.06
K00874	K00874.02	0.77	0.02	1.58	0.05
K00880	K00880.01	0.85	0.02	3.97	0.11
K00880	K00880.02	0.85	0.02	5.58	0.15
K00880	K00880.03	0.85	0.02	2.45	0.07
K00880	K00880.04	0.85	0.02	1.83	0.05
K00881	K00881.01	0.73	0.02	3.36	0.09
K00881	K00881.02	0.73	0.02	4.47	0.12
K00884	K00884.01	0.81	0.02	4.86	0.15
K00884	K00884.02	0.81	0.02	3.28	0.11
K00884	K00884.03	0.81	0.02	2.00	0.07
K00889	K00889.01	0.96	0.03	13.27	0.35
K00892	K00892.01	0.73	0.02	2.82	0.09
K00892	K00892.02	0.73	0.02	1.38	0.07
K00896	K00896.01	0.76	0.02	4.23	0.12
K00896	K00896.02	0.76	0.02	3.03	0.09
K00896	K00896.03	0.76	0.02	1.55	0.08
K00906	K00906.01	0.75	0.02	2.42	0.07
K00906	K00906.02	0.75	0.02	2.27	0.08
K00906	K00906.03	0.75	0.02	1.09	0.06
K00907	K00907.01	0.81	0.02	2.75	0.07
K00907	K00907.02	0.81	0.02	2.80	0.07
K00907	K00907.03	0.81	0.02	1.39	0.05
K00907	K00907.04	0.81	0.02	2.72	0.09
K00918	K00918.01	0.81	0.01	11.08	0.20
K00921	K00921.01	0.81	0.02	2.96	0.08
K00921	K00921.02	0.81	0.02	3.45	0.10
K00921	K00921.03	0.81	0.02	1.83	0.06
K00934	K00934.01	0.91	0.02	3.91	0.09
K00934	K00934.02	0.91	0.02	2.46	0.08
K00934	K00934.03	0.91	0.02	2.81	0.09
K00935	K00935.01	1.27	0.14	6.07	1.16
K00935	K00935.02	1.27	0.14	5.76	1.10
K00935	K00935.03	1.27	0.14	4.41	0.85
K00935	K00935.04	1.27	0.14	2.12	0.42

K00939	K00939.01	0.99	0.03	1.81	0.06
K00939	K00939.02	0.99	0.03	1.79	0.06
K00939	K00939.03	0.99	0.03	1.36	0.05
K00939	K00939.04	0.99	0.03	1.89	0.07
K00941	K00941.01	0.80	0.02	4.21	0.13
K00941	K00941.02	0.80	0.02	2.32	0.08
K00941	K00941.03	0.80	0.02	4.28	0.14
K00954	K00954.01	0.91	0.02	2.88	0.07
K00954	K00954.02	0.91	0.02	2.99	0.08
K00958	K00958.01	0.71	0.01	2.78	0.05
K00974	K00974.01	1.93	0.12	2.94	0.19
K00975	K00975.01	1.95	0.08	1.77	0.08
K00981	K00981.01	5.17	0.48	—	—
K00986	K00986.01	0.94	0.02	2.34	0.06
K00986	K00986.02	0.94	0.02	2.17	0.08
K00987	K00987.01	0.93	0.02	1.44	0.03
K00988	K00988.01	0.76	0.01	2.34	0.05
K00988	K00988.02	0.76	0.01	2.29	0.06
K00991	K00991.01	0.86	0.02	1.63	0.04
K00993	K00993.01	0.83	0.02	1.71	0.05
K00993	K00993.02	0.83	0.02	1.40	0.05
K00993	K00993.03	0.83	0.02	1.41	0.09
K00999	K00999.01	0.72	0.02	2.86	0.08
K00999	K00999.02	0.72	0.02	2.39	0.11
K01001	K01001.01	2.03	0.12	3.93	0.24
K01001	K01001.02	2.03	0.12	3.63	0.23
K01002	K01002.01	2.13	1.76	2.70	2.23
K01010	K01010.01	1.58	0.07	—	—
K01015	K01015.01	1.39	0.05	3.60	0.15
K01015	K01015.02	1.39	0.05	1.90	0.09
K01015	K01015.03	1.39	0.05	2.27	0.15
K01019	K01019.01	3.49	0.26	—	—
K01032	K01032.01	2.63	0.25	—	—
K01050	K01050.01	0.84	0.02	1.68	0.04
K01050	K01050.02	0.84	0.02	1.52	0.04
K01052	K01052.01	0.98	0.02	2.55	0.08
K01052	K01052.02	0.98	0.02	1.68	0.07
K01052	K01052.03	0.98	0.02	2.41	0.10
K01052	K01052.04	0.98	0.02	2.27	0.12
K01054	K01054.01	8.18	1.67	—	—
K01069	K01069.01	0.87	0.02	3.11	0.08
K01069	K01069.02	0.87	0.02	1.66	0.05
K01089	K01089.01	1.10	0.03	10.95	0.32

K01089	K01089.02	1.10	0.03	5.18	0.16
K01102	K01102.01	1.13	0.11	2.86	0.28
K01102	K01102.02	1.13	0.11	2.61	0.26
K01102	K01102.03	1.13	0.11	2.56	0.26
K01102	K01102.04	1.13	0.11	1.63	0.17
K01113	K01113.01	1.26	0.04	2.81	0.09
K01113	K01113.02	1.26	0.04	3.10	0.10
K01115	K01115.01	1.82	0.06	3.28	0.13
K01116	K01116.01	1.05	0.02	1.55	0.04
K01117	K01117.01	1.91	0.24	2.54	0.33
K01118	K01118.01	1.35	0.04	2.12	0.09
K01120	K01120.01	4.69	0.62	132.40	17.54
K01126	K01126.01	0.87	0.03	2.66	0.08
K01126	K01126.02	0.87	0.03	2.97	0.16
K01127	K01127.01	1.68	0.09	4.53	0.51
K01127	K01127.02	1.68	0.09	2.74	0.40
K01127	K01127.03	1.68	0.09	2.36	0.34
K01128	K01128.01	0.84	0.01	1.29	0.02
K01145	K01145.01	1.10	0.03	2.60	0.08
K01148	K01148.01	1.25	0.04	1.85	0.07
K01148	K01148.02	1.25	0.04	1.53	0.07
K01150	K01150.01	2.94	1.33	2.81	1.27
K01151	K01151.01	0.85	0.01	1.35	0.03
K01151	K01151.02	0.85	0.01	1.04	0.03
K01151	K01151.03	0.85	0.01	0.73	0.03
K01151	K01151.04	0.85	0.01	0.83	0.04
K01151	K01151.05	0.85	0.01	0.87	0.04
K01161	K01161.01	1.24	0.03	2.65	0.08
K01161	K01161.02	1.24	0.03	2.78	0.09
K01161	K01161.03	1.24	0.03	2.07	0.07
K01162	K01162.01	1.12	0.03	3.66	0.09
K01163	K01163.01	0.79	0.02	1.61	0.04
K01163	K01163.02	0.79	0.02	1.63	0.05
K01165	K01165.01	0.86	0.02	2.13	0.05
K01165	K01165.02	0.86	0.02	0.74	0.04
K01168	K01168.01	2.30	0.12	—	—
K01169	K01169.01	1.05	0.02	1.61	0.03
K01175	K01175.01	2.86	0.18	3.76	0.25
K01175	K01175.02	2.86	0.18	3.28	0.22
K01175	K01175.03	2.86	0.18	4.29	0.29
K01196	K01196.01	1.27	0.04	2.72	0.10
K01196	K01196.02	1.27	0.04	2.38	0.10
K01196	K01196.03	1.27	0.04	2.55	0.14

K01198	K01198.01	1.43	0.20	3.82	0.87
K01198	K01198.02	1.43	0.20	2.57	0.60
K01198	K01198.03	1.43	0.20	3.39	0.78
K01199	K01199.01	0.71	0.01	2.54	0.07
K01203	K01203.01	0.92	0.03	3.02	0.10
K01203	K01203.02	0.92	0.03	2.51	0.09
K01203	K01203.03	0.92	0.03	2.54	0.14
K01206	K01206.01	2.86	0.19	—	—
K01208	K01208.01	3.05	0.57	—	—
K01209	K01209.01	0.95	0.03	—	—
K01215	K01215.01	1.77	0.07	3.00	0.13
K01215	K01215.02	1.77	0.07	3.22	0.14
K01216	K01216.01	1.68	0.07	2.67	0.11
K01218	K01218.01	1.04	0.02	2.01	0.05
K01220	K01220.01	2.45	0.12	3.09	0.17
K01221	K01221.01	2.88	0.18	4.17	0.28
K01221	K01221.02	2.88	0.18	3.74	0.25
K01222	K01222.01	3.54	0.29	—	—
K01230	K01230.01	6.70	1.05	62.69	9.80
K01239	K01239.01	0.91	0.02	1.61	0.04
K01239	K01239.02	0.91	0.02	1.66	0.05
K01240	K01240.01	0.98	0.02	1.75	0.05
K01240	K01240.02	0.98	0.02	2.28	0.07
K01241	K01241.01	4.20	0.47	9.27	1.04
K01241	K01241.02	4.20	0.47	6.21	0.70
K01242	K01242.01	1.29	0.04	7.96	0.28
K01257	K01257.01	5.48	3.00	51.15	57.65
K01270	K01270.01	0.82	0.02	2.65	0.07
K01270	K01270.02	0.82	0.02	1.99	0.06
K01271	K01271.01	1.63	0.10	12.37	0.74
K01274	K01274.01	0.82	0.01	—	—
K01275	K01275.01	1.20	0.03	4.38	0.11
K01276	K01276.01	0.98	0.02	2.65	0.07
K01276	K01276.02	0.98	0.02	1.50	0.06
K01278	K01278.01	1.14	0.04	3.12	0.11
K01278	K01278.02	1.14	0.04	3.51	0.13
K01278	K01278.03	1.14	0.04	1.48	0.08
K01278	K01278.04	1.14	0.04	1.59	0.08
K01278	K01278.05	1.14	0.04	1.93	0.16
K01279	K01279.01	1.06	0.02	2.13	0.05
K01279	K01279.02	1.06	0.02	1.18	0.04
K01282	K01282.01	1.64	0.08	2.87	0.15
K01283	K01283.01	1.58	0.06	1.40	0.05

K01288	K01288.01	1.20	0.04	12.12	0.42
K01299	K01299.01	4.01	0.35	13.47	1.19
K01300	K01300.01	0.71	0.02	1.61	0.04
K01301	K01301.01	0.76	0.02	2.34	0.07
K01301	K01301.02	0.76	0.02	2.54	0.07
K01305	K01305.01	0.87	0.02	1.53	0.05
K01305	K01305.02	0.87	0.02	1.35	0.06
K01306	K01306.01	0.85	0.03	1.36	0.06
K01306	K01306.02	0.85	0.03	1.46	0.06
K01306	K01306.03	0.85	0.03	1.48	0.07
K01306	K01306.04	0.85	0.03	1.85	0.09
K01307	K01307.01	0.92	0.02	2.80	0.08
K01307	K01307.02	0.92	0.02	2.38	0.07
K01308	K01308.01	1.47	0.04	3.32	0.11
K01311	K01311.01	1.08	0.03	2.96	0.08
K01314	K01314.01	3.64	0.29	5.04	0.41
K01315	K01315.01	1.19	0.03	1.60	0.05
K01316	K01316.01	1.87	0.07	1.52	0.06
K01332	K01332.01	1.07	0.03	3.11	0.09
K01332	K01332.02	1.07	0.03	1.72	0.07
K01332	K01332.03	1.07	0.03	2.84	0.11
K01335	K01335.01	1.94	0.16	9.04	0.76
K01336	K01336.01	1.00	0.03	2.29	0.08
K01336	K01336.02	1.00	0.03	2.35	0.08
K01336	K01336.03	1.00	0.03	2.55	0.10
K01336	K01336.04	1.00	0.03	1.49	0.07
K01338	K01338.01	0.98	0.02	1.63	0.05
K01338	K01338.02	0.98	0.02	1.75	0.07
K01338	K01338.03	0.98	0.02	1.37	0.08
K01344	K01344.01	1.41	0.06	1.63	0.07
K01353	K01353.01	1.01	0.02	12.33	0.26
K01353	K01353.02	1.01	0.02	2.30	0.07
K01353	K01353.03	1.01	0.02	2.75	0.16
K01356	K01356.01	1.77	0.09	—	—
K01359	K01359.01	0.98	0.02	3.94	0.10
K01359	K01359.02	0.98	0.02	6.70	0.17
K01360	K01360.01	0.69	0.01	2.75	0.07
K01360	K01360.02	0.69	0.01	2.16	0.06
K01360	K01360.03	0.69	0.01	0.85	0.05
K01363	K01363.01	1.22	0.04	2.80	0.22
K01363	K01363.02	1.22	0.04	2.59	0.25
K01364	K01364.01	0.82	0.02	2.54	0.08
K01364	K01364.02	0.82	0.02	2.38	0.07

K01364	K01364.03	0.82	0.02	2.38	0.07
K01364	K01364.04	0.82	0.02	1.63	0.06
K01364	K01364.05	0.82	0.02	1.47	0.06
K01366	K01366.01	0.84	0.02	2.90	0.07
K01366	K01366.02	0.84	0.02	3.07	0.08
K01367	K01367.01	0.72	0.01	1.44	0.03
K01375	K01375.01	1.53	0.08	8.13	0.42
K01378	K01378.01	1.82	0.07	3.04	0.12
K01378	K01378.02	1.82	0.07	1.19	0.06
K01379	K01379.01	1.01	0.02	1.44	0.04
K01396	K01396.01	0.92	0.02	2.87	0.09
K01396	K01396.02	0.92	0.02	1.82	0.07
K01411	K01411.01	1.19	0.03	8.26	0.21
K01412	K01412.01	1.50	0.05	3.33	0.12
K01413	K01413.01	2.32	0.12	3.58	0.42
K01413	K01413.02	2.32	0.12	3.49	0.43
K01413	K01413.03	2.32	0.12	3.79	0.50
K01421	K01421.01	1.04	0.03	—	—
K01426	K01426.01	0.89	0.02	3.08	0.06
K01426	K01426.02	0.89	0.02	6.23	0.12
K01426	K01426.03	0.89	0.02	6.38	0.12
K01428	K01428.01	0.67	0.01	1.66	0.03
K01431	K01431.01	0.96	0.02	7.44	0.14
K01432	K01432.01	1.00	0.03	2.26	0.07
K01432	K01432.02	1.00	0.03	1.75	0.07
K01432	K01432.03	1.00	0.03	1.43	0.06
K01432	K01432.04	1.00	0.03	1.96	0.09
K01436	K01436.01	0.96	0.02	1.52	0.05
K01436	K01436.02	0.96	0.02	1.95	0.06
K01436	K01436.03	0.96	0.02	1.59	0.06
K01438	K01438.01	2.06	0.09	3.19	0.15
K01439	K01439.01	1.82	0.07	8.93	0.33
K01442	K01442.01	1.03	0.02	1.30	0.03
K01444	K01444.01	2.24	0.20	5.11	0.80
K01463	K01463.01	1.69	0.10	27.91	1.67
K01466	K01466.01	0.69	0.02	10.94	0.29
K01474	K01474.01	1.86	0.11	13.58	0.80
K01477	K01477.01	0.78	0.02	9.36	0.24
K01478	K01478.01	0.94	0.02	5.55	0.12
K01480	K01480.01	0.71	0.02	3.08	0.10
K01480	K01480.02	0.71	0.02	1.17	0.08
K01483	K01483.01	1.49	0.05	17.19	0.54
K01486	K01486.01	1.07	0.03	10.51	0.29

K01486	K01486.02	1.07	0.03	3.65	0.11
K01528	K01528.01	0.86	0.02	1.29	0.04
K01529	K01529.01	1.35	0.05	2.16	0.10
K01529	K01529.02	1.35	0.05	1.49	0.08
K01530	K01530.01	1.27	0.04	2.22	0.08
K01531	K01531.01	0.73	0.01	1.01	0.03
K01532	K01532.01	1.40	0.05	2.38	0.08
K01533	K01533.01	1.00	0.02	1.40	0.04
K01534	K01534.01	1.40	0.06	2.10	0.10
K01534	K01534.02	1.40	0.06	1.29	0.07
K01535	K01535.01	0.93	0.02	1.91	0.05
K01536	K01536.01	1.45	0.04	1.36	0.05
K01537	K01537.01	1.81	0.09	1.55	0.09
K01546	K01546.01	0.44	0.01	6.04	0.12
K01557	K01557.01	0.65	0.01	2.97	0.06
K01557	K01557.02	0.65	0.01	2.57	0.06
K01557	K01557.03	0.65	0.01	2.21	0.06
K01557	K01557.04	0.65	0.01	1.14	0.04
K01563	K01563.01	0.78	0.02	3.09	0.08
K01563	K01563.02	0.78	0.02	2.73	0.08
K01563	K01563.03	0.78	0.02	1.81	0.07
K01563	K01563.04	0.78	0.02	2.68	0.10
K01567	K01567.01	0.77	0.02	2.47	0.06
K01567	K01567.02	0.77	0.02	1.77	0.05
K01567	K01567.03	0.77	0.02	2.37	0.07
K01567	K01567.04	0.77	0.02	2.72	0.08
K01576	K01576.01	0.94	0.02	2.96	0.07
K01576	K01576.02	0.94	0.02	2.65	0.06
K01581	K01581.01	2.01	0.13	6.51	0.88
K01581	K01581.02	2.01	0.13	7.06	0.96
K01589	K01589.01	4.17	3.64	9.62	14.75
K01589	K01589.02	4.17	3.64	9.77	14.98
K01589	K01589.03	4.17	3.64	9.90	15.18
K01589	K01589.04	4.17	3.64	5.74	8.81
K01589	K01589.05	4.17	3.64	8.67	13.29
K01590	K01590.01	0.75	0.03	2.02	0.08
K01590	K01590.02	0.75	0.03	1.35	0.07
K01590	K01590.03	0.75	0.03	1.32	0.08
K01596	K01596.01	0.74	0.02	1.62	0.05
K01596	K01596.02	0.74	0.02	2.79	0.09
K01598	K01598.01	0.85	0.02	3.05	0.07
K01598	K01598.02	0.85	0.02	2.37	0.06
K01598	K01598.03	0.85	0.02	1.26	0.05

K01601	K01601.01	1.61	0.06	2.90	0.11
K01601	K01601.02	1.61	0.06	3.59	0.15
K01606	K01606.01	0.89	0.02	1.61	0.04
K01608	K01608.01	1.17	0.03	1.83	0.05
K01608	K01608.02	1.17	0.03	1.65	0.06
K01608	K01608.03	1.17	0.03	2.17	0.10
K01609	K01609.01	1.03	0.03	2.37	0.08
K01612	K01612.01	1.24	0.03	0.75	0.03
K01615	K01615.01	1.31	0.04	1.49	0.05
K01616	K01616.01	1.20	0.03	1.50	0.05
K01618	K01618.01	1.52	0.10	0.89	0.07
K01621	K01621.01	1.97	0.09	2.76	0.13
K01623	K01623.01	1.62	0.06	3.96	0.14
K01628	K01628.01	1.70	0.13	4.06	0.30
K01628	K01628.02	1.70	0.13	1.65	0.13
K01628	K01628.03	1.70	0.13	2.82	0.22
K01629	K01629.01	1.27	0.04	1.60	0.06
K01632	K01632.01	1.49	0.05	1.71	0.07
K01639	K01639.01	2.36	0.18	—	—
K01647	K01647.01	1.52	0.06	2.82	0.13
K01647	K01647.02	1.52	0.06	2.48	0.13
K01655	K01655.01	0.91	0.02	1.47	0.03
K01665	K01665.01	1.30	0.04	1.55	0.06
K01669	K01669.01	1.32	0.05	3.02	0.12
K01688	K01688.01	1.62	0.07	1.78	0.09
K01692	K01692.01	0.89	0.02	2.81	0.06
K01692	K01692.02	0.89	0.02	0.89	0.03
K01695	K01695.01	1.40	0.04	2.25	0.10
K01706	K01706.01	0.84	0.02	1.52	0.03
K01707	K01707.01	1.05	0.03	3.60	0.14
K01707	K01707.02	1.05	0.03	3.70	0.16
K01715	K01715.01	1.17	0.03	2.20	0.07
K01726	K01726.01	0.73	0.01	2.26	0.04
K01738	K01738.01	0.85	0.02	1.21	0.03
K01739	K01739.01	1.48	0.07	—	—
K01751	K01751.01	0.75	0.02	2.74	0.06
K01751	K01751.02	0.75	0.02	2.76	0.06
K01754	K01754.01	1.20	0.04	2.10	0.09
K01779	K01779.01	1.00	0.02	4.42	0.14
K01779	K01779.02	1.00	0.02	3.47	0.20
K01781	K01781.01	0.76	0.01	3.71	0.07
K01781	K01781.02	0.76	0.01	2.17	0.04
K01781	K01781.03	0.76	0.01	2.97	0.07

K01783	K01783.01	1.15	0.03	8.00	0.21
K01783	K01783.02	1.15	0.03	5.08	0.15
K01792	K01792.01	4.97	4.07	22.54	18.47
K01792	K01792.02	4.97	4.07	3.82	3.13
K01792	K01792.03	4.97	4.07	6.10	5.00
K01796	K01796.01	1.08	0.03	5.34	0.13
K01797	K01797.01	0.73	0.02	2.42	0.05
K01800	K01800.01	0.86	0.02	5.49	0.11
K01802	K01802.01	0.99	0.02	2.65	0.07
K01803	K01803.01	0.73	0.01	2.27	—
K01803	K01803.02	0.73	0.01	1.35	—
K01803	K01803.03	0.73	0.01	0.73	—
K01805	K01805.01	0.86	0.02	2.70	0.06
K01805	K01805.02	0.86	0.02	2.25	0.07
K01805	K01805.03	0.86	0.02	1.74	0.05
K01806	K01806.01	1.26	0.05	2.77	0.10
K01806	K01806.02	1.26	0.05	1.64	0.07
K01806	K01806.03	1.26	0.05	1.36	0.07
K01808	K01808.01	1.08	0.03	3.48	0.10
K01809	K01809.01	0.99	0.02	2.16	0.05
K01809	K01809.02	0.99	0.02	1.63	0.04
K01812	K01812.01	1.27	0.04	5.18	0.15
K01813	K01813.01	0.83	0.01	2.21	0.04
K01815	K01815.01	0.67	0.01	2.07	0.04
K01815	K01815.02	0.67	0.01	0.54	0.04
K01818	K01818.01	0.85	0.02	2.66	0.06
K01819	K01819.01	0.81	0.01	2.04	0.07
K01820	K01820.01	0.82	0.01	1.69	0.03
K01820	K01820.02	0.82	0.01	1.00	0.03
K01822	K01822.01	1.07	0.03	2.99	0.08
K01824	K01824.01	1.09	0.03	1.65	0.04
K01824	K01824.02	1.09	0.03	1.44	0.04
K01825	K01825.01	0.81	0.02	2.32	0.08
K01826	K01826.01	1.12	0.03	3.54	0.09
K01831	K01831.01	0.84	0.02	2.94	0.06
K01831	K01831.02	0.84	0.02	1.29	0.04
K01831	K01831.03	0.84	0.02	1.24	—
K01831	K01831.04	0.84	0.02	1.73	0.07
K01832	K01832.01	0.82	0.02	2.65	0.07
K01832	K01832.02	0.82	0.02	2.28	0.09
K01832	K01832.03	0.82	0.02	2.35	0.10
K01835	K01835.01	1.11	0.03	2.13	0.06
K01835	K01835.02	1.11	0.03	1.97	0.06

K01835	K01835.03	1.11	0.03	1.92	0.06
K01837	K01837.01	0.79	0.01	2.18	0.05
K01837	K01837.02	0.79	0.01	1.03	0.03
K01839	K01839.01	0.84	0.02	2.13	0.05
K01839	K01839.02	0.84	0.02	2.22	0.10
K01841	K01841.01	0.87	0.02	2.39	0.05
K01848	K01848.01	1.89	0.33	4.65	0.80
K01850	K01850.01	1.29	0.04	2.82	0.08
K01852	K01852.01	1.45	0.09	2.80	0.18
K01854	K01854.01	0.93	0.02	2.37	0.05
K01856	K01856.01	0.78	0.01	2.50	0.05
K01857	K01857.01	1.80	0.24	4.92	0.65
K01858	K01858.01	0.81	0.02	3.53	0.09
K01860	K01860.01	1.01	0.02	2.66	0.07
K01860	K01860.02	1.01	0.02	2.56	0.07
K01860	K01860.03	1.01	0.02	1.62	0.05
K01860	K01860.04	1.01	0.02	1.63	0.08
K01861	K01861.01	1.06	0.03	3.11	0.09
K01862	K01862.01	0.97	0.02	2.55	0.06
K01863	K01863.01	1.12	0.03	3.12	0.09
K01864	K01864.01	1.83	0.07	2.51	0.09
K01871	K01871.01	0.69	0.01	2.68	0.07
K01871	K01871.02	0.69	0.01	2.06	0.05
K01875	K01875.01	0.98	0.02	2.29	0.06
K01875	K01875.02	0.98	0.02	1.47	0.04
K01877	K01877.01	0.72	0.01	1.46	0.03
K01878	K01878.01	1.38	0.06	3.14	0.14
K01883	K01883.01	1.55	0.06	1.41	0.06
K01886	K01886.01	1.65	0.08	2.45	0.13
K01889	K01889.01	0.81	0.02	2.60	0.06
K01889	K01889.02	0.81	0.02	1.69	0.06
K01890	K01890.01	7.29	12.00	8.29	23.54
K01891	K01891.01	0.79	0.02	2.38	0.07
K01891	K01891.02	0.79	0.02	1.49	0.06
K01893	K01893.01	1.32	0.04	2.19	0.07
K01894	K01894.01	3.64	0.30	7.36	0.60
K01897	K01897.01	1.17	0.03	3.07	0.09
K01898	K01898.01	1.17	0.03	1.77	0.05
K01901	K01901.01	1.17	0.03	2.78	0.08
K01904	K01904.01	0.74	0.01	1.29	0.04
K01905	K01905.01	0.69	0.01	1.30	0.03
K01905	K01905.02	0.69	0.01	1.12	0.04
K01905	K01905.03	0.69	0.01	1.25	0.04

K01909	K01909.01	1.01	0.02	1.51	0.04
K01909	K01909.02	1.01	0.02	1.16	0.03
K01909	K01909.03	1.01	0.02	1.42	0.05
K01913	K01913.01	0.90	0.02	1.40	0.03
K01915	K01915.01	1.81	0.08	3.19	0.14
K01915	K01915.02	1.81	0.08	2.87	0.15
K01916	K01916.01	3.54	2.05	6.95	7.28
K01916	K01916.02	3.54	2.05	6.36	6.66
K01916	K01916.03	3.54	2.05	3.07	3.22
K01917	K01917.01	1.09	0.03	2.50	0.07
K01922	K01922.01	1.17	0.03	2.52	0.08
K01922	K01922.03	1.17	0.03	4.71	0.15
K01923	K01923.01	0.89	0.02	2.07	0.06
K01924	K01924.01	2.57	0.14	1.51	0.09
K01925	K01925.01	0.90	0.02	1.09	0.03
K01928	K01928.01	1.09	0.02	3.05	0.08
K01929	K01929.01	1.81	0.06	2.35	0.09
K01929	K01929.02	1.81	0.06	1.78	0.07
K01930	K01930.01	1.77	0.07	2.73	0.11
K01930	K01930.02	1.77	0.07	2.62	0.11
K01930	K01930.03	1.77	0.07	2.98	0.12
K01930	K01930.04	1.77	0.07	1.75	0.08
K01931	K01931.01	0.78	0.01	1.44	0.04
K01931	K01931.02	0.78	0.01	1.19	0.05
K01931	K01931.03	0.78	0.01	1.18	0.04
K01938	K01938.01	0.74	0.01	2.38	0.05
K01944	K01944.01	0.90	0.02	2.21	0.06
K01944	K01944.02	0.90	0.02	1.38	0.05
K01945	K01945.01	0.93	0.02	3.01	0.08
K01947	K01947.01	1.24	0.03	2.20	0.07
K01951	K01951.01	1.29	0.04	2.47	0.08
K01952	K01952.01	1.20	0.04	2.25	0.08
K01952	K01952.02	1.20	0.04	2.36	0.09
K01952	K01952.03	1.20	0.04	1.41	0.07
K01952	K01952.04	1.20	0.04	2.40	0.10
K01955	K01955.01	1.38	0.08	2.26	0.13
K01955	K01955.02	1.38	0.08	2.36	0.13
K01955	K01955.03	1.38	0.08	1.04	0.06
K01955	K01955.04	1.38	0.08	2.11	0.12
K01958	K01958.01	1.03	0.03	3.15	0.12
K01960	K01960.01	1.23	0.03	2.06	0.06
K01960	K01960.02	1.23	0.03	1.95	0.08
K01961	K01961.01	1.16	0.03	1.39	0.04

K01962	K01962.01	6.88	7.30	9.58	10.17
K01963	K01963.01	2.29	0.20	5.17	0.88
K01964	K01964.01	1.02	0.02	0.78	0.02
K01970	K01970.01	0.87	0.02	2.49	0.08
K01970	K01970.02	0.87	0.02	2.88	0.09
K01978	K01978.01	0.88	0.02	2.53	0.06
K01978	K01978.02	0.88	0.02	2.78	0.08
K01979	K01979.01	1.15	0.05	1.50	0.07
K01980	K01980.01	0.87	0.02	2.54	0.06
K01984	K01984.01	1.17	0.03	2.52	0.08
K01985	K01985.01	0.74	0.02	2.01	0.05
K01988	K01988.01	0.69	0.01	1.24	0.03
K01989	K01989.01	0.98	0.02	2.58	0.07
K01992	K01992.01	1.46	0.05	2.93	0.11
K01992	K01992.02	1.46	0.05	2.67	0.12
K01992	K01992.03	1.46	0.05	2.62	0.14
K02001	K02001.01	0.78	0.01	1.20	0.05
K02002	K02002.01	1.12	0.03	1.94	0.09
K02004	K02004.01	1.64	0.06	3.34	0.12
K02004	K02004.02	1.64	0.06	1.46	0.07
K02004	K02004.03	1.64	0.06	0.98	0.08
K02007	K02007.01	1.01	0.02	1.50	0.06
K02007	K02007.02	1.01	0.02	1.46	0.07
K02009	K02009.01	1.11	0.02	2.83	0.08
K02010	K02010.01	1.41	0.10	2.89	0.20
K02012	K02012.01	0.96	0.02	2.90	0.09
K02012	K02012.02	0.96	0.02	2.85	0.12
K02016	K02016.01	1.42	0.05	2.48	0.09
K02017	K02017.01	0.87	0.02	1.24	0.07
K02022	K02022.01	0.99	0.02	2.20	0.16
K02022	K02022.02	0.99	0.02	2.18	0.19
K02026	K02026.01	1.00	0.02	1.58	0.06
K02029	K02029.01	0.73	0.01	1.39	0.05
K02029	K02029.02	0.73	0.01	0.98	0.04
K02029	K02029.03	0.73	0.01	0.74	0.05
K02029	K02029.04	0.73	0.01	0.65	0.05
K02035	K02035.01	0.89	0.02	2.18	0.16
K02037	K02037.01	0.74	0.02	3.46	0.12
K02037	K02037.02	0.74	0.02	1.92	0.08
K02037	K02037.03	0.74	0.02	1.99	0.09
K02038	K02038.01	0.88	0.02	1.83	0.08
K02038	K02038.02	0.88	0.02	1.98	0.06
K02038	K02038.03	0.88	0.02	1.34	0.07

K02038	K02038.04	0.88	0.02	1.26	0.09
K02039	K02039.01	0.92	0.02	1.62	0.05
K02039	K02039.02	0.92	0.02	0.81	0.05
K02040	K02040.01	1.02	0.02	2.57	0.08
K02043	K02043.01	1.17	0.03	3.28	0.10
K02044	K02044.01	1.01	0.03	3.69	0.12
K02046	K02046.01	1.59	0.05	2.98	0.09
K02047	K02047.01	1.21	0.04	1.69	0.06
K02048	K02048.01	0.90	0.02	2.70	0.09
K02049	K02049.01	1.36	0.04	1.80	0.06
K02051	K02051.01	1.20	0.03	3.27	0.10
K02051	K02051.02	1.20	0.03	1.77	0.09
K02053	K02053.01	1.44	0.05	2.21	0.08
K02053	K02053.02	1.44	0.05	1.82	0.07
K02071	K02071.01	0.84	0.02	1.04	0.03
K02072	K02072.01	1.36	0.04	1.42	0.05
K02073	K02073.01	0.72	0.02	2.45	0.07
K02073	K02073.02	0.72	0.02	1.81	0.06
K02073	K02073.03	0.72	0.02	2.17	0.07
K02076	K02076.01	1.03	0.03	3.33	0.10
K02076	K02076.02	1.03	0.03	6.75	0.18
K02079	K02079.01	0.98	0.02	0.75	0.02
K02081	K02081.01	3.41	0.28	5.04	0.42
K02082	K02082.01	1.39	0.05	2.89	0.11
K02083	K02083.01	1.81	0.16	3.22	0.30
K02086	K02086.01	1.46	0.05	1.92	0.07
K02086	K02086.02	1.46	0.05	2.15	0.08
K02086	K02086.03	1.46	0.05	1.83	0.10
K02087	K02087.01	1.01	0.02	1.39	0.05
K02092	K02092.01	0.86	0.02	3.77	0.12
K02092	K02092.02	0.86	0.02	3.14	0.10
K02092	K02092.03	0.86	0.02	2.87	0.15
K02093	K02093.01	1.07	0.03	2.63	0.09
K02093	K02093.02	1.07	0.03	1.61	0.07
K02093	K02093.03	1.07	0.03	1.33	0.06
K02094	K02094.01	1.00	0.03	2.75	0.12
K02094	K02094.02	1.00	0.03	2.78	0.13
K02098	K02098.01	1.52	0.12	2.60	0.21
K02098	K02098.02	1.52	0.12	2.70	0.22
K02105	K02105.01	1.02	0.02	1.42	0.05
K02109	K02109.01	1.69	0.08	3.63	0.19
K02110	K02110.01	1.49	0.20	1.42	0.19
K02111	K02111.01	0.92	0.02	1.54	0.05

K02111	K02111.02	0.92	0.02	2.01	0.07
K02115	K02115.01	0.83	0.03	3.27	0.12
K02119	K02119.01	0.79	0.02	1.35	0.03
K02120	K02120.01	0.72	0.01	1.22	0.04
K02135	K02135.01	1.51	0.08	3.20	0.17
K02135	K02135.02	1.51	0.08	1.75	0.11
K02135	K02135.03	1.51	0.08	1.74	0.10
K02137	K02137.01	0.83	0.02	1.49	0.05
K02143	K02143.01	0.86	0.02	1.12	0.04
K02147	K02147.01	1.40	0.05	3.05	0.12
K02147	K02147.02	1.40	0.05	1.73	0.12
K02148	K02148.01	1.61	0.05	2.36	0.08
K02148	K02148.02	1.61	0.05	2.03	0.08
K02148	K02148.03	1.61	0.05	1.42	0.07
K02149	K02149.01	1.47	0.07	1.59	0.08
K02153	K02153.01	1.31	0.04	2.40	0.09
K02153	K02153.02	1.31	0.04	1.69	0.07
K02158	K02158.01	0.93	0.02	0.92	0.03
K02158	K02158.02	0.93	0.02	0.71	0.03
K02159	K02159.01	0.99	0.02	1.22	0.04
K02159	K02159.02	0.99	0.02	1.09	0.04
K02162	K02162.01	0.92	0.02	1.84	0.06
K02162	K02162.02	0.92	0.02	1.59	0.07
K02167	K02167.01	0.95	0.02	2.90	0.09
K02167	K02167.03	0.95	0.02	2.66	0.10
K02168	K02168.01	1.79	0.09	2.69	0.28
K02168	K02168.02	1.79	0.09	3.16	0.33
K02169	K02169.01	0.88	0.01	0.89	0.03
K02169	K02169.02	0.88	0.01	0.74	0.03
K02169	K02169.03	0.88	0.01	0.67	0.03
K02169	K02169.04	0.88	0.01	0.41	0.04
K02173	K02173.01	0.70	0.01	1.29	0.04
K02173	K02173.02	0.70	0.01	1.15	0.04
K02175	K02175.01	2.13	0.10	3.70	0.18
K02175	K02175.02	2.13	0.10	4.44	0.22
K02183	K02183.01	1.06	0.03	2.33	0.09
K02183	K02183.02	1.06	0.03	1.67	0.07
K02183	K02183.03	1.06	0.03	2.31	0.17
K02188	K02188.01	0.99	0.04	1.66	0.08
K02194	K02194.01	1.28	0.04	2.40	0.09
K02194	K02194.02	1.28	0.04	2.51	0.09
K02194	K02194.03	1.28	0.04	2.04	0.12
K02195	K02195.01	1.30	0.05	2.48	0.11

K02195	K02195.02	1.30	0.05	2.21	0.11
K02195	K02195.03	1.30	0.05	1.67	0.08
K02201	K02201.01	1.80	0.08	5.46	0.27
K02202	K02202.01	0.82	0.02	1.18	0.03
K02208	K02208.01	1.14	0.03	0.95	0.03
K02218	K02218.01	1.37	0.05	2.42	0.11
K02218	K02218.02	1.37	0.05	2.09	0.13
K02219	K02219.01	0.76	0.02	1.38	0.05
K02220	K02220.01	1.36	0.04	1.77	0.07
K02220	K02220.02	1.36	0.04	2.00	0.07
K02220	K02220.03	1.36	0.04	1.71	0.06
K02220	K02220.04	1.36	0.04	1.59	0.08
K02228	K02228.01	2.21	0.32	6.33	0.91
K02236	K02236.01	0.88	0.02	2.46	0.09
K02236	K02236.02	0.88	0.02	1.75	0.08
K02246	K02246.01	0.94	0.02	1.40	0.05
K02250	K02250.01	0.76	0.02	2.69	0.08
K02250	K02250.02	0.76	0.02	1.72	0.05
K02252	K02252.01	2.32	0.14	2.93	0.19
K02260	K02260.01	1.34	0.06	1.14	0.06
K02261	K02261.01	0.78	0.01	1.22	0.03
K02273	K02273.01	1.22	0.03	1.03	0.06
K02278	K02278.01	1.45	0.05	2.48	0.10
K02278	K02278.02	1.45	0.05	1.42	0.07
K02279	K02279.01	1.19	0.03	2.20	0.07
K02279	K02279.02	1.19	0.03	1.61	0.07
K02281	K02281.01	0.79	0.01	0.90	0.03
K02289	K02289.01	1.29	0.04	2.53	0.10
K02289	K02289.02	1.29	0.04	1.77	0.07
K02290	K02290.01	0.67	0.01	1.95	0.06
K02295	K02295.01	1.42	0.04	1.03	0.05
K02300	K02300.01	0.74	0.01	1.29	0.04
K02312	K02312.01	2.33	0.24	—	—
K02319	K02319.01	1.23	0.03	1.87	0.07
K02331	K02331.01	1.41	0.04	1.65	0.06
K02332	K02332.01	1.93	0.08	1.75	0.08
K02333	K02333.01	1.26	0.04	1.39	0.06
K02333	K02333.02	1.26	0.04	1.54	0.07
K02335	K02335.01	1.84	0.16	3.25	0.31
K02339	K02339.01	0.67	0.01	1.24	0.05
K02342	K02342.01	1.26	0.04	1.36	0.06
K02342	K02342.02	1.26	0.04	1.91	0.17
K02352	K02352.01	1.45	0.08	1.11	0.06

K02352	K02352.02	1.45	0.08	1.00	0.06
K02352	K02352.03	1.45	0.08	0.97	0.06
K02357	K02357.01	1.24	0.04	2.02	0.17
K02357	K02357.02	1.24	0.04	2.85	0.30
K02358	K02358.01	1.67	0.16	3.69	0.35
K02365	K02365.01	1.35	0.04	2.42	0.10
K02365	K02365.02	1.35	0.04	1.81	0.09
K02366	K02366.01	1.27	0.04	1.45	0.06
K02367	K02367.01	1.44	0.05	1.43	0.07
K02369	K02369.01	1.14	0.04	2.91	0.22
K02369	K02369.03	1.14	0.04	1.64	0.21
K02370	K02370.01	1.40	0.15	3.41	0.37
K02372	K02372.01	1.46	0.05	1.50	0.06
K02374	K02374.01	1.18	0.03	1.79	0.07
K02374	K02374.02	1.18	0.03	2.25	0.11
K02389	K02389.01	1.41	0.04	1.82	0.07
K02390	K02390.01	2.73	0.18	3.32	0.23
K02393	K02393.01	0.73	0.01	1.39	0.04
K02393	K02393.02	0.73	0.01	1.24	0.04
K02396	K02396.01	0.80	0.02	1.48	0.03
K02398	K02398.01	1.64	0.08	2.31	0.12
K02399	K02399.01	0.75	0.01	0.83	0.03
K02403	K02403.01	1.19	0.03	1.41	0.06
K02407	K02407.01	1.50	0.05	2.34	0.10
K02408	K02408.01	0.93	0.02	2.28	0.07
K02409	K02409.01	0.71	0.01	1.55	0.03
K02410	K02410.01	0.96	0.03	—	—
K02414	K02414.01	1.62	0.06	2.12	0.10
K02414	K02414.02	1.62	0.06	2.26	0.11
K02422	K02422.01	0.79	0.02	1.64	0.06
K02422	K02422.02	0.79	0.02	1.59	0.08
K02426	K02426.01	0.94	0.02	0.89	0.04
K02433	K02433.01	1.11	0.04	2.67	0.10
K02433	K02433.02	1.11	0.04	2.55	0.09
K02433	K02433.03	1.11	0.04	2.67	0.12
K02433	K02433.04	1.11	0.04	2.11	0.11
K02433	K02433.05	1.11	0.04	1.31	0.07
K02433	K02433.07	1.11	0.04	2.48	0.14
K02440	K02440.01	1.34	0.04	1.76	0.08
K02442	K02442.01	0.82	0.02	1.96	0.08
K02442	K02442.02	0.82	0.02	1.45	0.07
K02443	K02443.01	1.14	0.03	1.26	0.05
K02443	K02443.02	1.14	0.03	1.20	0.06

K02462	K02462.01	1.72	0.07	1.58	0.07
K02469	K02469.01	0.72	0.02	2.36	0.09
K02470	K02470.01	1.24	0.03	1.17	0.04
K02473	K02473.01	0.67	0.01	1.40	0.05
K02473	K02473.03	0.67	0.01	1.37	0.07
K02474	K02474.01	5.41	4.34	—	—
K02479	K02479.01	2.24	0.10	2.88	0.15
K02481	K02481.01	11.88	4.53	—	—
K02484	K02484.01	1.49	0.05	1.96	0.09
K02486	K02486.01	1.06	0.13	1.30	0.17
K02488	K02488.01	1.43	0.05	1.62	0.07
K02492	K02492.01	1.10	0.03	1.08	0.04
K02498	K02498.01	0.82	0.02	0.86	0.04
K02498	K02498.02	0.82	0.02	0.92	0.05
K02503	K02503.01	0.78	0.02	1.15	0.04
K02516	K02516.01	2.03	0.09	1.53	0.09
K02517	K02517.01	0.98	0.02	1.15	0.05
K02521	K02521.01	0.71	0.02	2.15	0.07
K02521	K02521.02	0.71	0.02	1.49	0.07
K02522	K02522.01	0.78	0.02	1.27	0.05
K02529	K02529.01	0.65	0.01	2.27	0.08
K02529	K02529.02	0.65	0.01	2.37	0.10
K02530	K02530.01	1.79	0.07	2.67	0.12
K02533	K02533.01	3.09	0.21	3.19	0.23
K02534	K02534.01	1.17	0.03	1.44	0.05
K02534	K02534.02	1.17	0.03	1.13	0.07
K02538	K02538.01	0.98	0.03	2.12	0.10
K02541	K02541.01	2.76	0.16	2.57	0.16
K02541	K02541.02	2.76	0.16	2.85	0.19
K02545	K02545.01	2.23	0.13	1.50	0.10
K02547	K02547.01	1.19	0.03	1.91	0.08
K02555	K02555.01	1.11	0.03	1.13	0.06
K02556	K02556.01	0.87	0.02	1.55	0.06
K02559	K02559.01	1.13	0.03	1.32	0.05
K02561	K02561.01	1.39	0.04	1.34	0.06
K02563	K02563.01	1.98	0.11	2.58	0.16
K02563	K02563.02	1.98	0.11	1.55	0.12
K02564	K02564.01	2.01	0.17	3.22	0.29
K02564	K02564.02	2.01	0.17	1.81	0.19
K02571	K02571.01	1.32	0.06	1.67	0.08
K02581	K02581.01	0.89	0.02	0.98	0.05
K02582	K02582.01	1.33	0.04	2.13	0.09
K02583	K02583.01	0.97	0.02	0.69	0.03

K02583	K02583.02	0.97	0.02	1.13	0.09
K02585	K02585.01	1.17	0.03	1.07	0.04
K02585	K02585.02	1.17	0.03	1.08	0.06
K02585	K02585.03	1.17	0.03	0.85	0.05
K02590	K02590.02	2.16	0.20	1.73	0.17
K02593	K02593.01	1.48	0.05	1.21	0.05
K02593	K02593.02	1.48	0.05	0.84	0.04
K02595	K02595.01	1.56	0.13	1.59	0.14
K02595	K02595.02	1.56	0.13	1.45	0.13
K02597	K02597.01	1.03	0.03	1.54	0.07
K02597	K02597.02	1.03	0.03	1.63	0.08
K02597	K02597.03	1.03	0.03	1.43	0.07
K02603	K02603.01	1.79	0.12	2.29	0.16
K02607	K02607.01	0.95	0.02	1.63	0.06
K02612	K02612.01	1.03	0.03	0.61	0.03
K02612	K02612.02	1.03	0.03	0.62	0.04
K02623	K02623.01	1.74	0.08	1.39	0.09
K02623	K02623.02	1.74	0.08	1.04	0.08
K02631	K02631.01	1.56	0.06	2.22	0.10
K02632	K02632.01	2.23	0.21	1.65	0.16
K02635	K02635.01	1.89	0.10	1.64	0.10
K02636	K02636.01	0.99	0.02	0.65	0.03
K02639	K02639.01	1.82	0.10	3.97	0.54
K02640	K02640.01	7.23	1.21	—	—
K02641	K02641.01	1.58	0.06	1.34	0.07
K02659	K02659.01	3.53	0.30	3.18	0.62
K02668	K02668.01	0.88	0.02	1.50	0.04
K02672	K02672.01	0.90	0.02	4.95	0.10
K02672	K02672.02	0.90	0.02	3.30	0.08
K02674	K02674.01	1.72	0.06	9.54	0.35
K02674	K02674.02	1.72	0.06	1.65	0.08
K02674	K02674.03	1.72	0.06	1.55	0.07
K02675	K02675.01	0.90	0.02	2.27	0.05
K02675	K02675.02	0.90	0.02	1.03	0.04
K02676	K02676.01	2.50	0.25	11.11	1.11
K02677	K02677.01	1.73	0.09	7.61	0.39
K02678	K02678.01	0.80	0.02	1.87	0.05
K02678	K02678.02	0.80	0.02	0.47	0.31
K02681	K02681.01	2.50	0.37	19.34	2.88
K02681	K02681.02	2.50	0.37	6.78	1.07
K02686	K02686.01	0.68	0.01	3.27	0.07
K02687	K02687.01	0.94	0.02	0.79	0.04
K02687	K02687.02	0.94	0.02	1.05	0.04

K02690	K02690.01	0.85	0.02	1.94	0.07
K02694	K02694.01	0.72	0.02	1.46	0.04
K02694	K02694.02	0.72	0.02	1.58	0.06
K02698	K02698.01	1.21	0.03	3.89	0.10
K02706	K02706.01	1.93	0.10	1.93	0.12
K02707	K02707.01	1.86	0.15	5.76	0.48
K02707	K02707.02	1.86	0.15	3.02	0.27
K02707	K02707.03	1.86	0.15	4.42	0.38
K02712	K02712.01	1.86	0.19	2.44	0.27
K02714	K02714.01	1.74	0.07	2.53	0.11
K02714	K02714.02	1.74	0.07	3.08	0.13
K02714	K02714.03	1.74	0.07	3.24	0.15
K02717	K02717.01	1.23	0.03	1.40	0.04
K02720	K02720.01	1.53	0.04	1.35	0.05
K02722	K02722.01	1.10	0.03	1.37	0.05
K02722	K02722.02	1.10	0.03	1.40	0.06
K02722	K02722.03	1.10	0.03	1.20	0.05
K02722	K02722.04	1.10	0.03	1.26	0.06
K02722	K02722.05	1.10	0.03	1.13	0.07
K02729	K02729.01	1.06	0.03	1.84	0.06
K02730	K02730.01	1.31	0.03	1.47	0.05
K02732	K02732.01	1.84	0.08	1.86	0.08
K02732	K02732.02	1.84	0.08	1.96	0.09
K02732	K02732.03	1.84	0.08	2.44	0.12
K02732	K02732.04	1.84	0.08	1.49	0.08
K02733	K02733.01	1.34	0.14	2.01	0.22
K02737	K02737.01	1.60	0.05	1.40	0.05
K02740	K02740.01	2.02	0.11	2.04	0.13
K02741	K02741.01	1.02	0.02	0.74	0.02
K02743	K02743.01	0.93	0.02	1.52	0.05
K02748	K02748.01	1.80	0.07	2.95	0.12
K02748	K02748.02	1.80	0.07	2.28	0.11
K02749	K02749.01	2.42	0.20	1.62	0.14
K02750	K02750.01	1.99	0.31	10.87	3.13
K02752	K02752.01	1.62	0.09	1.07	0.08
K02753	K02753.01	1.30	0.03	1.14	0.04
K02754	K02754.01	1.26	0.03	1.05	0.04
K02755	K02755.01	0.97	0.02	0.88	0.03
K02756	K02756.01	1.02	0.03	1.14	0.04
K02758	K02758.01	3.70	0.32	13.41	1.17
K02762	K02762.01	0.72	0.02	2.80	0.09
K02763	K02763.01	0.70	0.01	1.18	0.04
K02765	K02765.01	1.92	0.09	1.93	0.10

K02768	K02768.03	0.78	0.02	1.13	0.09
K02769	K02769.01	1.96	0.08	2.76	0.12
K02771	K02771.01	1.09	0.03	1.39	0.08
K02781	K02781.01	1.64	0.06	1.16	0.06
K02785	K02785.01	1.15	0.03	2.00	0.06
K02786	K02786.01	1.84	0.13	3.10	0.24
K02792	K02792.01	1.38	0.04	0.77	0.03
K02796	K02796.01	1.05	0.03	1.11	0.04
K02801	K02801.01	1.48	0.05	0.93	0.04
K02803	K02803.01	0.98	0.02	0.61	0.02
K02805	K02805.01	1.26	0.04	0.95	0.04
K02807	K02807.01	1.44	0.11	2.09	0.17
K02815	K02815.01	1.20	0.03	0.95	0.04
K02828	K02828.01	0.64	0.01	2.48	0.08
K02828	K02828.02	0.64	0.01	2.90	0.11
K02829	K02829.01	1.45	0.05	1.94	0.09
K02831	K02831.01	2.23	0.11	1.79	0.10
K02832	K02832.01	0.77	0.01	0.81	0.03
K02833	K02833.01	1.30	0.04	0.96	0.06
K02838	K02838.01	1.65	0.05	1.51	0.07
K02838	K02838.02	1.65	0.05	1.33	0.06
K02840	K02840.01	1.57	0.05	1.59	0.07
K02840	K02840.02	1.57	0.05	1.51	0.09
K02841	K02841.01	0.81	0.03	2.85	0.14
K02848	K02848.01	1.33	0.04	1.26	0.05
K02857	K02857.01	1.50	0.06	2.23	0.10
K02857	K02857.02	1.50	0.06	1.46	0.08
K02859	K02859.01	0.97	0.02	0.96	0.04
K02859	K02859.02	0.97	0.02	0.81	0.04
K02859	K02859.03	0.97	0.02	0.81	0.04
K02859	K02859.04	0.97	0.02	0.83	0.04
K02859	K02859.05	0.97	0.02	0.86	0.05
K02863	K02863.01	1.14	0.03	0.94	0.05
K02864	K02864.01	1.01	0.02	0.76	0.03
K02866	K02866.01	2.08	0.19	1.85	0.31
K02874	K02874.01	0.80	0.02	1.13	0.03
K02875	K02875.01	0.69	0.01	1.41	0.03
K02884	K02884.01	3.52	0.34	2.76	0.54
K02885	K02885.01	2.03	0.09	3.09	0.21
K02891	K02891.01	2.22	0.72	2.06	0.67
K02896	K02896.01	6.78	10.95	6.44	18.65
K02904	K02904.01	1.75	0.07	2.06	0.10
K02906	K02906.01	1.62	0.09	1.65	0.11

K02906	K02906.02	1.62	0.09	2.22	0.16
K02906	K02906.03	1.62	0.09	1.51	0.11
K02913	K02913.01	1.67	0.07	1.17	0.06
K02915	K02915.01	0.92	0.02	0.85	0.04
K02916	K02916.01	0.77	0.02	0.92	0.03
K02925	K02925.01	0.87	0.02	0.84	0.04
K02926	K02926.01	0.48	0.01	2.10	0.06
K02926	K02926.02	0.48	0.01	1.83	0.05
K02926	K02926.03	0.48	0.01	2.29	0.06
K02926	K02926.04	0.48	0.01	2.13	0.07
K02926	K02926.05	0.48	0.01	2.61	0.10
K02931	K02931.01	0.70	0.01	1.76	0.06
K02943	K02943.01	1.59	0.05	2.41	0.11
K02949	K02949.01	1.39	0.04	1.10	0.06
K02949	K02949.02	1.39	0.04	0.90	0.05
K02951	K02951.01	1.30	0.06	1.09	0.08
K02956	K02956.01	2.02	0.21	1.09	0.12
K02960	K02960.01	1.18	0.03	0.93	0.04
K02961	K02961.01	1.21	0.03	0.76	0.04
K02964	K02964.01	1.76	0.12	2.77	0.20
K02964	K02964.02	1.76	0.12	1.93	0.19
K02968	K02968.01	2.19	0.15	1.47	0.11
K02969	K02969.01	3.19	3.18	4.35	4.35
K02970	K02970.01	1.14	0.04	0.80	0.04
K02971	K02971.01	1.71	0.19	1.51	0.18
K02971	K02971.02	1.71	0.19	1.93	0.23
K02974	K02974.01	3.75	0.86	—	—
K02977	K02977.01	1.30	0.04	1.06	0.04
K02977	K02977.02	1.30	0.04	1.13	0.05
K02979	K02979.01	1.29	0.04	1.15	0.05
K02984	K02984.01	1.73	0.07	1.57	0.09
K03008	K03008.01	1.75	0.07	1.29	0.07
K03009	K03009.01	0.77	0.02	1.03	0.05
K03012	K03012.01	1.84	0.07	1.63	0.09
K03015	K03015.01	1.52	0.05	1.10	0.05
K03017	K03017.01	0.90	0.02	0.67	0.04
K03021	K03021.01	1.03	0.02	0.81	0.05
K03023	K03023.01	1.26	0.06	1.46	0.07
K03032	K03032.01	0.83	0.02	1.34	0.06
K03039	K03039.01	1.59	0.06	1.75	0.09
K03046	K03046.01	1.17	0.03	—	—
K03052	K03052.01	1.14	0.03	1.12	0.06
K03052	K03052.02	1.14	0.03	1.32	0.06

K03057	K03057.01	0.78	0.02	2.70	0.09
K03057	K03057.02	0.78	0.02	2.01	0.07
K03060	K03060.01	1.69	0.08	1.15	0.08
K03065	K03065.01	0.93	0.02	1.19	0.07
K03075	K03075.01	0.86	0.02	0.77	0.03
K03083	K03083.01	1.13	0.03	0.89	0.05
K03083	K03083.02	1.13	0.03	0.70	0.06
K03083	K03083.03	1.13	0.03	0.75	0.05
K03086	K03086.01	0.80	0.02	3.01	0.14
K03087	K03087.01	0.87	0.02	0.79	0.03
K03087	K03087.02	0.87	0.02	0.54	0.02
K03093	K03093.01	1.41	0.06	1.69	0.10
K03096	K03096.01	1.68	0.06	1.64	0.08
K03097	K03097.01	1.63	0.06	1.17	0.06
K03097	K03097.02	1.63	0.06	1.02	0.05
K03097	K03097.03	1.63	0.06	1.01	0.06
K03100	K03100.01	1.72	0.07	1.49	0.07
K03103	K03103.01	1.22	0.09	—	—
K03111	K03111.01	1.10	0.07	0.97	0.07
K03111	K03111.02	1.10	0.07	0.72	0.06
K03114	K03114.01	2.48	0.20	1.59	0.14
K03117	K03117.01	0.92	0.02	0.82	0.05
K03122	K03122.01	2.27	0.20	1.53	0.15
K03125	K03125.01	1.41	0.07	1.05	0.07
K03128	K03128.01	2.12	0.11	2.36	0.16
K03130	K03130.01	0.66	0.01	1.07	0.05
K03130	K03130.02	0.66	0.01	0.79	0.04
K03132	K03132.01	2.48	0.27	1.75	0.20
K03146	K03146.01	1.58	0.05	2.15	0.11
K03165	K03165.01	1.83	0.09	1.17	0.06
K03167	K03167.01	0.88	0.02	0.56	0.02
K03168	K03168.01	1.61	0.05	1.16	0.06
K03180	K03180.01	2.83	0.23	—	—
K03184	K03184.01	1.43	0.04	0.73	
K03184	K03184.03	1.43	0.04	0.67	0.03
K03190	K03190.01	1.19	0.03	0.86	0.05
K03194	K03194.01	1.72	0.09	1.69	0.11
K03195	K03195.01	2.16	0.14	—	—
K03196	K03196.01	1.26	0.03	0.62	0.03
K03196	K03196.02	1.26	0.03	0.76	0.04
K03197	K03197.01	1.10	0.03	1.05	0.16
K03201	K03201.01	0.95	0.02	—	—
K03202	K03202.01	2.34	0.12	2.83	0.16

K03215	K03215.01	0.86	0.03	0.46	0.04
K03218	K03218.01	1.06	0.03	0.62	0.03
K03220	K03220.01	1.69	0.18	5.11	0.54
K03224	K03224.01	0.82	0.01	0.62	0.04
K03225	K03225.01	0.86	0.01	0.59	0.04
K03227	K03227.01	1.17	0.03	0.69	0.04
K03232	K03232.01	0.94	0.02	1.28	0.08
K03233	K03233.01	0.99	0.02	—	—
K03234	K03234.01	1.65	0.15	1.23	0.12
K03236	K03236.01	1.54	0.14	0.95	0.10
K03237	K03237.01	1.00	0.02	2.29	0.16
K03239	K03239.01	0.89	0.02	0.64	0.05
K03240	K03240.01	2.65	0.16	1.79	0.11
K03244	K03244.01	6.98	1.07	55.02	8.42
K03245	K03245.01	1.35	0.05	1.15	0.06
K03246	K03246.01	0.70	0.01	0.85	0.02
K03248	K03248.01	1.11	0.02	0.71	0.04
K03249	K03249.01	1.25	0.04	1.03	0.04
K03251	K03251.01	1.27	0.04	—	—
K03254	K03254.01	1.09	0.03	0.54	0.02
K03277	K03277.01	2.11	0.12	2.93	0.19
K03278	K03278.01	0.93	0.02	3.43	0.13
K03283	K03283.02	0.67	0.01	1.43	0.07
K03287	K03287.01	1.26	0.04	2.51	0.10
K03288	K03288.01	0.83	0.01	2.65	0.07
K03301	K03301.01	1.88	0.08	2.45	0.17
K03308	K03308.01	1.66	0.06	2.94	0.12
K03308	K03308.02	1.66	0.06	1.70	0.08
K03310	K03310.01	0.90	0.02	1.35	0.05
K03315	K03315.01	0.98	0.02	1.52	0.06
K03338	K03338.01	1.19	0.03	5.32	0.16
K03338	K03338.02	1.19	0.03	4.95	0.14
K03340	K03340.01	1.93	0.14	1.76	0.15
K03340	K03340.02	1.93	0.14	2.17	0.17
K03346	K03346.01	1.17	0.03	1.38	0.05
K03358	K03358.01	0.86	0.02	3.40	0.10
K03363	K03363.01	1.18	0.03	2.35	0.07
K03371	K03371.01	1.07	0.02	1.92	0.09
K03371	K03371.02	1.07	0.02	1.41	0.08
K03378	K03378.01	0.92	0.02	1.73	0.09
K03382	K03382.01	0.98	0.02	1.47	0.07
K03384	K03384.01	1.26	0.03	1.40	0.08
K03384	K03384.02	1.26	0.03	1.65	0.06

K03403	K03403.01	1.94	0.08	2.99	0.14
K03403	K03403.02	1.94	0.08	1.61	0.09
K03419	K03419.01	1.92	0.17	57.55	5.15
K03421	K03421.01	1.67	0.08	2.13	0.13
K03422	K03422.01	1.07	0.02	2.06	0.23
K03425	K03425.01	2.14	0.10	2.61	0.14
K03425	K03425.02	2.14	0.10	1.65	0.09
K03425	K03425.03	2.14	0.10	1.97	0.12
K03436	K03436.01	0.78	0.02	1.31	0.05
K03438	K03438.01	1.13	0.03	1.25	0.05
K03451	K03451.01	1.09	0.03	1.63	0.09
K03456	K03456.01	1.21	0.03	1.50	0.06
K03465	K03465.01	0.81	0.01	0.86	0.04
K03473	K03473.01	0.75	0.01	2.21	0.06
K03474	K03474.01	11.00	14.24	17.14	38.23
K03497	K03497.01	1.21	0.05	2.45	0.11
K03500	K03500.01	2.13	0.11	3.55	0.18
K03500	K03500.02	2.13	0.11	1.39	0.10
K03503	K03503.01	1.26	0.04	1.17	0.09
K03541	K03541.01	1.84	0.12	62.35	3.99
K03608	K03608.01	1.22	0.03	26.81	0.74
K03641	K03641.01	1.77	0.09	37.45	1.88
K03641	K03641.02	1.77	0.09	—	—
K03663	K03663.01	0.95	0.02	10.24	0.20
K03678	K03678.01	0.90	0.02	8.56	0.17
K03680	K03680.01	1.02	0.04	12.73	0.44
K03681	K03681.01	1.28	0.05	13.39	0.56
K03681	K03681.02	1.28	0.05	1.29	0.06
K03683	K03683.01	1.60	0.10	11.72	0.72
K03689	K03689.01	1.32	0.04	13.27	0.39
K03726	K03726.01	4.80	4.18	101.53	183.36
K03770	K03770.01	3.24	0.37	19.89	3.95
K03780	K03780.01	1.98	0.20	17.13	2.90
K03787	K03787.01	0.94	0.02	9.04	0.19
K03791	K03791.01	1.91	0.09	10.62	0.49
K03791	K03791.02	1.91	0.09	8.86	0.41
K03801	K03801.01	1.07	0.04	12.40	0.99
K03811	K03811.01	1.49	0.05	11.35	0.43
K03823	K03823.01	0.93	0.02	5.26	0.12
K03835	K03835.01	0.70	0.01	2.54	0.05
K03853	K03853.01	3.08	0.22	13.40	0.94
K03864	K03864.01	0.72	0.01	1.00	0.02
K03864	K03864.02	0.72	0.01	0.99	0.04

K03867	K03867.01	0.94	0.02	1.73	0.05
K03871	K03871.01	0.86	0.02	2.85	0.07
K03876	K03876.01	0.89	0.02	2.03	0.06
K03880	K03880.01	1.21	0.08	1.10	0.08
K03889	K03889.01	1.22	0.03	3.40	0.10
K03890	K03890.01	6.12	0.88	31.16	11.17
K03891	K03891.01	2.31	0.11	6.91	0.35
K03892	K03892.01	1.02	0.02	1.02	0.03
K03908	K03908.01	1.92	0.08	3.21	0.14
K03913	K03913.01	1.24	0.04	3.30	0.11
K03925	K03925.01	0.81	0.01	3.11	0.06
K03925	K03925.02	0.81	0.01	1.60	0.06
K03925	K03925.03	0.81	0.01	1.63	0.07
K03928	K03928.01	1.31	0.05	1.16	0.05
K03936	K03936.01	0.76	0.01	2.97	0.07
K03936	K03936.02	0.76	0.01	1.58	0.10
K03943	K03943.01	1.50	0.06	2.75	0.11
K03946	K03946.01	1.79	0.11	4.72	0.29
K03980	K03980.01	1.34	0.04	2.70	0.09
K03991	K03991.01	0.79	0.01	1.27	0.04
K04002	K04002.01	0.82	0.02	1.37	0.05
K04004	K04004.01	0.91	0.02	1.12	0.03
K04005	K04005.01	0.92	0.02	2.63	0.10
K04011	K04011.01	1.29	0.04	1.15	0.04
K04014	K04014.01	1.08	0.03	2.54	0.08
K04018	K04018.01	0.84	0.02	1.29	0.04
K04021	K04021.01	3.24	2.18	3.75	2.53
K04021	K04021.02	3.24	2.18	2.52	1.70
K04022	K04022.01	2.00	0.10	1.91	0.10
K04024	K04024.01	0.83	0.02	1.18	0.11
K04032	K04032.01	1.18	0.03	1.00	0.04
K04032	K04032.02	1.18	0.03	0.85	0.03
K04032	K04032.03	1.18	0.03	1.07	0.04
K04032	K04032.04	1.18	0.03	1.04	0.04
K04032	K04032.05	1.18	0.03	0.99	0.04
K04037	K04037.01	1.25	0.04	2.70	0.11
K04053	K04053.01	1.01	0.02	0.86	0.07
K04054	K04054.01	0.79	0.02	2.19	0.07
K04060	K04060.01	1.47	0.05	3.16	0.13
K04062	K04062.01	1.38	0.05	5.15	0.21
K04066	K04066.01	1.40	0.10	2.94	0.21
K04067	K04067.01	1.12	0.03	3.13	0.13
K04070	K04070.01	0.75	0.02	1.11	0.04

K04072	K04072.01	1.22	0.03	1.04	0.04
K04098	K04098.01	0.88	0.02	0.89	0.05
K04103	K04103.01	0.98	0.03	3.29	0.13
K04103	K04103.02	0.98	0.03	1.48	0.14
K04109	K04109.01	0.77	0.02	0.72	0.03
K04121	K04121.01	0.78	0.03	2.74	0.13
K04123	K04123.01	2.36	0.17	2.96	0.23
K04129	K04129.01	0.79	0.01	0.66	0.03
K04136	K04136.01	1.89	0.08	1.58	0.08
K04136	K04136.02	1.89	0.08	1.68	0.09
K04144	K04144.01	0.98	0.02	1.13	0.04
K04146	K04146.01	0.76	0.01	0.79	0.03
K04146	K04146.02	0.76	0.01	0.56	0.03
K04156	K04156.01	1.61	0.06	1.41	0.07
K04157	K04157.01	1.28	0.08	0.96	0.09
K04157	K04157.02	1.28	0.08	0.96	0.11
K04159	K04159.01	0.88	0.02	0.83	0.04
K04160	K04160.01	0.97	0.02	0.96	0.04
K04188	K04188.01	1.05	0.03	0.95	0.04
K04190	K04190.01	2.94	1.16	2.56	1.99
K04198	K04198.01	1.95	0.12	1.01	0.07
K04199	K04199.01	0.74	0.02	0.79	0.03
K04204	K04204.01	1.24	0.03	1.42	0.06
K04212	K04212.01	1.28	0.04	1.52	0.07
K04212	K04212.02	1.28	0.04	1.06	0.08
K04215	K04215.01	1.82	0.07	2.36	0.13
K04222	K04222.01	1.28	0.03	1.54	0.08
K04226	K04226.01	1.96	0.09	2.28	0.14
K04230	K04230.01	1.46	0.06	1.48	0.08
K04245	K04245.01	2.13	0.11	2.43	0.15
K04246	K04246.01	0.94	0.02	0.98	0.05
K04246	K04246.02	0.94	0.02	0.93	0.06
K04251	K04251.01	0.90	0.02	1.23	0.09
K04257	K04257.01	2.56	0.14	3.33	0.20
K04269	K04269.01	3.09	0.21	4.32	0.32
K04269	K04269.02	3.09	0.21	1.97	0.17
K04273	K04273.01	9.80	11.03	9.06	17.61
K04276	K04276.01	2.50	0.21	2.80	0.25
K04287	K04287.01	0.96	0.04	0.69	0.04
K04287	K04287.02	0.96	0.04	0.53	0.03
K04288	K04288.01	1.40	0.04	0.91	0.04
K04288	K04288.02	1.40	0.04	0.90	0.05
K04288	K04288.04	1.40	0.04	0.91	0.05

K04292	K04292.01	1.04	0.02	0.77	0.04
K04296	K04296.01	0.96	0.02	0.72	0.04
K04298	K04298.01	1.50	0.07	1.11	0.07
K04301	K04301.01	1.15	0.04	1.07	0.05
K04301	K04301.02	1.15	0.04	0.74	0.05
K04302	K04302.01	1.50	0.06	1.19	0.07
K04304	K04304.01	1.38	0.04	1.34	0.07
K04312	K04312.01	1.44	0.04	1.30	0.07
K04318	K04318.01	1.32	0.12	1.50	0.15
K04323	K04323.01	1.81	0.16	2.05	0.20
K04323	K04323.02	1.81	0.16	1.07	—
K04329	K04329.01	1.95	0.12	1.42	0.10
K04335	K04335.01	1.03	0.02	1.04	0.05
K04343	K04343.01	2.00	0.18	2.17	0.21
K04356	K04356.01	0.68	0.02	2.89	0.14
K04366	K04366.01	0.80	0.02	1.19	0.06
K04367	K04367.01	1.52	0.07	3.62	0.22
K04368	K04368.01	2.36	0.13	2.37	0.14
K04374	K04374.01	0.89	0.02	1.08	0.06
K04382	K04382.01	1.41	0.08	1.16	0.09
K04383	K04383.01	0.93	0.02	0.87	0.05
K04383	K04383.02	0.93	0.02	0.72	0.05
K04385	K04385.01	0.84	0.02	1.77	0.09
K04385	K04385.02	0.84	0.02	3.36	0.15
K04385	K04385.03	0.84	0.02	1.63	0.15
K04399	K04399.01	0.84	0.01	1.34	0.06
K04400	K04400.01	1.07	0.02	0.90	0.04
K04407	K04407.01	1.53	0.13	0.75	0.08
K04409	K04409.01	1.24	0.03	1.10	0.05
K04411	K04411.01	1.10	0.03	1.14	0.06
K04418	K04418.01	2.11	0.18	—	—
K04421	K04421.01	1.37	0.04	0.77	0.05
K04421	K04421.02	1.37	0.04	0.77	0.05
K04423	K04423.01	1.91	0.11	5.27	0.36
K04426	K04426.01	1.89	0.11	—	—
K04430	K04430.01	0.80	0.02	1.27	0.05
K04431	K04431.01	1.80	0.11	1.55	0.12
K04435	K04435.01	1.90	0.11	1.67	0.12
K04441	K04441.01	0.73	0.01	1.35	0.03
K04443	K04443.01	1.57	0.08	1.23	0.09
K04446	K04446.01	2.04	0.09	2.81	0.16
K04452	K04452.01	1.49	0.05	1.68	0.09
K04457	K04457.01	1.25	0.05	1.76	0.10

K04469	K04469.01	0.73	0.01	0.74	0.03
K04473	K04473.01	2.16	0.12	2.04	0.14
K04480	K04480.01	1.14	0.03	2.72	0.13
K04482	K04482.01	1.25	0.05	0.81	0.05
K04505	K04505.01	1.29	0.06	1.27	0.08
K04546	K04546.01	1.32	0.04	1.12	0.05
K04556	K04556.01	2.18	0.09	1.64	0.09
K04557	K04557.01	1.56	0.05	1.38	0.09
K04561	K04561.01	1.97	0.12	3.02	0.21
K04567	K04567.01	1.84	0.14	2.14	0.19
K04567	K04567.02	1.84	0.14	1.79	0.15
K04575	K04575.01	2.18	0.16	2.67	0.23
K04580	K04580.01	1.72	0.07	1.19	0.08
K04581	K04581.01	1.19	0.03	0.81	0.06
K04582	K04582.01	0.94	0.02	0.38	0.02
K04585	K04585.01	1.82	0.11	1.41	0.10
K04588	K04588.01	2.06	0.11	1.44	0.11
K04601	K04601.01	1.40	0.06	1.39	0.10
K04603	K04603.01	1.50	0.08	1.63	0.14
K04605	K04605.01	2.13	0.12	1.57	0.12
K04613	K04613.01	0.82	0.01	0.74	0.04
K04614	K04614.01	1.36	0.04	1.24	0.08
K04617	K04617.01	1.39	0.05	1.38	0.08
K04633	K04633.01	1.63	0.07	1.45	0.09
K04637	K04637.01	1.91	0.10	0.82	0.06
K04640	K04640.01	1.74	0.16	1.49	0.16
K04647	K04647.01	2.61	0.17	2.82	0.22
K04647	K04647.02	2.61	0.17	2.49	0.20
K04651	K04651.01	0.97	0.02	0.80	0.05
K04653	K04653.01	1.45	0.06	1.44	0.09
K04657	K04657.01	0.91	0.02	0.69	0.03
K04657	K04657.02	0.91	0.02	0.76	0.05
K04659	K04659.01	0.93	0.02	1.24	0.06
K04663	K04663.01	1.98	0.09	1.23	0.09
K04665	K04665.01	1.50	0.05	—	—
K04674	K04674.01	1.20	0.03	0.93	0.05
K04686	K04686.01	1.97	0.09	1.38	0.09
K04693	K04693.01	1.44	0.04	1.19	0.07
K04699	K04699.01	1.23	0.04	0.78	0.05
K04715	K04715.01	2.06	0.16	2.83	0.26
K04716	K04716.01	1.39	0.04	0.82	0.05
K04717	K04717.01	0.94	0.03	3.27	0.17
K04725	K04725.01	0.73	0.02	0.84	0.04

K04744	K04744.01	1.47	0.05	0.86	0.07
K04745	K04745.01	0.69	0.02	2.27	0.12
K04746	K04746.01	1.09	0.06	1.23	0.11
K04763	K04763.01	1.88	0.07	2.49	0.15
K04765	K04765.01	1.32	0.06	1.27	0.10
K04771	K04771.01	1.38	0.09	2.26	0.19
K04773	K04773.01	2.20	0.14	1.59	0.12
K04773	K04773.02	2.20	0.14	1.55	0.13
K04774	K04774.01	0.82	0.01	1.29	0.06
K04775	K04775.01	2.18	0.12	2.00	0.15
K04792	K04792.01	0.99	0.02	0.91	0.06
K04811	K04811.01	2.05	0.09	2.78	0.16
K04822	K04822.01	1.67	0.06	—	—
K04829	K04829.01	1.27	0.04	2.65	0.15
K04833	K04833.01	1.52	0.04	1.28	0.08
K04834	K04834.01	2.54	0.18	1.62	0.14
K04839	K04839.01	1.47	0.06	1.44	0.11
K04841	K04841.01	0.71	0.02	1.37	0.07
K04850	K04850.01	0.95	0.02	0.86	0.05
K04864	K04864.01	2.36	0.12	—	—
K04881	K04881.01	1.43	0.07	1.13	0.07
K04881	K04881.02	1.43	0.07	1.06	0.06
K04887	K04887.01	2.24	0.12	1.69	0.10
K04892	K04892.01	2.55	0.15	2.84	0.44
K04898	K04898.01	1.34	0.07	—	—
K04902	K04902.01	5.46	1.18	—	—
K04907	K04907.01	1.24	0.03	0.78	0.06
K04941	K04941.01	2.34	0.32	9.72	3.48
K04961	K04961.01	0.78	0.02	—	—
K04978	K04978.01	0.88	0.03	—	—
K05018	K05018.01	0.94	0.03	8.52	0.29
K05021	K05021.01	0.98	0.03	—	—
K05039	K05039.01	0.65	0.01	—	—
K05048	K05048.01	4.45	0.50	—	—
K05057	K05057.01	4.94	0.58	—	—
K05084	K05084.01	1.78	0.12	12.85	1.61
K05085	K05085.01	0.88	0.03	—	—
K05107	K05107.01	7.42	1.29	—	—
K05119	K05119.01	7.05	1.21	—	—
K05124	K05124.01	0.82	0.02	3.77	0.23
K05135	K05135.01	1.16	0.04	—	—
K05155	K05155.01	1.22	0.05	8.06	0.31
K05159	K05159.01	1.19	0.05	—	—

K05198	K05198.01	0.83	0.02	—	—
K05216	K05216.01	0.93	0.02	—	—
K05236	K05236.01	1.06	0.03	2.15	0.08
K05241	K05241.01	1.78	0.14	24.12	3.56
K05247	K05247.01	1.58	0.06	—	—
K05269	K05269.01	0.75	0.02	—	—
K05278	K05278.01	0.94	0.07	9.95	0.71
K05284	K05284.01	1.34	0.04	7.47	0.26
K05290	K05290.01	0.87	0.02	—	—
K05324	K05324.01	4.10	0.39	—	—
K05375	K05375.01	6.20	1.12	14.87	6.13
K05379	K05379.01	4.27	0.43	—	—
K05380	K05380.01	0.91	0.02	—	—
K05393	K05393.01	5.39	0.77	—	—
K05423	K05423.01	1.25	0.04	—	—
K05546	K05546.01	1.13	0.06	—	—
K05567	K05567.01	2.19	0.14	41.28	5.54
K05592	K05592.01	1.36	0.06	—	—
K05612	K05612.01	0.95	0.03	—	—
K05613	K05613.01	0.90	0.04	—	—
K05622	K05622.01	0.86	0.03	3.29	0.14
K05625	K05625.01	4.59	1.21	23.10	13.81
K05626	K05626.01	1.20	0.06	—	—
K05645	K05645.01	0.81	0.03	—	—
K05689	K05689.01	0.72	0.02	—	—
K05702	K05702.01	0.89	0.02	—	—
K05706	K05706.01	1.27	0.05	4.39	0.40
K05782	K05782.01	3.62	0.30	—	—
K05790	K05790.01	0.73	0.02	3.46	0.18
K05798	K05798.01	0.69	0.02	—	—
K05837	K05837.01	1.09	0.05	—	—
K05850	K05850.01	1.09	0.04	—	—
K05852	K05852.01	1.65	0.09	—	—
K05855	K05855.01	0.97	0.03	4.10	0.19
K05869	K05869.01	9.71	7.48	—	—
K05877	K05877.01	0.81	0.02	—	—
K05888	K05888.01	0.75	0.02	—	—
K05900	K05900.01	1.41	0.12	—	—
K05924	K05924.01	1.40	0.23	—	—
K05929	K05929.01	1.05	0.03	5.58	0.16
K05932	K05932.01	2.27	0.20	8.66	1.71
K05949	K05949.01	1.03	0.03	—	—
K05953	K05953.01	0.85	0.03	—	—

K06384	K06384.01	0.98	0.03	—	—
K06425	K06425.01	1.53	0.05	—	—
K06734	K06734.01	0.96	0.03	—	—
K06745	K06745.01	2.50	0.33	—	—
K06759	K06759.01	1.81	0.08	—	—
K06786	K06786.01	0.99	0.04	3.62	0.20
K06883	K06883.01	0.93	0.03	—	—
K06927	K06927.01	0.73	0.02	—	—
K06971	K06971.01	0.67	0.01	1.55	0.08
K06981	K06981.01	2.20	0.18	—	—
K07016	K07016.01	1.08	0.03	1.63	0.09
K07040	K07040.01	2.65	0.29	—	—
K07136	K07136.01	0.91	0.02	—	—
K07179	K07179.01	1.08	0.02	—	—
K07223	K07223.01	1.36	0.06	3.14	0.20
K07235	K07235.01	1.39	0.25	—	—
K07345	K07345.01	1.09	0.04	2.76	0.15
K07566	K07566.01	1.38	0.05	—	—
K07587	K07587.01	1.02	0.02	2.60	0.07
K07599	K07599.01	0.99	0.03	—	—
KIC11187332	KIC11187332.01	0.95	0.02	—	—
KIC2718885	KIC2718885.01	1.43	0.04	—	—
KIC6359893	KIC6359893.01	1.91	0.15	—	—
KIC8435766	KIC8435766.01	0.75	0.01	—	—

Referências

- Abramson, G. 2018, *Research Notes of the American Astronomical Society*, 2, 150, doi: [10.3847/2515-5172/aada8b](https://doi.org/10.3847/2515-5172/aada8b)
- Adibekyan, V. 2017, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 511, *Non-Stable Universe: Energetic Resources, Activity Phenomena, and Evolutionary Processes*, ed. A. M. Mickaelian, H. A. Harutyunian, & E. H. Nikoghosyan, 70
- Adibekyan, V. Z., Delgado Mena, E., Sousa, S. G., et al. 2012, *A&A*, 547, A36, doi: [10.1051/0004-6361/201220167](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220167)
- Adibekyan, V. Z., Figueira, P., Santos, N. C., et al. 2013, *A&A*, 560, A51, doi: [10.1051/0004-6361/201322551](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322551)
- Aigrain, S., & Irwin, M. 2004, *MNRAS*, 350, 331, doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.07657.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07657.x)
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W., & Winisdoerffer, C. 2005, *A&A*, 434, 343, doi: [10.1051/0004-6361:20042032](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042032)
- Alibert, Y., Venturini, J., Helled, R., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 873, doi: [10.1038/s41550-018-0557-2](https://doi.org/10.1038/s41550-018-0557-2)
- Allard, F., Homeier, D., & Freytag, B. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 448, *16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. C. Johns-Krull, M. K. Browning, & A. A. West, 91
- Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., et al. 2013, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 24, 128, <https://arxiv.org/abs/1302.6559>
- Allende Prieto, C., Beers, T. C., Wilhelm, R., et al. 2006, *ApJ*, 636, 804, doi: [10.1086/498131](https://doi.org/10.1086/498131)
- Allende Prieto, C., Fernández-Alvar, E., Schlesinger, K. J., et al. 2014, *A&A*, 568, A7, doi: [10.1051/0004-6361/201424053](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424053)
- Alvarez, R., & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109
- An, D., Terndrup, D. M., Pinsonneault, M. H., et al. 2007, *ApJ*, 655, 233, doi: [10.1086/509653](https://doi.org/10.1086/509653)
- Andersen, J. M., & Korhonen, H. 2015, *MNRAS*, 448, 3053, doi: [10.1093/mnras/stu2731](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2731)
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 336, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481, doi: [10.1146/annurev.astro.46.060407.145222](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145222)
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Foesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *AJ*, 156, 58, doi: [10.3847/1538-3881/aacb21](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aacb21)
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *A&A*, 577, A42, doi: [10.1051/0004-6361/201425481](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425481)
- Barrado, D., Bouy, H., Bouvier, J., et al. 2016, *A&A*, 596, A113, doi: [10.1051/0004-6361/201629103](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629103)
- Batalha, N. M. 2014, *Proceedings of the National Academy of Science*, 111, 12647, doi: [10.1073/pnas.1304196111](https://doi.org/10.1073/pnas.1304196111)
- Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2013, *ApJS*, 204, 24, doi: [10.1088/0067-0049/204/2/24](https://doi.org/10.1088/0067-0049/204/2/24)
- Bean, J. L., Sneden, C., Hauschildt, P. H., Johns-Krull, C. M., & Benedict, G. F. 2006, *ApJ*, 652, 1604, doi: [10.1086/508321](https://doi.org/10.1086/508321)
- Bedell, M., Meléndez, J., Bean, J. L., et al. 2014, *ApJ*, 795, 23, doi: [10.1088/0004-637X/795/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/1/23)
- Bell, C. P. M., Naylor, T., Mayne, N. J., Jeffries, R. D., & Littlefair, S. P. 2012, *MNRAS*, 424, 3178, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21496.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21496.x)
- Berger, T. A., Huber, D., Gaidos, E., & van Saders, J. L. 2018, *ApJ*, 866, 99, doi: [10.3847/1538-4357/aada83](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aada83)
- Biersteker, J. B., & Schlichting, H. E. 2019, *MNRAS*, 485, 4454, doi: [10.1093/mnras/stz738](https://doi.org/10.1093/mnras/stz738)
- Bilir, S., Ak, S., Karaali, S., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 1178, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12783.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12783.x)
- Boley, A. C., Hayfield, T., Mayer, L., & Durisen, R. H. 2010, *Icarus*, 207, 509, doi: [10.1016/j.icarus.2010.01.015](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.01.015)
- Bond, J. C., O'Brien, D. P., & Laretta, D. S. 2010, *ApJ*, 715, 1050, doi: [10.1088/0004-637X/715/2/1050](https://doi.org/10.1088/0004-637X/715/2/1050)

- Bond, J. C., Tinney, C. G., Butler, R. P., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 163, doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10459.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10459.x)
- Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2005, *A&A*, 442, 635, doi: [10.1051/0004-6361:20053046](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053046)
- Bonfils, X., Mayor, M., Delfosse, X., et al. 2007, *A&A*, 474, 293, doi: [10.1051/0004-6361:20077068](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077068)
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977, doi: [10.1126/science.1185402](https://doi.org/10.1126/science.1185402)
- Boss, A. P. 1995, *Science*, 267, 360, doi: [10.1126/science.267.5196.360](https://doi.org/10.1126/science.267.5196.360)
- Boss, A. P. 1997, *Science*, 276, 1836, doi: [10.1126/science.276.5320.1836](https://doi.org/10.1126/science.276.5320.1836)
- Boss, A. P. 1998, *ApJ*, 503, 923, doi: [10.1086/306036](https://doi.org/10.1086/306036)
- Boss, A. P. 2002, *ApJ*, 567, L149, doi: [10.1086/340108](https://doi.org/10.1086/340108)
- Bouy, H., Bertin, E., Sarro, L. M., et al. 2015, *A&A*, 577, A148, doi: [10.1051/0004-6361/201425019](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425019)
- Boyajian, T. S., von Braun, K., van Belle, G., et al. 2013, *ApJ*, 771, 40, doi: [10.1088/0004-637X/771/1/40](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/1/40)
- Brewer, J. M., & Fischer, D. A. 2016, *ApJ*, 831, 20, doi: [10.3847/0004-637X/831/1/20](https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/1/20)
- Brewer, J. M., & Fischer, D. A. 2018, *ApJS*, 237, 38, doi: [10.3847/1538-4365/aad501](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aad501)
- Brewer, J. M., Fischer, D. A., Valenti, J. A., & Piskunov, N. 2016, *ApJS*, 225, 32, doi: [10.3847/0067-0049/225/2/32](https://doi.org/10.3847/0067-0049/225/2/32)
- Brown, T. M., Latham, D. W., Everett, M. E., & Esquerdo, G. A. 2011, *AJ*, 142, 112, doi: [10.1088/0004-6256/142/4/112](https://doi.org/10.1088/0004-6256/142/4/112)
- Buchhave, L. A., Bitsch, B., Johansen, A., et al. 2018, *ApJ*, 856, 37, doi: [10.3847/1538-4357/aaafca](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaafca)
- Buchhave, L. A., & Latham, D. W. 2015, *ApJ*, 808, 187, doi: [10.1088/0004-637X/808/2/187](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/187)
- Buchhave, L. A., Latham, D. W., Johansen, A., et al. 2012, *Nature*, 486, 375, doi: [10.1038/nature11121](https://doi.org/10.1038/nature11121)
- Buchhave, L. A., Bizzarro, M., Latham, D. W., et al. 2014, *Nature*, 509, 593, doi: [10.1038/nature13254](https://doi.org/10.1038/nature13254)
- Burke, C. J., Bryson, S. T., Mullally, F., et al. 2014, *ApJS*, 210, 19, doi: [10.1088/0067-0049/210/2/19](https://doi.org/10.1088/0067-0049/210/2/19)
- Butler, R. P., & Marcy, G. W. 1996, *ApJ*, 464, L153, doi: [10.1086/310102](https://doi.org/10.1086/310102)
- Carter, J. A., Agol, E., Chaplin, W. J., et al. 2012, *Science*, 337, 556, doi: [10.1126/science.1223269](https://doi.org/10.1126/science.1223269)
- Casagrande, L., Flynn, C., & Bessell, M. 2008, *MNRAS*, 389, 585, doi: [10.1111/j.1365-2966.2008.13573.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13573.x)
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 210, *Modelling of Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, A20
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, *A&A*, 419, 725, doi: [10.1051/0004-6361:20040079](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040079)
- Chaplin, W. J., Basu, S., Huber, D., et al. 2014, *ApJS*, 210, 1, doi: [10.1088/0067-0049/210/1/1](https://doi.org/10.1088/0067-0049/210/1/1)
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29, doi: [10.1051/0004-6361:200400056](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200400056)
- Chavez, J., & Lambert, D. L. 2009, *ApJ*, 699, 1906, doi: [10.1088/0004-637X/699/2/1906](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/2/1906)
- Chelli, A., Duvert, G., Bourguès, L., et al. 2016, *A&A*, 589, A112, doi: [10.1051/0004-6361/201527484](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527484)
- Chen, H., & Rogers, L. A. 2016, *ApJ*, 831, 180, doi: [10.3847/0004-637X/831/2/180](https://doi.org/10.3847/0004-637X/831/2/180)
- Choi, J., Dotter, A., Conroy, C., et al. 2016, *ApJ*, 823, 102, doi: [10.3847/0004-637X/823/2/102](https://doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/102)
- Christiansen, J. L., Clarke, B. D., Burke, C. J., et al. 2013, *ApJS*, 207, 35, doi: [10.1088/0067-0049/207/2/35](https://doi.org/10.1088/0067-0049/207/2/35)
- Christiansen, J. L., Clarke, B. D., Burke, C. J., et al. 2015, *ApJ*, 810, 95, doi: [10.1088/0004-637X/810/2/95](https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/2/95)
- Christiansen, J. L., Clarke, B. D., Burke, C. J., et al. 2016, *ApJ*, 828, 99, doi: [10.3847/0004-637X/828/2/99](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/99)
- Ciardi, D. R., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., et al. 2013, *ApJ*, 763, 41, doi: [10.1088/0004-637X/763/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/1/41)
- Coelho, P., Barbuy, B., Meléndez, J., Schiavon, R. P., & Castilho, B. V. 2005, *A&A*, 443, 735, doi: [10.1051/0004-6361:20053511](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053511)
- Coughlin, J. L., Mullally, F., Thompson, S. E., et al. 2016, *ApJS*, 224, 12, doi: [10.3847/0067-0049/224/1/12](https://doi.org/10.3847/0067-0049/224/1/12)
- Covey, K. R., Agüeros, M. A., Law, N. M., et al. 2016, *ApJ*, 822, 81, doi: [10.3847/0004-637X/822/2/81](https://doi.org/10.3847/0004-637X/822/2/81)
- Cumming, A., Marcy, G. W., & Butler, R. P. 1999, *ApJ*, 526, 890, doi: [10.1086/308020](https://doi.org/10.1086/308020)

- Davis, T. A., & Wheatley, P. J. 2009, MNRAS, 396, 1012, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.14763.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14763.x)
- De Cat, P., Fu, J. N., Ren, A. B., et al. 2015, ApJS, 220, 19, doi: [10.1088/0067-0049/220/1/19](https://doi.org/10.1088/0067-0049/220/1/19)
- Delfosse, X., Forveille, T., Ségransan, D., et al. 2000, A&A, 364, 217
- Delgado Mena, E., Israelian, G., González Hernández, J. I., et al. 2010, ApJ, 725, 2349, doi: [10.1088/0004-637X/725/2/2349](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/2/2349)
- Demory, B.-O., & Seager, S. 2011, ApJS, 197, 12, doi: [10.1088/0067-0049/197/1/12](https://doi.org/10.1088/0067-0049/197/1/12)
- Donati, J.-F., & Landstreet, J. D. 2009, ARA&A, 47, 333, doi: [10.1146/annurev-astro-082708-101833](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082708-101833)
- Dong, S., Xie, J.-W., Zhou, J.-L., Zheng, Z., & Luo, A. 2018, Proceedings of the National Academy of Science, 115, 266, doi: [10.1073/pnas.1711406115](https://doi.org/10.1073/pnas.1711406115)
- Dorn, C., Khan, A., Heng, K., et al. 2015, A&A, 577, A83, doi: [10.1051/0004-6361/201424915](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424915)
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, ApJS, 178, 89, doi: [10.1086/589654](https://doi.org/10.1086/589654)
- Dressing, C. D., & Charbonneau, D. 2013, ApJ, 767, 95, doi: [10.1088/0004-637X/767/1/95](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/95)
- Durisen, R. H., Boss, A. P., Mayer, L., et al. 2007, Protostars and Planets V, 607
- Endl, M., Cochran, W. D., Tull, R. G., & MacQueen, P. J. 2003, AJ, 126, 3099, doi: [10.1086/379137](https://doi.org/10.1086/379137)
- Erkaev, N. V., Lammer, H., Odert, P., et al. 2016, MNRAS, 460, 1300, doi: [10.1093/mnras/stw935](https://doi.org/10.1093/mnras/stw935)
- Everett, M. E., Howell, S. B., Silva, D. R., & Szkody, P. 2013, ApJ, 771, 107, doi: [10.1088/0004-637X/771/2/107](https://doi.org/10.1088/0004-637X/771/2/107)
- Fang, X.-S., Zhao, G., Zhao, J.-K., Chen, Y.-Q., & Bharat Kumar, Y. 2016, MNRAS, 463, 2494, doi: [10.1093/mnras/stw1923](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1923)
- Fischer, D. A., & Valenti, J. 2005, ApJ, 622, 1102, doi: [10.1086/428383](https://doi.org/10.1086/428383)
- Forgan, D., & Rice, K. 2013, MNRAS, 432, 3168, doi: [10.1093/mnras/stt672](https://doi.org/10.1093/mnras/stt672)
- Forgan, D. H., Hall, C., Meru, F., & Rice, W. K. M. 2018, MNRAS, 474, 5036, doi: [10.1093/mnras/stx2870](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2870)
- Frasca, A., Molenda-Żakowicz, J., De Cat, P., et al. 2016, A&A, 594, A39, doi: [10.1051/0004-6361/201628337](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628337)
- Fulton, B. J., & Petigura, E. A. 2018, AJ, 156, 264, doi: [10.3847/1538-3881/aae828](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aae828)
- Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al. 2017, AJ, 154, 109, doi: [10.3847/1538-3881/aa80eb](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa80eb)
- Funayama, H., Itoh, Y., Oasa, Y., Toyota, E., & Mukai, T. 2008, in Precision Spectroscopy in Astrophysics, ed. N. C. Santos, L. Pasquini, A. C. M. Correia, & M. Romaniello, 285–286
- Gallet, F., Bolmont, E., Bouvier, J., Mathis, S., & Charbonnel, C. 2018, A&A, 619, A80, doi: [10.1051/0004-6361/201833576](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833576)
- Galli, P. A. B., Moraux, E., Bouy, H., et al. 2017, A&A, 598, A48, doi: [10.1051/0004-6361/201629239](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629239)
- García Pérez, A. E., Allende Prieto, C., Holtzman, J. A., et al. 2016, AJ, 151, 144, doi: [10.3847/0004-6256/151/6/144](https://doi.org/10.3847/0004-6256/151/6/144)
- Ghezzi, L. 2010, PhD thesis, Observatório Nacional
- Ghezzi, L., Cunha, K., Schuler, S. C., & Smith, V. V. 2010a, ApJ, 725, 721, doi: [10.1088/0004-637X/725/1/721](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/721)
- Ghezzi, L., Cunha, K., Smith, V. V., et al. 2010b, ApJ, 720, 1290, doi: [10.1088/0004-637X/720/2/1290](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/2/1290)
- Ghezzi, L., Montet, B. T., & Johnson, J. A. 2018, ApJ, 860, 109, doi: [10.3847/1538-4357/aac37c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac37c)
- Ginzburg, S., Schlichting, H. E., & Sari, R. 2018, MNRAS, 476, 759, doi: [10.1093/mnras/sty290](https://doi.org/10.1093/mnras/sty290)
- Gonzalez, G. 1997, MNRAS, 285, 403, doi: [10.1093/mnras/285.2.403](https://doi.org/10.1093/mnras/285.2.403)
- Gonzalez, G. 1998, A&A, 334, 221
- Green, G. M., Schlafly, E. F., Finkbeiner, D., et al. 2018, MNRAS, 478, 651, doi: [10.1093/mnras/sty1008](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1008)
- Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, AJ, 131, 2332, doi: [10.1086/500975](https://doi.org/10.1086/500975)
- Gupta, A., & Schlichting, H. E. 2019, MNRAS, doi: [10.1093/mnras/stz1230](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1230)
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, A&A, 486, 951, doi: [10.1051/0004-6361:200809724](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809724)
- Haisch, Jr., K. E., Lada, E. A., & Lada, C. J. 2001, ApJ, 553, L153, doi: [10.1086/320685](https://doi.org/10.1086/320685)

- Hambly, N. C., Hawkins, M. R. S., & Jameson, R. F. 1993, *A&AS*, 100, 607
- Hargreaves, R. J., Hinkle, K. H., Bauschlicher, Charles W., J., et al. 2010, *AJ*, 140, 919, doi: [10.1088/0004-6256/140/4/919](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/4/919)
- Hartman, J. D., Bakos, G. Á., Kovács, G., & Noyes, R. W. 2010, *MNRAS*, 408, 475, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17147.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17147.x)
- Hasegawa, Y., & Pudritz, R. E. 2011, *MNRAS*, 417, 1236, doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.19338.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19338.x)
- Hasegawa, Y., & Pudritz, R. E. 2013, *ApJ*, 778, 78, doi: [10.1088/0004-637X/778/1/78](https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/1/78)
- Hasegawa, Y., & Pudritz, R. E. 2014, *ApJ*, 794, 25, doi: [10.1088/0004-637X/794/1/25](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/1/25)
- Helled, R., Lozovsky, M., & Zucker, S. 2016, *MNRAS*, 455, L96, doi: [10.1093/mnras1/slv158](https://doi.org/10.1093/mnras1/slv158)
- Hertzsprung, E. 1947, *Annalen van de Sterrewacht te Leiden*, 19, A1
- Holtzman, J. A., Hasselquist, S., Shetrone, M., et al. 2018, *AJ*, 156, 125, doi: [10.3847/1538-3881/aad4f9](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aad4f9)
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15, doi: [10.1088/0067-0049/201/2/15](https://doi.org/10.1088/0067-0049/201/2/15)
- Howe, A. R., & Burrows, A. 2015, *ApJ*, 808, 150, doi: [10.1088/0004-637X/808/2/150](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/2/150)
- Howell, S. B., Sobek, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, 126, 398, doi: [10.1086/676406](https://doi.org/10.1086/676406)
- Huang, C., Wu, Y., & Triaud, A. H. M. J. 2016, *ApJ*, 825, 98, doi: [10.3847/0004-637X/825/2/98](https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/2/98)
- Huber, D., Zinn, J., Bojsen-Hansen, M., et al. 2017, *ApJ*, 844, 102, doi: [10.3847/1538-4357/aa75ca](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa75ca)
- Ida, S., Guillot, T., & Morbidelli, A. 2016, *A&A*, 591, A72, doi: [10.1051/0004-6361/201628099](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628099)
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 604, 388, doi: [10.1086/381724](https://doi.org/10.1086/381724)
- Ikoma, M., & Hori, Y. 2012, *ApJ*, 753, 66, doi: [10.1088/0004-637X/753/1/66](https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/66)
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H. 2000, *ApJ*, 537, 1013, doi: [10.1086/309050](https://doi.org/10.1086/309050)
- Jackson, A. P., Davis, T. A., & Wheatley, P. J. 2012, *MNRAS*, 422, 2024, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.20657.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20657.x)
- Jin, S., & Mordasini, C. 2018, *ApJ*, 853, 163, doi: [10.3847/1538-4357/aa9f1e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9f1e)
- Jin, S., Mordasini, C., Parmentier, V., et al. 2014, *ApJ*, 795, 65, doi: [10.1088/0004-637X/795/1/65](https://doi.org/10.1088/0004-637X/795/1/65)
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., et al. 2007, *Nature*, 448, 1022, doi: [10.1038/nature06086](https://doi.org/10.1038/nature06086)
- Johns-Krull, C. M., & Valenti, J. A. 1996, *ApJ*, 459, L95, doi: [10.1086/309954](https://doi.org/10.1086/309954)
- Johns-Krull, C. M., & Valenti, J. A. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 198, *Stellar Clusters and Associations: Convection, Rotation, and Dynamos*, ed. R. Pallavicini, G. Micela, & S. Sciortino, 371
- Johns-Krull, C. M., & Valenti, J. A. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 560, *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. F. Favata, G. A. J. Hussain, & B. Battrick, 261
- Johnson, H. L., & Mitchell, R. I. 1958, *ApJ*, 128, 31, doi: [10.1086/146512](https://doi.org/10.1086/146512)
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905, doi: [10.1086/655775](https://doi.org/10.1086/655775)
- Johnson, J. A., & Apps, K. 2009, *ApJ*, 699, 933, doi: [10.1088/0004-637X/699/2/933](https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/2/933)
- Johnson, J. A., Petigura, E. A., Fulton, B. J., et al. 2017, *AJ*, 154, 108, doi: [10.3847/1538-3881/aa80e7](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa80e7)
- Johnstone, C. P., Güdel, M., Stökl, A., et al. 2015, *ApJ*, 815, L12, doi: [10.1088/2041-8205/815/1/L12](https://doi.org/10.1088/2041-8205/815/1/L12)
- Jones, M. I., Jenkins, J. S., Brahm, R., et al. 2016, *A&A*, 590, A38, doi: [10.1051/0004-6361/201628067](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628067)
- Jönsson, H., Allende Prieto, C., Holtzman, J. A., et al. 2018, *AJ*, 156, 126, doi: [10.3847/1538-3881/aad4f5](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aad4f5)
- Jontof-Hutter, D., Ford, E. B., Rowe, J. F., et al. 2016, *ApJ*, 820, 39, doi: [10.3847/0004-637X/820/1/39](https://doi.org/10.3847/0004-637X/820/1/39)
- Kamai, B. L., Vrba, F. J., Stauffer, J. R., & Stassun, K. G. 2014, *AJ*, 148, 30, doi: [10.1088/0004-6256/148/2/30](https://doi.org/10.1088/0004-6256/148/2/30)
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *ApJ*, 713, L79, doi: [10.1088/2041-8205/713/2/L79](https://doi.org/10.1088/2041-8205/713/2/L79)
- Kroupa, P. 2002, *Science*, 295, 82, doi: [10.1126/science.1067524](https://doi.org/10.1126/science.1067524)
- Kurucz, R. L. 1992, in *IAU Symposium*, Vol. 149, *The Stellar Populations of Galaxies*, ed. B. Barbuy & A. Renzini, 225

- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003, *ApJ*, 598, L121, doi: [10.1086/380815](https://doi.org/10.1086/380815)
- Lanzafame, A. C., Spada, F., & Distefano, E. 2017, *A&A*, 597, A63, doi: [10.1051/0004-6361/201628833](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628833)
- Latham, D. W., Rowe, J. F., Quinn, S. N., et al. 2011, *ApJ*, 732, L24, doi: [10.1088/2041-8205/732/2/L24](https://doi.org/10.1088/2041-8205/732/2/L24)
- Laughlin, G., & Adams, F. C. 1997, *ApJ*, 491, L51, doi: [10.1086/311056](https://doi.org/10.1086/311056)
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C. 1996, *Nature*, 380, 606, doi: [10.1038/380606a0](https://doi.org/10.1038/380606a0)
- Lindgren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A2, doi: [10.1051/0004-6361/201832727](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832727)
- Lindgren, S., Heiter, U., & Seifahrt, A. 2016, *A&A*, 586, A100, doi: [10.1051/0004-6361/201526602](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526602)
- Lissauer, J. J., & Stewart, G. R. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 36, *Planets Around Pulsars*, ed. J. A. Phillips, S. E. Thorsett, & S. R. Kulkarni, 217–233
- Liu, F., Asplund, M., Ramírez, I., Yong, D., & Meléndez, J. 2014, *MNRAS*, 442, L51, doi: [10.1093/mnras1/slu055](https://doi.org/10.1093/mnras1/slu055)
- Lopez, E. D., & Fortney, J. J. 2013, *ApJ*, 776, 2, doi: [10.1088/0004-637X/776/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/776/1/2)
- Lopez, E. D., Fortney, J. J., & Miller, N. 2012, *ApJ*, 761, 59, doi: [10.1088/0004-637X/761/1/59](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/1/59)
- Lopez, E. D., & Rice, K. 2016, *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1610.09390>
- Lundkvist, M. S., Huber, D., Silva Aguirre, V., & Chaplin, W. J. 2018, *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1804.02214>
- Lundkvist, M. S., Kjeldsen, H., Albrecht, S., et al. 2016, *Nature Communications*, 7, 11201, doi: [10.1038/ncomms11201](https://doi.org/10.1038/ncomms11201)
- Majewski, S. R., APOGEE Team, & APOGEE-2 Team. 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 863, doi: [10.1002/asna.201612387](https://doi.org/10.1002/asna.201612387)
- Majewski, S. R., Schiavon, R. P., Frinchaboy, P. M., et al. 2017, *AJ*, 154, 94, doi: [10.3847/1538-3881/aa784d](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa784d)
- Maldonado, J., Villaver, E., & Eiroa, C. 2018, *A&A*, 612, A93, doi: [10.1051/0004-6361/201732001](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732001)
- Mamajek, E. E. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1158, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. T. Usuda, M. Tamura, & M. Ishii, 3–10
- Mamajek, E. E., Torres, G., Prsa, A., et al. 2015, *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1510.06262>
- Mann, A. W., Brewer, J. M., Gaidos, E., Lépine, S., & Hilton, E. J. 2013a, *AJ*, 145, 52, doi: [10.1088/0004-6256/145/2/52](https://doi.org/10.1088/0004-6256/145/2/52)
- Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., Boyajian, T., & von Braun, K. 2015, *ApJ*, 804, 64, doi: [10.1088/0004-637X/804/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637X/804/1/64)
- Mann, A. W., Gaidos, E., & Ansdell, M. 2013b, *ApJ*, 779, 188, doi: [10.1088/0004-637X/779/2/188](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/188)
- Marcy, G. W., & Butler, R. P. 1996, *ApJ*, 464, L147, doi: [10.1086/310096](https://doi.org/10.1086/310096)
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Williams, E., et al. 1997, *ApJ*, 481, 926
- Marcy, G. W., Isaacson, H., Howard, A. W., et al. 2014, *ApJS*, 210, 20, doi: [10.1088/0067-0049/210/2/20](https://doi.org/10.1088/0067-0049/210/2/20)
- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al. 2008, *Science*, 322, 1348, doi: [10.1126/science.1166585](https://doi.org/10.1126/science.1166585)
- Martinez, C. F., Cunha, K., Ghezzi, L., & Smith, V. V. 2019, *ApJ*, 875, 29, doi: [10.3847/1538-4357/ab0d93](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0d93)
- Matsuo, T., Shibai, H., Ootsubo, T., & Tamura, M. 2007, *ApJ*, 662, 1282, doi: [10.1086/517964](https://doi.org/10.1086/517964)
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355, doi: [10.1038/378355a0](https://doi.org/10.1038/378355a0)
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1109.2497>
- McCauliff, S. D., Jenkins, J. M., Catanzarite, J., et al. 2015, *ApJ*, 806, 6, doi: [10.1088/0004-637X/806/1/6](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/1/6)
- Meléndez, J., Asplund, M., Gustafsson, B., & Yong, D. 2009, *ApJ*, 704, L66, doi: [10.1088/0004-637X/704/1/L66](https://doi.org/10.1088/0004-637X/704/1/L66)
- Mészáros, S., Allende Prieto, C., Edvardsson, B., et al. 2012, *AJ*, 144, 120, doi: [10.1088/0004-6256/144/4/120](https://doi.org/10.1088/0004-6256/144/4/120)
- Mészáros, S., Holtzman, J., García Pérez, A. E., et al. 2013, *AJ*, 146, 133, doi: [10.1088/0004-6256/146/5/133](https://doi.org/10.1088/0004-6256/146/5/133)
- Miller, N., & Fortney, J. J. 2011, *ApJ*, 736, L29, doi: [10.1088/2041-8205/736/2/L29](https://doi.org/10.1088/2041-8205/736/2/L29)

- Morbidelli, A. 2014, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 372, 20130072, doi: [10.1098/rsta.2013.0072](https://doi.org/10.1098/rsta.2013.0072)
- Mordasini, C., Alibert, Y., & Benz, W. 2009, *A&A*, 501, 1139, doi: [10.1051/0004-6361/200810301](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810301)
- Mordasini, C., Klahr, H., Alibert, Y., Miller, N., & Henning, T. 2014, *A&A*, 566, A141, doi: [10.1051/0004-6361/201321479](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321479)
- Mordasini, C., Mollière, P., Dittkrist, K.-M., Jin, S., & Alibert, Y. 2015, *International Journal of Astrobiology*, 14, 201, doi: [10.1017/S1473550414000263](https://doi.org/10.1017/S1473550414000263)
- Morton, T. D. 2015, isochrones: Stellar model grid package, *Astrophysics Source Code Library*. <http://ascl.net/1503.010>
- Morton, T. D., Bryson, S. T., Coughlin, J. L., et al. 2016, *ApJ*, 822, 86, doi: [10.3847/0004-637X/822/2/86](https://doi.org/10.3847/0004-637X/822/2/86)
- Mulders, G. D., Pascucci, I., Apai, D., & Ciesla, F. J. 2018, *AJ*, 156, 24, doi: [10.3847/1538-3881/aac5ea](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aac5ea)
- Mulders, G. D., Pascucci, I., Apai, D., Frasca, A., & Molenda-Żakowicz, J. 2016, *AJ*, 152, 187, doi: [10.3847/0004-6256/152/6/187](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/6/187)
- Mullally, F., Thompson, S. E., Coughlin, J. L., Burke, C. J., & Rowe, J. F. 2018, *AJ*, 155, 210, doi: [10.3847/1538-3881/aabae3](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aabae3)
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, 693, 23, doi: [10.1088/0004-637X/693/1/23](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/23)
- Mustill, A. J., Davies, M. B., & Johansen, A. 2015, *ApJ*, 808, 14, doi: [10.1088/0004-637X/808/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/14)
- Narang, M., Manoj, P., Furlan, E., et al. 2018, *AJ*, 156, 221, doi: [10.3847/1538-3881/aae391](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aae391)
- Nayakshin, S. 2014, *MNRAS*, 441, 1380, doi: [10.1093/mnras/stu653](https://doi.org/10.1093/mnras/stu653)
- Nayakshin, S. 2017, *PASA*, 34, e002, doi: [10.1017/pasa.2016.55](https://doi.org/10.1017/pasa.2016.55)
- Nayakshin, S., Cha, S.-H., & Bridges, J. C. 2011, *MNRAS*, 416, L50, doi: [10.1111/j.1745-3933.2011.01095.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2011.01095.x)
- Ndugu, N., Bitsch, B., & Jurua, E. 2018, *MNRAS*, 474, 886, doi: [10.1093/mnras/stx2815](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2815)
- Neves, V., Bonfils, X., Santos, N. C., et al. 2013, *A&A*, 551, A36, doi: [10.1051/0004-6361/201220574](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220574)
- Neves, V., Santos, N. C., Sousa, S. G., Correia, A. C. M., & Israelian, G. 2009, *A&A*, 497, 563, doi: [10.1051/0004-6361/200811328](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811328)
- Neves, V., Bonfils, X., Santos, N. C., et al. 2012, *A&A*, 538, A25, doi: [10.1051/0004-6361/201118115](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118115)
- Newton, E. R., Charbonneau, D., Irwin, J., et al. 2014, *AJ*, 147, 20, doi: [10.1088/0004-6256/147/1/20](https://doi.org/10.1088/0004-6256/147/1/20)
- Newton, E. R., Charbonneau, D., Irwin, J., & Mann, A. W. 2015, *ApJ*, 800, 85, doi: [10.1088/0004-637X/800/2/85](https://doi.org/10.1088/0004-637X/800/2/85)
- Nidever, D. L., Holtzman, J. A., Allende Prieto, C., et al. 2015, *AJ*, 150, 173, doi: [10.1088/0004-6256/150/6/173](https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/6/173)
- Önehag, A., Gustafsson, B., & Korn, A. 2014, *A&A*, 562, A102, doi: [10.1051/0004-6361/201322663](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322663)
- Önehag, A., Heiter, U., Gustafsson, B., et al. 2012, *A&A*, 542, A33, doi: [10.1051/0004-6361/201118101](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118101)
- Owen, J. E., & Jackson, A. P. 2012, *MNRAS*, 425, 2931, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.21481.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21481.x)
- Owen, J. E., & Murray-Clay, R. 2018, *MNRAS*, 480, 2206, doi: [10.1093/mnras/sty1943](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1943)
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2013, *ApJ*, 775, 105, doi: [10.1088/0004-637X/775/2/105](https://doi.org/10.1088/0004-637X/775/2/105)
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2017, *ApJ*, 847, 29, doi: [10.3847/1538-4357/aa890a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa890a)
- Pasquini, L., Döllinger, M. P., Weiss, A., et al. 2007, *A&A*, 473, 979, doi: [10.1051/0004-6361:20077814](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077814)
- Petigura, E. A., Marcy, G. W., & Howard, A. W. 2013, *ApJ*, 770, 69, doi: [10.1088/0004-637X/770/1/69](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/1/69)
- Petigura, E. A., Howard, A. W., Marcy, G. W., et al. 2017, *AJ*, 154, 107, doi: [10.3847/1538-3881/aa80de](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa80de)
- Petigura, E. A., Marcy, G. W., Winn, J. N., et al. 2018, *AJ*, 155, 89, doi: [10.3847/1538-3881/aaa54c](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa54c)
- Pinsonneault, M. H., DePoy, D. L., & Coffee, M. 2001, *ApJ*, 556, L59, doi: [10.1086/323531](https://doi.org/10.1086/323531)
- Pinsonneault, M. H., Elsworth, Y. P., Tayar, J., et al. 2018, *ApJS*, 239, 32, doi: [10.3847/1538-4365/aaebfd](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaebfd)
- Plez, B. 2012, Turbospectrum: Code for spectral synthesis, *Astrophysics Source Code Library*. <http://ascl.net/1205.004>
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62, doi: [10.1006/icar.1996.0190](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0190)

- Ramírez, I., Khanal, S., Aleo, P., et al. 2015, *ApJ*, 808, 13, doi: [10.1088/0004-637X/808/1/13](https://doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/13)
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Bouvier, J., et al. 2016, *AJ*, 152, 113, doi: [10.3847/0004-6256/152/5/113](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/5/113)
- Reffert, S., Bergmann, C., Quirrenbach, A., Trifonov, T., & Künstler, A. 2015, *A&A*, 574, A116, doi: [10.1051/0004-6361/201322360](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322360)
- Reiners, A. 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 1, doi: [10.12942/lrsp-2012-1](https://doi.org/10.12942/lrsp-2012-1)
- Reiners, A., & Basri, G. 2006, *ApJ*, 644, 497, doi: [10.1086/503324](https://doi.org/10.1086/503324)
- Rogers, L. A. 2015, *ApJ*, 801, 41, doi: [10.1088/0004-637X/801/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637X/801/1/41)
- Rojas-Ayala, B., Covey, K. R., Muirhead, P. S., & Lloyd, J. P. 2010, *ApJ*, 720, L113, doi: [10.1088/2041-8205/720/1/L113](https://doi.org/10.1088/2041-8205/720/1/L113)
- Rojas-Ayala, B., Covey, K. R., Muirhead, P. S., & Lloyd, J. P. 2012, *ApJ*, 748, 93, doi: [10.1088/0004-637X/748/2/93](https://doi.org/10.1088/0004-637X/748/2/93)
- Rowe, J. F., Coughlin, J. L., Antoci, V., et al. 2015, *ApJS*, 217, 16, doi: [10.1088/0067-0049/217/1/16](https://doi.org/10.1088/0067-0049/217/1/16)
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, *Phys. Scr*, 90, 054005, doi: [10.1088/0031-8949/90/5/054005](https://doi.org/10.1088/0031-8949/90/5/054005)
- Saar, S. H. 1994, in *IAU Symposium*, Vol. 154, *Infrared Solar Physics*, ed. D. M. Rabin, J. T. Jefferies, & C. Lindsey, 493
- Saar, S. H., & Linsky, J. L. 1985, *ApJ*, 299, L47, doi: [10.1086/184578](https://doi.org/10.1086/184578)
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019, doi: [10.1051/0004-6361:20010648](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010648)
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153, doi: [10.1051/0004-6361:20034469](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034469)
- Sarro, L. M., Bouy, H., Berihuete, A., et al. 2014, *A&A*, 563, A45, doi: [10.1051/0004-6361/201322413](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322413)
- Schlaufman, K. C. 2015, *ApJ*, 799, L26, doi: [10.1088/2041-8205/799/2/L26](https://doi.org/10.1088/2041-8205/799/2/L26)
- Schlaufman, K. C., & Laughlin, G. 2010, *A&A*, 519, A105, doi: [10.1051/0004-6361/201015016](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015016)
- Schlaufman, K. C., & Laughlin, G. 2011, *ApJ*, 738, 177, doi: [10.1088/0004-637X/738/2/177](https://doi.org/10.1088/0004-637X/738/2/177)
- Schuler, S. C., Flateau, D., Cunha, K., et al. 2011, *ApJ*, 732, 55, doi: [10.1088/0004-637X/732/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/1/55)
- Schuler, S. C., Plunkett, A. L., King, J. R., & Pinsonneault, M. H. 2010, *PASP*, 122, 766, doi: [10.1086/655026](https://doi.org/10.1086/655026)
- Schuler, S. C., Vaz, Z. A., Katime Santrich, O. J., et al. 2015, *ApJ*, 815, 5, doi: [10.1088/0004-637X/815/1/5](https://doi.org/10.1088/0004-637X/815/1/5)
- Seager, S., & Mallén-Ornelas, G. 2003, *ApJ*, 585, 1038, doi: [10.1086/346105](https://doi.org/10.1086/346105)
- Serenelli, A., Johnson, J., Huber, D., et al. 2017, *ApJS*, 233, 23, doi: [10.3847/1538-4365/aa97df](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aa97df)
- Shields, A. L., Ballard, S., & Johnson, J. A. 2016, *Phys. Rep.*, 663, 1, doi: [10.1016/j.physrep.2016.10.003](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.10.003)
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Silburt, A., Gaidos, E., & Wu, Y. 2015, *ApJ*, 799, 180, doi: [10.1088/0004-637X/799/2/180](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/180)
- Silva Aguirre, V., Davies, G. R., Basu, S., et al. 2015, *MNRAS*, 452, 2127, doi: [10.1093/mnras/stv1388](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1388)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163, doi: [10.1086/498708](https://doi.org/10.1086/498708)
- Smith, V. V., Cunha, K., Shetrone, M. D., et al. 2013, *ApJ*, 765, 16, doi: [10.1088/0004-637X/765/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/1/16)
- Snedden, C. A. 1973, PhD thesis, The University of Texas at Austin
- Soderblom, D. R., Laskar, T., Valenti, J. A., Stauffer, J. R., & Rebull, L. M. 2009, *AJ*, 138, 1292, doi: [10.1088/0004-6256/138/5/1292](https://doi.org/10.1088/0004-6256/138/5/1292)
- Somers, G., & Pinsonneault, M. H. 2015, *ApJ*, 807, 174, doi: [10.1088/0004-637X/807/2/174](https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/2/174)
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Adibekyan, V., Delgado-Mena, E., & Israelian, G. 2015, *A&A*, 577, A67, doi: [10.1051/0004-6361/201425463](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425463)
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., & Monteiro, M. J. P. F. G. 2007, *A&A*, 469, 783, doi: [10.1051/0004-6361:20077288](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077288)
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., & Udry, S. 2011, *A&A*, 533, A141, doi: [10.1051/0004-6361/201117699](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117699)
- Sousa, S. G., Santos, N. C., Mayor, M., et al. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 348, 70373

- Sousa, S. G., Santos, N. C., Adibekyan, V., et al. 2014, *A&A*, 561, A21, doi: [10.1051/0004-6361/201322290](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322290)
- Souto, D., Cunha, K., García-Hernández, D. A., et al. 2017, *ApJ*, 835, 239, doi: [10.3847/1538-4357/835/2/239](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/239)
- Souto, D., Unterborn, C. T., Smith, V. V., et al. 2018, *ApJ*, 860, L15, doi: [10.3847/2041-8213/aac896](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aac896)
- Sozzetti, A. 2004, *MNRAS*, 354, 1194, doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.08281.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08281.x)
- Stassun, K., David, T. J., Conroy, K. E., et al. 2016, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 228, American Astronomical Society Meeting Abstracts #228, 102.08
- Stauffer, J., Rebull, L., Bouvier, J., et al. 2016, *AJ*, 152, 115, doi: [10.3847/0004-6256/152/5/115](https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/5/115)
- Stauffer, J. R., & Hartmann, L. W. 1987, *ApJ*, 318, 337, doi: [10.1086/165371](https://doi.org/10.1086/165371)
- Stauffer, J. R., Jones, B. F., Backman, D., et al. 2003, *AJ*, 126, 833, doi: [10.1086/376739](https://doi.org/10.1086/376739)
- Stauffer, J. R., Schild, R., Barrado y Navascués, D., et al. 1998, *ApJ*, 504, 805, doi: [10.1086/306095](https://doi.org/10.1086/306095)
- Terrien, R. C., Mahadevan, S., Bender, C. F., et al. 2012, *ApJ*, 747, L38, doi: [10.1088/2041-8205/747/2/L38](https://doi.org/10.1088/2041-8205/747/2/L38)
- Terrien, R. C., Mahadevan, S., Deshpande, R., & Bender, C. F. 2015, *ApJS*, 220, 16, doi: [10.1088/0067-0049/220/1/16](https://doi.org/10.1088/0067-0049/220/1/16)
- Teske, J. K., Cunha, K., Smith, V. V., Schuler, S. C., & Griffith, C. A. 2014, *ApJ*, 788, 39, doi: [10.1088/0004-637X/788/1/39](https://doi.org/10.1088/0004-637X/788/1/39)
- Thiabaud, A., Marboeuf, U., Alibert, Y., et al. 2014, *A&A*, 562, A27, doi: [10.1051/0004-6361/201322208](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322208)
- Thiabaud, A., Marboeuf, U., Alibert, Y., Leya, I., & Metzger, K. 2015, *A&A*, 580, A30, doi: [10.1051/0004-6361/201525963](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525963)
- Thompson, S. E., Mullally, F., Coughlin, J., et al. 2015, *ApJ*, 812, 46, doi: [10.1088/0004-637X/812/1/46](https://doi.org/10.1088/0004-637X/812/1/46)
- Thompson, S. E., Coughlin, J. L., Hoffman, K., et al. 2018, *ApJS*, 235, 38, doi: [10.3847/1538-4365/aa4f9](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aa4f9)
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *ApJ*, 621, 1049, doi: [10.1086/427204](https://doi.org/10.1086/427204)
- Trumpler, R. J. 1921, *Lick Observatory Bulletin*, 10, 110, doi: [10.5479/ADS/bib/1921LicOB.10.110T](https://doi.org/10.5479/ADS/bib/1921LicOB.10.110T)
- Tsantaki, M., Sousa, S. G., Adibekyan, V. Z., et al. 2013, *A&A*, 555, A150, doi: [10.1051/0004-6361/201321103](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321103)
- Tychoniec, Ł., Tobin, J. J., Karska, A., et al. 2018, *ApJS*, 238, 19, doi: [10.3847/1538-4365/aaceae](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaceae)
- Udry, S., & Santos, N. C. 2007, *ARA&A*, 45, 397, doi: [10.1146/annurev.astro.45.051806.110529](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110529)
- Udry, S., Mayor, M., Benz, W., et al. 2006, *A&A*, 447, 361, doi: [10.1051/0004-6361:20054084](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054084)
- Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M., & Piskunov, N. E. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 223, 11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ed. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio, 1579
- Valenti, J. A., & Piskunov, N. 1996, *A&AS*, 118, 595
- Van Eylen, V., Agentoft, C., Lundkvist, M. S., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 4786, doi: [10.1093/mnras/sty1783](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1783)
- Veyette, M. J., Muirhead, P. S., Mann, A. W., & Allard, F. 2016, *ApJ*, 828, 95, doi: [10.3847/0004-637X/828/2/95](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/95)
- Vogt, S. S., Allen, S. L., Bigelow, B. C., et al. 1994, in *Proc. SPIE*, Vol. 2198, Instrumentation in Astronomy VIII, ed. D. L. Crawford & E. R. Craine, 362
- Vorobyov, E. I., & Elbakyan, V. G. 2018, *A&A*, 618, A7, doi: [10.1051/0004-6361/201833226](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833226)
- Wallace, L., Hinkle, K., & Livingston, W. 2000, *An atlas of sunspot umbral spectra in the visible, from 15,000 to 25,500 cm(-1) (3920 to 6664 [Angstrom])*
- Wang, J., & Fischer, D. A. 2015, *AJ*, 149, 14, doi: [10.1088/0004-6256/149/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-6256/149/1/14)
- Weiss, L. M., & Marcy, G. W. 2014, *ApJ*, 783, L6, doi: [10.1088/2041-8205/783/1/L6](https://doi.org/10.1088/2041-8205/783/1/L6)
- West, R. G., Gillen, E., Bayliss, D., et al. 2018, *ArXiv e-prints*. <https://arxiv.org/abs/1809.00678>
- Wilson, J. C., Hearty, F., Skrutskie, M. F., et al. 2010, in *Proc. SPIE*, Vol. 7735, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III, 77351C
- Wilson, R. F., Teske, J., Majewski, S. R., et al. 2018, *AJ*, 155, 68, doi: [10.3847/1538-3881/aa9f27](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa9f27)
- Winn, J. N., Sanchis-Ojeda, R., Rogers, L., et al. 2017, *AJ*, 154, 60, doi: [10.3847/1538-3881/aa7b7c](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa7b7c)
- Wolfgang, A., Rogers, L. A., & Ford, E. B. 2016, *ApJ*, 825, 19, doi: [10.3847/0004-637X/825/1/19](https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/1/19)

- Woolf, V. M., & Wallerstein, G. 2005, MNRAS, 356, 963, doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.08515.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08515.x)
- Wu, Y., & Lithwick, Y. 2013, ApJ, 772, 74, doi: [10.1088/0004-637X/772/1/74](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/1/74)
- Yelle, R. V. 2004, Icarus, 170, 167, doi: [10.1016/j.icarus.2004.02.008](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.02.008)
- Youdin, A. N. 2011, ApJ, 742, 38, doi: [10.1088/0004-637X/742/1/38](https://doi.org/10.1088/0004-637X/742/1/38)
- Zhu, W. 2019, ApJ, 873, 8, doi: [10.3847/1538-4357/ab0205](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab0205)
- Zinn, J. C., Pinsonneault, M. H., Huber, D., & Stello, D. 2018, ArXiv e-prints. <https://arxiv.org/abs/1805.02650>