



**HAL**  
open science

# Détection et caractérisation de planètes en transit autour des naines M

Anaël Wunsche

► **To cite this version:**

Anaël Wunsche. Détection et caractérisation de planètes en transit autour des naines M. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY001 . tel-01822976

**HAL Id: tel-01822976**

**<https://theses.hal.science/tel-01822976v1>**

Submitted on 25 Jun 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : Astrophysique et Milieux Dilués

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Anaël WUNSCHÉ**

Thèse dirigée par **Xavier BONFILS**

préparée au sein du **Laboratoire Institut de Planetologie et  
d'Astrophysique de Grenoble**  
dans l'**École Doctorale Physique**

### **Détection et caractérisation de planètes en transit autour des naines M**

### **Detection and characterisation of planets in transit around M dwarfs**

Thèse soutenue publiquement le **12 janvier 2018**,  
devant le jury composé de :

**Monsieur GUILLAUME HEBRARD**

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PARIS,  
Rapporteur

**Monsieur SYLVESTRE LACOUR**

CHARGE DE RECHERCHE, CNRS ILE-DE-FRANCE OUEST ET NORD,  
Rapporteur

**Monsieur DAVID EHRENREICH**

PROFESSEUR, UNIVERSITE DE GENEVE - SUISSE, Examineur

**Monsieur XAVIER DELFOSSE**

ASTRONOME, OBSERVATOIRE SCIENCES UNIVERS - GRENOBLE,  
Président

**Monsieur JEAN-PHILIPPE BERGER**

ASTRONOME, OBSERVATOIRE SCIENCES UNIVERS - GRENOBLE,  
Examineur





# Résumé

Depuis la première détection d'une planète extrasolaire autour d'une étoile de type solaire par Mayor et Queloz (1995), plus de 3000 planètes ont été découvertes. La découverte de planètes de type terrestre et la recherche de biomarqueurs dans leur atmosphère sont parmi les principaux objectifs de l'astronomie du XXI<sup>ème</sup> siècle. Nous nous tournons vers la découverte et la caractérisation des planètes situées dans la zone habitable de leur étoile hôte.

La méthode des vitesses radiales (VRs) consiste à mesurer le mouvement réflexe de l'étoile induit par des planètes en orbite. D'autre part, grâce à la photométrie, on peut mesurer la diminution de flux reçu lors du passage d'une planète entre l'étoile ciblée et notre télescope : Il s'agit alors d'un transit. Ces techniques sont complémentaires pour mieux comprendre les systèmes extrasolaires. Cependant, pour atteindre les précisions nécessaires à la détection de Terres ou super-Terres, il est nécessaire de concevoir des instruments très stables, de comprendre les effets systématiques dus à l'atmosphère et tenter de les corriger.

La recherche de planètes orbitant autour des étoiles de faibles masses permet d'atteindre dès aujourd'hui des planètes telluriques dans la zone habitable. En effet, en gardant tout autre paramètre égal, le mouvement réflexe (et donc l'amplitude de la variation VR) sera plus grand. De même, un transit sera plus profond si l'étoile centrale est une naine M que pour une étoile de type solaire. De plus, ces étoiles ont une plus faible luminosité que les étoiles de type solaire. Il en résulte que les planètes dans la zone habitable ont des périodes orbitales plus courtes ( $\sim 50$  jours pour les naines M contre  $\sim 360$  jours pour des étoiles de type solaire).

Cette thèse s'inscrit dans une démarche de détections et de caractérisations de planètes en zone habitable de naines M. Pour cela, j'ai observé des naines M avec le spectrographe HARPS, permettant la découverte ou la caractérisation de 24 planètes, qui pourront servir à constituer ou préciser les catalogues de suivi photométriques.

En particulier, le projet ExTrA vise à utiliser la photométrie pour détecter des transits en utilisant une nouvelle méthode : la spectrophotométrie différentielle. Elle permet d'améliorer la qualité des courbes de lumière en s'affranchissant d'effets systématiques causés par l'atmosphère. J'introduis l'un d'eux : l'extinction atmosphérique de second ordre, aussi appelé *effet de couleur* et le simule pour la première fois en fonction de divers paramètres d'observations (des conditions atmosphériques aux étoiles ciblées).

Je formalise ensuite la technique de spectrophotométrie et simule le gain apporté par la résolution spectrale sur la précision photométrique. Ces simulations prennent en compte les conditions atmosphériques les plus impactantes pour l'effet de couleur (la masse d'air, la quantité de vapeur d'eau) mais également le type d'étoile ciblé (température, gravité, activité) et la résolution spectrale ( $R < 4000$ ).

Enfin, il n'existait pas de méthodes numériques spécifiques au projet ExTrA pour traiter les données de spectrophotométrie. Avec l'objectif de corriger les effets systématiques restants dans les courbes de lumière tout en ajustant d'éventuels transits, j'ai développé un nouvel algorithme et j'en expose les premiers résultats.



# Abstract

Since the first detection of an extrasolar planet orbiting a Sun-like star by Mayor and Queloz (1995), more than 3000 have been discovered. Discovering telluric planets and searching for biomarkers in their atmospheres are among the main objectives of the 21<sup>st</sup> century. Hence, our interest is focused on finding and characterising planets located in the habitable zone of their host star.

On one hand, the method known as radial velocities (RV) consists in the measure of the star's reflex motion induced by orbiting planets. On the other hand, thanks to photometry, we can measure the drop of flux when a planet transits in front of its host star. These techniques are complementary to better understand extrasolar systems. However, in order to reach the precisions necessary to detect an Earth-like planet or a super-Earth, we need very stable instruments as well as the understanding and removal of earth's atmosphere systematic effects.

Searching planets orbiting low mass stars, we already have access to telluric planets in the habitable zone. Indeed, everything else being equal, a lower mass of the host star implies a larger reflex motion, and thus a larger RV amplitude. A transit will be deeper if the central star is a M dwarf compared to a Sun-like star. Moreover, the lower luminosity of M dwarfs implies shorter orbital periods from planets in the habitable zone ( $\sim 50$  days against  $\sim 360$  days, for M dwarfs compared to solar-type stars, respectively).

In this context, this thesis aims to improve the detection and characterisation of planets in the habitable zone of M dwarfs. I observed some of these stars with the HARPS spectrograph, leading to the discovery or the characterisation of 24 planets, which helps us building or precisising catalogues of photometric follow-up.

In particular, the ExTrA project uses photometry to detect transits using a brand new method : differential spectrophotometry. It improves the light curves quality eliminating systematic effects caused by earth's atmosphere. I present one these systematics, second order atmospheric extinction also know as *color effect*, and simulate it for the first time in function of observations parameters (from atmosphere conditions to target and comparison stars).

Then, I formalise the technique of spectrophotometry and simulate the gain brought by the addition of spectral resolution to photometric precision. These simulations take in account the atmospheric conditions affecting the color effect (airmass, precipitate water vapor) but also the type of the stars (temperature, gravity, spots), and the spectral resolution ( $R < 4000$ ).

Lastly, there were no numerical methods for the treatment of ExTrA's data at the beginning of this work. I developed a new algorithm aiming to correct systematics using the spectral dimension while finding and fitting transits in light curves. I expose the first results obtained from simulations and photometric tests of ExTrA.



# Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Liste d'acronymes employés	1
<b>I Contexte scientifique</b>	<b>3</b>
<b>1 Exoplanètes : détection et caractérisation</b>	<b>5</b>
1.1 Exoplanètes . . . . .	6
1.1.1 Définition . . . . .	6
1.1.2 Formation planétaire . . . . .	6
1.1.3 L'orbite d'une planète . . . . .	7
1.1.4 Diversité d'exoplanètes . . . . .	9
1.2 Méthodes de détections . . . . .	11
1.2.1 Vitesses radiales . . . . .	11
1.2.2 Transits . . . . .	14
1.3 Caractérisation . . . . .	21
1.3.1 Diagramme masse-rayon . . . . .	21
1.3.2 Spectroscopie de transits . . . . .	21
1.3.3 Effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	23
<b>2 Vers des Exo-Terres Habitables</b>	<b>25</b>
2.1 Habitabilité . . . . .	26
2.1.1 Zone habitable . . . . .	26
2.1.2 Systèmes favorables . . . . .	27
2.1.3 Caractéristiques planétaires . . . . .	29
2.1.4 Possibles Exo-Terres habitables . . . . .	31
2.2 Naines M : une opportunité . . . . .	33
2.2.1 Définition . . . . .	33
2.2.2 Transits autour de naines M . . . . .	33
2.2.3 Suivi en vitesses radiales . . . . .	35
2.2.4 Détection et caractérisation de transits via VRs . . . . .	35
2.3 ExTrA . . . . .	38
2.3.1 Objectifs . . . . .	38
2.3.2 Méthode . . . . .	38
2.3.3 Champs . . . . .	39
2.3.4 Campagne d'observation . . . . .	40
2.4 Mon travail de thèse . . . . .	42



<b>II</b>	<b>Photométrie différentielle depuis le sol</b>	<b>43</b>
<b>3</b>	<b>Théorie de la photométrie différentielle</b>	<b>45</b>
3.1	Transport radiatif . . . . .	46
3.1.1	Théorie . . . . .	46
3.1.2	Masse atmosphérique . . . . .	46
3.2	Modèles d'extinction . . . . .	47
3.2.1	Absorption moléculaire . . . . .	47
3.2.2	Diffusion Rayleigh . . . . .	48
3.2.3	Diffusion par aérosols . . . . .	49
3.3	Photométrie différentielle . . . . .	50
3.4	Bruits statistiques . . . . .	51
3.4.1	Bruit de photon . . . . .	51
3.4.2	Courant d'obscurité . . . . .	51
3.4.3	Bruit de lecture . . . . .	52
3.4.4	Scintillation . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Effets systématiques</b>	<b>55</b>
4.1	Identification . . . . .	56
4.1.1	Effet de couleur atmosphérique . . . . .	56
4.1.2	Taches/activité stellaire(s) . . . . .	59
4.2	Simulation : effet de couleur . . . . .	61
4.2.1	Spectres . . . . .	61
4.2.2	Effet de couleur en bande large . . . . .	62
4.2.3	Effet de couleur et vapeur d'eau . . . . .	64
4.2.4	Effet de couleur et $\log(g)$ . . . . .	67
4.3	Simulation : Tache stellaire . . . . .	69
<b>III</b>	<b>Spectrophotométrie différentielle</b>	<b>73</b>
<b>5</b>	<b>Méthode de spectrophotométrie et simulation de l'effet de couleur</b>	<b>75</b>
5.1	Méthode instrumentale . . . . .	76
5.1.1	Description de l'instrument . . . . .	76
5.1.2	Calibration . . . . .	78
5.1.3	Courbes de lumières et systématique globale . . . . .	79
5.2	Modèle simplifié . . . . .	80
5.2.1	Modèle linéaire . . . . .	80
5.2.2	Modèle avec raies spectrales . . . . .	83
5.2.3	Comportement de $s$ : Résumé . . . . .	86
5.3	Modèle complexe . . . . .	88
5.3.1	Spectres de systématiques . . . . .	88
5.3.2	Systématique globale et résolution spectrale . . . . .	91
5.3.3	Dépendance en $\log(g)$ . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Performance du projet ExTrA</b>	<b>95</b>
6.1	Gain apporté par la résolution . . . . .	96
6.1.1	Effet de couleur sans résolution spectrale . . . . .	96
6.1.2	Effet de couleur en spectrophotométrie . . . . .	97
6.2	Budget d'erreurs et ETC . . . . .	98
6.2.1	Budget d'erreur . . . . .	98
6.2.2	ETC ExTrA . . . . .	100
6.3	Calibration de l'effet de couleur en laboratoire . . . . .	104

6.3.1	Description des tests photométriques . . . . .	104
6.3.2	Spectrophotométrie différentielle . . . . .	106
<b>IV</b>	<b>Traitement numérique des données de spectrophotométrie</b>	<b>109</b>
<b>7</b>	<b>Traitements numériques connus</b>	<b>111</b>
7.1	Méthode BLS . . . . .	112
7.1.1	Considérations préliminaires . . . . .	112
7.1.2	Formulation mathématique . . . . .	112
7.2	Méthode TFA . . . . .	115
7.2.1	Considérations préliminaires . . . . .	115
7.2.2	Formulation mathématique . . . . .	116
7.3	Méthode PCA . . . . .	117
7.3.1	Considérations préliminaires . . . . .	117
7.3.2	Formulation mathématique . . . . .	117
7.4	Méthode Sysrem . . . . .	119
7.4.1	Considérations préliminaires . . . . .	119
7.4.2	Formulation mathématique . . . . .	119
7.5	Filtrer et ajuster un signal périodique en simultané . . . . .	121
<b>8</b>	<b>Une méthode numérique pour ExTrA</b>	<b>125</b>
8.1	Modèle de systématiques et de transit . . . . .	126
8.1.1	Adaptation à la résolution spectrale et à la recherche de transit . . . . .	126
8.1.2	Données simulées . . . . .	127
8.2	Résultats sur un transit connu . . . . .	129
8.2.1	Données sans bruits ajoutés . . . . .	129
8.2.2	Ajout de bruit corrélé . . . . .	133
8.2.3	Résolution Spectrale . . . . .	134
8.3	Le cas de GJ1214 . . . . .	137
8.3.1	Identité . . . . .	137
8.3.2	Fabrication des données . . . . .	139
8.3.3	Résultats de l'algorithme . . . . .	144
8.3.4	Résolution spectrale . . . . .	146
8.4	Application aux données de calibrations . . . . .	148
8.5	Cas d'un transit inconnu . . . . .	151
8.5.1	Grille de modèle . . . . .	151
8.5.2	Résultats bruts . . . . .	152
8.5.3	Marginalisation . . . . .	154
8.5.4	Priors . . . . .	156
<b>V</b>	<b>Observations HARPS</b>	<b>159</b>
<b>9</b>	<b>Détection et caractérisation de transits via VRs</b>	<b>161</b>
9.1	K2-3 : 3 planètes . . . . .	162
9.2	GJ1132 : 2 planètes . . . . .	162
9.3	K2-18 : 2 planètes . . . . .	163
9.4	GJ3138, GJ3323, GJ273, GJ628, GJ3293 : 12 planètes . . . . .	163
9.5	GJ536 : 1 planète . . . . .	164
9.6	YZ Cet : 3 planètes . . . . .	164
9.7	LHS1140 : 1 planète . . . . .	164
<b>Conclusion</b>		<b>165</b>

Bibliographie	169
A Expression de la magnitude dans une bande finie selon Budding & Demircan	185
B Modèle-jouet : Gain en précision avec résolution spectrale	187
C Performances ExTrA : gain en précision pour différents types spectraux	189
D Algorithme d'ajustement pour ExTrA : Mode d'emploi	193
E Articles	195

# Table des figures

1.1	Formation d'un système planétaire . . . . .	7
1.2	Orbite keplérienne . . . . .	9
1.3	Exemple de courbe VR . . . . .	12
1.4	Périodogramme des résidus du modèle à 4 planètes : 55Cnc . . . . .	14
1.5	Courbe de transit . . . . .	15
1.6	Courbe de transit $n^\circ$ . . . . .	15
1.7	Latitude d'un transit . . . . .	17
1.8	Schéma TTV . . . . .	17
1.9	Diagramme masse-rayon . . . . .	22
1.10	Spectroscopie du transit de HD209458b . . . . .	23
1.11	Effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	24
2.1	Schéma zone habitable . . . . .	27
2.2	Diagramme d'Herzprung-Russell . . . . .	33
2.3	Détection en VR versus nombre de mesures . . . . .	36
2.4	Caméra NIRvana . . . . .	39
2.5	Spectres de naines M5, M9 et L3 . . . . .	40
3.1	Magnitude versus Distance angulaire par rapport au zénith . . . . .	46
3.2	Absorption et niveaux d'énergie . . . . .	47
3.3	Spectres de transmission atmosphérique visible et IR . . . . .	48
3.4	Schéma scintillation . . . . .	53
4.1	Courbe de lumière OGLE . . . . .	56
4.2	Courbes de bruits . . . . .	56
4.3	Effet de couleur - Modèle simplifié . . . . .	58
4.4	Effet de couleur et taches stellaires . . . . .	60
4.5	Comparaison grilles NextGen et Phoenix d'atmosphères stellaires . . . . .	62
4.6	Modèle de transmission atmosphérique . . . . .	63
4.7	Effet de couleur versus $T_{eff}$ . . . . .	64
4.8	Effet de couleur pour les bandes photométriques usuelles . . . . .	65
4.9	Effet de couleur avec variation de la quantité de vapeur d'eau . . . . .	66
4.10	Effet de couleur (pwv) versus $T_{eff}$ . . . . .	66
4.11	Effet de couleur pour une différence de gravité entre les étoiles . . . . .	68
4.12	Effet de couleur versus $T_{taches}$ - Étoile K . . . . .	70
4.13	Effet de couleur versus $T_{taches}$ - Étoile M . . . . .	71
5.1	Schéma de l'instrument : du ciel aux logiciels . . . . .	77
5.2	Configurations du spectrographe . . . . .	78
5.3	Simulation : Spectres transmis . . . . .	80
5.4	Simulation : rapport de couleur . . . . .	81
5.5	Simulation : Spectre de systématiques . . . . .	82
5.6	Simulation : Effet de couleur versus Résolution . . . . .	83

5.7	Simulation : Spectres avec raie . . . . .	84
5.8	Simulation avec raie : Rapport de couleur . . . . .	85
5.9	Simulation avec raie : Spectre de systématiques . . . . .	85
5.10	Simulation avec raie : Effet de couleur versus Résolution . . . . .	86
5.11	Simulation avec raie : Effet de couleur versus Résolution - zoom . . . . .	86
5.12	Simulation : spectres d'entrée . . . . .	89
5.13	Simulation : Spectre de systématiques en bande J . . . . .	89
5.14	Simulation : Systématique en fonction de la taille de la bande . . . . .	90
5.15	Simulation : Effet de couleur versus Résolution - bande J . . . . .	91
5.16	Simulation : Effet de couleur versus Résolution versus bande spectrale . . . . .	92
5.17	Simulation : Effet de couleur versus Résolution versus $\log g$ - bande J . . . . .	94
5.18	Simulation : Effet de couleur minimal et effet de couleur à résolution de ExTrA . . . . .	94
6.1	Effet de couleur versus $T_{eff}$ - ExTrA . . . . .	96
6.2	Effet de couleur versus Résolution - bande ExTrA . . . . .	98
6.3	Budget d'erreur ExTrA . . . . .	99
6.4	Spectres simulés de variations de l'émission atmosphérique avec la Lune ou par changement d'ouverture des fibres . . . . .	101
6.5	Spectres stellaires à la résolution de ExTrA . . . . .	103
6.6	Test photométriques : Spectres lampes . . . . .	105
6.7	Tests photométriques : Courbe de lumière . . . . .	106
6.8	Tests photométriques : Variation moyenne et <i>rms</i> . . . . .	106
6.9	Tests photométriques : Gain avec la résolution . . . . .	107
7.1	Exemple de méthode BLS . . . . .	113
7.2	Comparaison méthode BLS et TFA . . . . .	115
7.3	Comparaison méthode PCA et SYSREM . . . . .	120
7.4	Recherche simultanée transit et systématiques . . . . .	121
8.1	Algorithme : Spectres d'entrée . . . . .	127
8.2	Algorithme : Cube de données . . . . .	128
8.3	Algorithme : ajustement large bande . . . . .	129
8.4	Algorithme : Ajustement des données de spectrophotométrie . . . . .	131
8.5	Algorithme : Résidus modèles linéaires et quadratiques . . . . .	132
8.6	Algorithme : Cube de données avec bruit en $f-1$ . . . . .	134
8.7	Algorithme : résultats avec bruits en $f-1$ . . . . .	135
8.8	Algorithme : Résultats en fonction de la résolution . . . . .	136
8.9	Diagramme Masse-rayon GJ1214b . . . . .	139
8.10	Algorithme : GJ1214 - spectres et masses d'air . . . . .	140
8.11	Algorithme : GJ1214 - cube de données . . . . .	142
8.12	Algorithme : GJ1214 - résultat de l'ajustement . . . . .	143
8.13	Algorithme : GJ1214 - résultat de l'ajustement avec résolution . . . . .	144
8.14	Algorithme : GJ1214 - Paramètres . . . . .	145
8.15	Algorithme : GJ1214 - Erreurs sur les paramètres . . . . .	145
8.16	Algorithme : GJ1214 - Qualité de l'ajustement et Détection versus résolution . . . . .	147
8.17	Algorithme : tests - Ajustement . . . . .	149
8.18	Algorithme : tests - paramètres du modèle linéaire . . . . .	149
8.19	Algorithme : tests - paramètres du modèle quadratique . . . . .	150
8.20	Algorithme : Grille ( $p_E, p_T$ ) . . . . .	151
8.21	Algorithme : Résultat bruts sans transit - grille . . . . .	152
8.22	Algorithme : Résultat bruts avec transit - grille . . . . .	153
8.23	Algorithme : Probabilité de détection avec et sans transit . . . . .	155
8.24	Algorithme : Probabilité maximale versus D . . . . .	155

B.1	Annexe : Toy-model . . . . .	188
C.1	Annexe : Performances ExTrA versus $T_{eff}$ . . . . .	190
C.2	Annexe : Performance ExTrA - $R_{S_{min}}$ & $S_{R=200}$ . . . . .	191
D.1	Annexe : Algorithme - Mode d'emploi . . . . .	194



# Liste des tableaux

1.1	Tableau des études récentes sur les fréquences de planètes autour d'étoiles de types F, G et K. . . . .	10
1.2	Résumé non-exhaustif des recherches d'exoplanètes depuis l'espace et le sol (passé, présent, futur). . . . .	20
6.1	Tableau comparatif de quelques valeurs test du calculateur de temps de pose pour le projet ExTrA. . . . .	102
8.1	Résumé des paramètres de l'étoile GJ1214 et de la planète GJ1214b. . . . .	138
8.2	Détails simulation de GJ1214 . . . . .	139





# Acronymes

ARIEL	Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey
CCD	Charge-Coupled Device
CHEOPS	CHaracterising ExOPlanets Satellite
CoRoT	COnvection, ROtation and planetary Transits
CRIRES	CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph
CTIO	Cerro Tololo Inter-American Observatory
ESPRESSO	Echelle SPectrograph for Rocky Exoplanets and Stable Spectroscopic Observations
ExTrA	Exoplanet in Transit and their Atmosphere
FLWO	Fred Lawrence Whipple Observatory
HATnet	Hungarian Automated Telescopes network
HDS	High Dispersion Spectrograph
HST	Hubble Space Telescope
IGRINS	Immersion Grating Infrared Spectrograph
IPAG	Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
JWST	James Webb Space Telescope
MOST	Microvariability and Oscillations of Stars space telescope
NGTS	Next Generation Transit Survey
NIRSPEC	Near InfraRed Spectrograph
OGLE	Optical gravitational lensing experiment
PASS	Permanent All Sky Survey
PLATO	PLANetary Transits and Oscillations of stars
PCA	Principal Component Analysis
SNR	Signal to Noise Ratio
SPECULOOS	Search for habitable Planets EClipsing ULtra-cOOl Stars
SPIROU	SPectropolarimètre InfraROUge
STIS	Space Telescope Imaging Spectrograph
SYSREM	Systematics Removal
TESS	Transiting Exoplanet Survey Satellite
TFA	Trend Filtering Algorithm
TRAPPIST	Transiting Planets and Planetesimals Small Telescope
VLT	Very Large Telescope
VR	Vitesses Radiales
SuperWASP	Wide Angle Search for exoPlanets
WFC3	Wide Field Camera 3
ZH	Zone Habitable



Première partie  
Contexte scientifique



# Chapitre 1

## Exoplanètes : détection et caractérisation

### Sommaire

---

<b>1.1 Exoplanètes . . . . .</b>	<b>6</b>
1.1.1 Définition . . . . .	6
1.1.2 Formation planétaire . . . . .	6
1.1.3 L'orbite d'une planète . . . . .	7
1.1.4 Diversité d'exoplanètes . . . . .	9
<b>1.2 Méthodes de détections . . . . .</b>	<b>11</b>
1.2.1 Vitesses radiales . . . . .	11
1.2.2 Transits . . . . .	14
<b>1.3 Caractérisation . . . . .</b>	<b>21</b>
1.3.1 Diagramme masse-rayon . . . . .	21
1.3.2 Spectroscopie de transits . . . . .	21
1.3.3 Effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	23

---

Qu'est-ce qu'une exoplanète ? Comment peut-on en détecter et comment peut-on les caractériser ?

## 1.1 Exoplanètes

### 1.1.1 Définition

Le mot *planète* vient de "*πλανητης αστηρης*" en grecque, *planetes asteres* en alphabet latin, qui signifie "astre en mouvement" ou "astre errant". Il a été formé pour désigner les objets célestes qui apparaissent mobiles sur la voûte celeste, en contraste avec les "étoiles" qui apparaissent immobiles sur la voûte céleste. Une planète désignait à l'origine autant Mercure, Venus, Mars, Jupiter, Saturne que la Lune ou le Soleil. Suite à la révolution copernicienne au XVI<sup>e</sup> siècle (Copernicus 1543), le système héliocentrique a supplanté les anciens systèmes. La Lune et le Soleil ont été écartés de cette liste, remplacés par la Terre. Plus tard, Uranus, Neptune et Pluton ont été ajoutées. L'histoire de ce répertoire de planètes ne s'arrête pas là. En 2006, une nouvelle définition de planète est adoptée, déclassant Pluton dans la catégorie des planètes naines avec un ensemble de corps de tailles intermédiaires trouvés aux abords de la ceinture de Kuiper. De plus, une étude récente (Batygin et Brown 2016) met en évidence l'existence possible d'une neuvième planète. Celle-ci influencerait la répartition des trajectoires et des objets dans la ceinture de Kuiper. Elle n'a pas encore été vue cependant, à cause de son éloignement car elle a à priori une faible luminosité et sa position reste inconnue.

Cela pose des questions cruciales : quels critères permettent de définir une planète ? Sa sphéricité ? Sa capacité à retenir une atmosphère ? Son influence sur les objets de son environnement ? A-t-on besoin de l'opposer au terme "étoile" ? Par l'existence même de ces questions-débats on constate que certains aspects sont encore flous.

La définition officielle de l'Union Astronomique Internationale (IAU<sup>1</sup>) est la suivante. Une planète :

- est un corps céleste qui est en orbite autour du Soleil ;
- possède une masse suffisante pour parvenir à un équilibre hydrostatique (une forme presque ronde) ;
- est un objet dont la masse est inférieure à la masse critique au delà de laquelle la fusion du deutérium débute ( $M_{crit} = 13M_{Jup}$  calculé pour un objet de métallicité solaire, voir Chabrier *et al.* (2000)). Au delà de cette masse, il s'agit d'une "*naine brune*".
- "a nettoyé" son orbite. Elle est seule sur cette orbite.

**Remarque 1** Par extension l'IAU définit les exoplanètes comme des planètes orbitant autour d'autres étoiles que le Soleil. Tout comme une planète, sa masse doit être inférieure à la masse de fusion du deutérium (IAU 2006). Elle doit être supérieure à celle de la planète la plus légère du système solaire (Mercure) et avoir nettoyé son orbite.

**Remarque 2** Un objet de masse planétaire, qui n'orbite pas autour d'une étoile, est nommé "*sous-naine-brune*".

### 1.1.2 Formation planétaire

L'une des grandes questions qui occupent les penseurs et chercheurs d'aujourd'hui est : quelle est l'origine de notre système solaire, des planètes et de la vie ? En étudiant le système solaire, de nombreux indices sur notre histoire sont à notre disposition. Mais en observant d'autres systèmes planétaires nous étudions les résultats des mêmes mécanismes. Comparé aux systèmes extra-solaires observés à ce jour, le système solaire est unique. Pourtant, c'est en étudiant l'ensemble des exoplanètes et la diversité des systèmes planétaires que nous nous confrontons à l'histoire de la formation de notre planète et de son évolution.

Le scénario de la formation de notre système, largement admis, est illustré en figure 1.1.

---

1. <https://www.iau.org/>

Il peut être résumé de la manière suivante. Le Soleil s'est formé à partir d'un nuage moléculaire. Au sein de ce nuage, la matière se fragmente et se regroupe en petits amas. C'est de ces fragments que les étoiles naissent. La masse des premiers noyaux de matières varie entre une fraction de la masse solaire et plusieurs fois la masse solaire. Cela devient une nébuleuse protostellaire. Chaque nébuleuse débute avec une certaine quantité de moment cinétique et durant l'effondrement de la nébuleuse sur le coeur préstellaire, la loi de conservation du moment cinétique a pour conséquence l'accélération de la rotation de l'enveloppe qui tombe. Au lieu de simplement tomber, la conservation du moment cinétique force le gaz à s'étendre vers l'extérieur, près du plan équatorial de l'étoile formant ainsi un disque (Description des mécanismes d'effondrement et de formation du disque : Inutsuka (2014); Joos *et al.* (2014). Pour une revue exhaustive de la formation stellaire, voir McKee et Ostriker (2007)). Le noyau grandit continuellement, formant alors une jeune protoétoile accompagné de son disque. Si la protoétoile est suffisamment massive ( $> 80M_{jup}$ ), il y a fusion de l'hydrogène. Dans le cas contraire, l'objet deviendra une naine brune. Lorsque l'astre est seulement âgé de 100000 ans environ, l'étoile a déjà obtenu la majeure partie de sa masse par accrétion et le disque et l'enveloppe ne dépassent pas 10 à 20% de la masse totale. Au stade suivant, le disque devient plus mince et se refroidit. De la matière moins volatile se condense en son sein, formant des grains. Les particules de poussières ont tendance à s'agglutiner ensemble dans l'environnement dense du disque, faisant grossir la taille des particules. Cela peut mener à la formation de planétésimaux mesurant plus de 1km de diamètre (Mécanismes de formation de planétésimaux expliqués dans Blum et Wurm 2008), à la base de la formation des planètes.

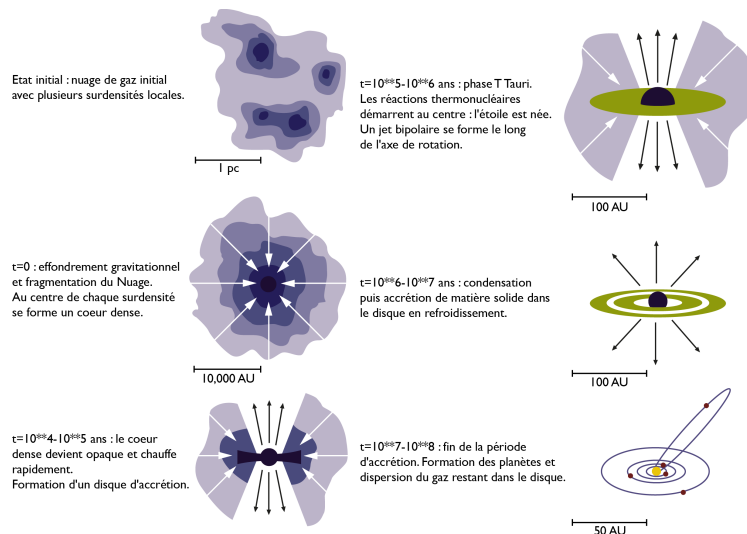


FIGURE 1.1 – Illustration de la formation d'un système planétaire. Crédit : Observatoire de Paris <https://www.obspm.fr/>

Nous observons tous les stades précédemment énoncés et tentons de relier nos observations avec l'histoire de notre Soleil. C'est la raison pour laquelle observer des systèmes jeunes est tout aussi riche en information que de voir un système évolué arborant une planète semblable à la Terre. Faire des autres étoiles un laboratoire de l'apparition de la vie et avoir accès à tous les stades de la formation planétaire est primordial pour comprendre notre propre histoire.

### 1.1.3 L'orbite d'une planète

Comprendre la formation et l'évolution des planètes passe par la connaissance de leur orbite.



Un couple étoile-planète est un système à deux corps liés gravitationnellement et chacun des objets se meut sur une trajectoire képlérienne : chacun orbite autour du barycentre du système et sa trajectoire décrit une ellipse dont l'un des foyers se confond avec le barycentre, les deux orbites étant contenues dans le même plan orbital. Une orbite képlérienne vue dans l'espace par un observateur extérieur est totalement décrite par sept éléments que l'on peut retrouver sur la figure 1.2 :

- le demi-grand axe  $a$  et l'excentricité  $e$  de l'ellipse caractérisent la taille et la forme de l'orbite;
- la période orbitale  $P$  (temps nécessaire à l'objet pour accomplir une orbite complète)
- un temps de référence  $T$  permet de spécifier la position de l'objet sur son orbite à un moment donné (par convention, ce temps de référence est pris à un passage de l'objet au péricentre de l'ellipse, et, pour une orbite circulaire, au passage de la ligne des noeuds quand la planète s'approche de nous)
- trois paramètres angulaires définissent l'orientation de l'observateur par rapport à l'orbite. L'inclinaison  $i$  correspond à l'angle entre le plan orbital et le plan du ciel (i.e. le plan comprenant le foyer de l'ellipse et qui soit perpendiculaire à la ligne de visée de l'observateur. On le définit parfois comme le plan tangent à la sphère céleste). La longitude du péricentre  $\omega$  donne l'angle entre la droite joignant le foyer de l'ellipse (barycentre du système) et son péricentre, et la ligne des noeuds ou intersection du plan orbital et du plan du ciel. Enfin, l'angle de position du noeud ascendant  $\Omega$  donne l'angle entre la ligne des noeuds et le Nord de l'observateur.

Les deux corps du système ont la même période orbitale et la même excentricité par définition. Les demi-grands axes  $a_*$ ,  $a_p$  et masses respectives  $M_*$ ,  $m_p$  de l'étoile hôte et de son compagnon, ainsi que la période  $P$  sont reliés par la troisième loi de Kepler :

$$\frac{P^2}{(a_* + a_p)^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_* + m_p)} \quad (1.1)$$

que l'on peut simplifier dans le cas d'un rapport de masse suffisamment faible (c'est-à-dire si  $M_* \gg m_p$ , ce qui est généralement le cas pour un couple étoile-planète) :

$$\frac{P^2}{a_p^3} = \frac{4\pi^2}{GM_*} \quad (1.2)$$

où  $G$  désigne la constante gravitationnelle. Rappelons enfin que l'on a également  $a_* = (m_p/M_*)a_p$ , et que la position des corps sur leur orbite respective est déphasée de  $\pi/2$  ( $\omega_p = \omega_* + 180^\circ$ ).

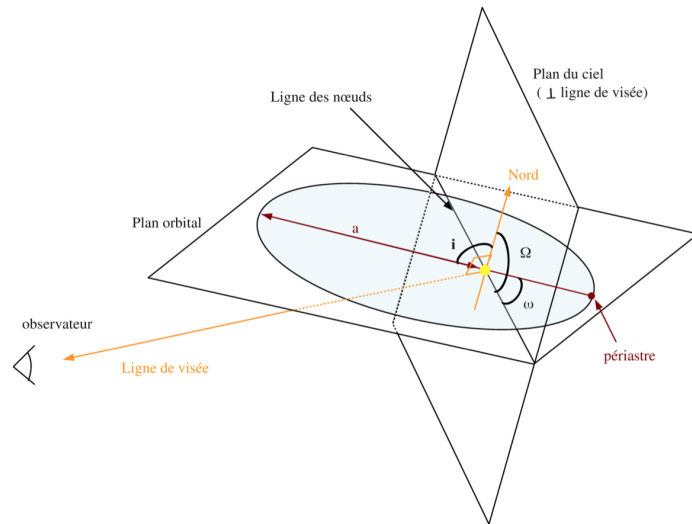


FIGURE 1.2 – Orbite képlérienne. Paramètres décrits dans le texte 1.1.3.

### 1.1.4 Diversité d'exoplanètes

Depuis les premières découvertes, nous constatons que les exoplanètes ne correspondent pas aux extrapolations que nous pouvons réaliser à partir du système solaire. Leurs propriétés orbitales varient largement. Par soucis de brièveté et de complémentarité, ce paragraphe met en lumière (i) tout d'abord les fréquences de planètes en fonction de la géométrie des systèmes planétaires (demi-grand axe, masse, rayon) (ii) puis la diversité des planètes découvertes à ce jour en prenant en compte l'excentricité, l'inclinaison et la multiplicité des planètes.

Pour répondre à la problématique (i) : Il n'y a pas de principe physiques qui nous indiquent si les planètes doivent être rares ou fréquentes dans l'univers et quels devraient être leur paramètres orbitaux ou leurs compositions. Avant la découverte des exoplanètes, il y avait de la place pour la spéculation. À présent, nous étudions les populations planétaires trouvées et en déduisons un ensemble de fréquences planétaires en fonction de leurs paramètres orbitaux, de leur étoile hôte, de la multiplicité du système.

Dans le tableau 1.1 sont résumés les études de fréquences planétaires autour d'étoiles de type F, G et K<sup>2</sup> en fonction de leur demi-grand axe et de la masse ou la taille des planètes (selon la méthode de détection). Les planètes géantes avec des périodes plus petites que quelques années sont trouvées autour de  $\sim 10\%$  des étoiles de type solaires, avec une densité de probabilité quasi constante en  $\log(P)$  entre 2 et 2000 jours. De plus petites planètes ( $1$  à  $4 R_{\oplus}$ ) avec  $P < 1an$  sont trouvées autour d'approximativement la moitié des étoiles de type solaire, souvent dans des systèmes multiples et compactes. La densité de probabilité est quasi constante en  $\log(P)$  entre 10 et 300 jours. Pour  $P < 10jours$  la fréquence diminue fortement lorsque la période diminue.

Pour répondre à la remarque (ii) : Quelque soit le corps qu'elles orbitent, on trouve une grande diversité d'exoplanètes. Et parmi celles-ci, quelques cas extrêmes<sup>3</sup>. Pour 241 d'entre elles, l'excentricité est élevée,  $e > 0.3$ , comparée au système solaire où les excentricités ne dépassent pas  $\sim 0.2$  pour Mercure et Pluton et seulement  $0.05$  pour Jupiter. Parce que nous sommes plus sensibles aux planètes proches de leur étoile hôte, la majeure partie des exoplanètes découvertes orbitent à moins d'une UA de leur étoile, et sont même plus proches que Mercure ne l'est du Soleil ( $< 0.39UA$ , environ 2900 planètes sur les 3580 confirmées). Plus de 1000 planètes sont de la masse de Jupiter ( $0.3 - 3M_j$ ). Cependant, on tend à découvrir des

2. Les fréquences de planètes autour des étoiles M sont repris dans la section 2.2 dédiée aux naines M.

3. Informations tirée de l'encyclopédie des planètes extrasolaires <http://exoplanet.eu/>

Étude	Technique	Période	Mass/Taille	Fréquence[%]
Wright <i>et al.</i> (2012)	Doppler	$< 10 \text{ jours}$	$> 30M_{\oplus}$	$1.20 \pm 0.38$
Mayor <i>et al.</i> (2011)	Doppler	$< 11 \text{ jours}$	$> 50M_{\oplus}$	$0.89 \pm 0.36$
Cumming <i>et al.</i> (2008)	Doppler	$< 5.2 \text{ ans}$	$> 100M_{\oplus}$	$8.5 \pm 1.3$
		$< 100 \text{ jours}$	$> 100M_{\oplus}$	$2.4 \pm 0.7$
Howard <i>et al.</i> (2010)	Doppler	$< 50 \text{ jours}$	$3 - 10M_{\oplus}$	$11.8^{+4.3}_{-3.5}$
		$< 50 \text{ jours}$	$10 - 30M_{\oplus}$	$6.5^{+3.0}_{-2.3}$
Mayor <i>et al.</i> (2011)	Doppler	$< 50 \text{ jours}$	$3 - 10M_{\oplus}$	$16.6 \pm 4.4$
		$< 50 \text{ jours}$	$10 - 30M_{\oplus}$	$11.1 \pm 2.4$
		$< 10 \text{ ans}$	$> 50M_{\oplus}$	$13.9 \pm 1.7$
Fressin <i>et al.</i> (2013)	Transit	$< 10 \text{ jours}$	$6 - 22R_{\oplus}$	$0.43 \pm 0.05$
		$< 85 \text{ jours}$	$0.8 - 1.25R_{\oplus}$	$16.6 \pm 3.6$
		$< 85 \text{ jours}$	$1.25 - 2R_{\oplus}$	$20.3 \pm 2.0$
		$< 85 \text{ jours}$	$2 - 4R_{\oplus}$	$19.9 \pm 1.2$
		$< 85 \text{ jours}$	$1.25 - 22R_{\oplus}$	$52.3 \pm 4.2$
Petigura <i>et al.</i> (2013)	Transit	$5 - 100 \text{ jours}$	$1 - 2R_{\oplus}$	$26 \pm 3$
		$5 - 100 \text{ jours}$	$8 - 16R_{\oplus}$	$1.6 \pm 0.4$

TABLE 1.1 – Tableau des études récentes sur les fréquences de planètes autour d'étoiles de types F, G et K.

planètes de moins en moins massives avec le développement de meilleures instruments et de techniques adaptées aux petites planètes. À noter que des planètes très inclinées par rapport au plan équatorial de l'étoile ont été observées. Certaines sont même rétrogrades, c'est-à-dire qu'elles orbitent dans le sens opposé à la rotation de l'étoile. Enfin, parmi la multitude de systèmes exoplanétaires,  $\sim 600$  sont des systèmes multiples. Par exemple, le système 55 Cancri possède 5 planètes (Fischer *et al.* 2008) ou encore le système TRAPPIST-1 (Gillon *et al.* 2017) avec ses 7 planètes. Pour plus de détails, se reporter aux études citées dans le tableau 1.1 ainsi qu'à la revue de Winn et Fabrycky (2015).

## 1.2 Méthodes de détections

### 1.2.1 Vitesses radiales

Parmi les méthodes de détection d'exoplanètes, la méthode des vitesses radiales a permis de détecter 698 planètes à ce jour, dont 125 systèmes multiples.

#### Principe

La méthode consiste à mesurer les variations périodiques de la composante radiale (c'est-à-dire sur la ligne de visée de l'observateur) de la vitesse de l'étoile. Cette composante radiale s'écrit comme suit :

$$VR(t) = V_\gamma + K_\star(\cos(\nu(t) + \omega) + e\cos(\omega)) \quad (1.3)$$

où le premier terme  $V_\gamma$  représente la vitesse radiale systémique (c'est-à-dire liée à son mouvement propre par rapport au système solaire). Le second terme correspond aux variations périodiques induites par la présence du compagnon, avec  $K_\star$  la semi-amplitude de variation (exprimée en  $km.s^{-1}$  ou  $m.s^{-1}$ ). L'anomalie vraie  $\nu(t)$  (paramètre angulaire définissant la position de l'étoile sur son orbite à l'instant  $t$ ) permet de remonter au temps de passage de l'étoile au périastre ( $T$ ) :

$$\tan(\nu(t)) = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan\left(\frac{E(t)}{2}\right) \quad (1.4)$$

Le paramètre  $E(t)$  (ou anomalie excentrique) lie, via l'équation de Kepler  $E(t) - e \cdot \sin(E(t)) = M(t)$ , l'anomalie vraie à l'anomalie moyenne  $M(t)$  :

$$M(t) = \frac{2\pi}{P}(T - t) \quad (1.5)$$

aboutissant à  $T$ , temps de passage de l'étoile au périastre et temps de référence pour la position de l'étoile et du compagnon sur leurs orbites respectives.

Via la troisième loi de Kepler,  $K_\star$  donne accès aux principaux paramètres orbitaux :

$$K_\star = \left(\frac{2\pi G}{P}\right)^{1/3} \frac{m_p \sin(i)}{(M_\star + m_p)^{2/3}} (1 - e^2)^{-1/2} \quad (1.6)$$

L'inclinaison  $i$  reste le plus souvent inconnue et constitue la source majeure d'incertitude sur la masse réelle  $m_p$  (et donc la nature) du compagnon détecté. Les mesures de vitesses radiales seules ne donnent accès qu'à la masse minimale  $m_p \sin(i)$  du compagnon. Dans le cas où la ligne de visée de l'observateur est contenue dans le plan orbital ( $i \sim 90^\circ$ ), la masse du compagnon calculée à partir des mesures de vitesses radiales correspond à sa masse réelle ; on parle de configuration vue par la tranche (*edge-on* en anglais). Dans le cas opposé ( $i \sim 0^\circ$ ), un compagnon de même masse est beaucoup plus difficile voire impossible à détecter par les vitesses radiales ; on parle de configuration vue par le pôle (*pole-on* en anglais). Néanmoins, pour une distribution isotrope des orbites, une petite inclinaison est plus probable qu'une grande inclinaison, si bien que la masse réelle est en moyenne seulement d'un facteur  $4/\pi$  supérieur à la masse minimale.

**Un ajustement d'une courbe de vitesse radiale avec un modèle keplerien permet de mesurer la masse minimale  $m_p \sin(i)$  du compagnon, sa période orbitale  $P$ , son demi-grand axe  $a_p$ , son excentricité  $e$  ainsi que le temps de passage de l'étoile au périastre  $T$  et à l'argument du périastre  $\omega$ .** Un exemple est montré sur la figure 1.3.

#### Spectroscopie Doppler

La méthode couramment utilisée pour mesurer précisément la vitesse radiale d'une étoile se base sur l'effet Doppler-Fizeau. Si l'étoile et l'observateur ont une vitesse relative non nulle, la longueur d'onde de la lumière émise par l'étoile ( $\lambda_0$ ) sera différente de la longueur d'onde

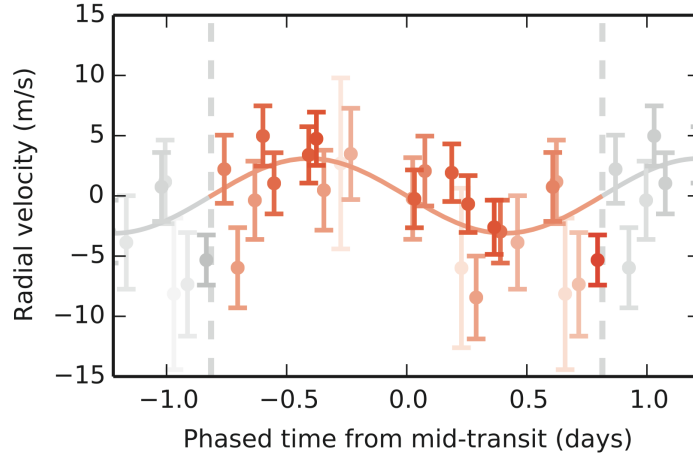


FIGURE 1.3 – Illustration de la courbe de vitesse radiale. Mesures de l’instrument HARPS de l’étoile GJ1132 en fonction de la phase de l’orbite de la planète GJ1132b. Les points gris sont des points dupliqués à partir des points repliés sur une orbite complète de la planète. Le meilleur ajustement  $y$  est superposé. Figure tirée de Berta-Thompson *et al.* (2015).

de cette même lumière reçue par l’observateur ( $\lambda'$ ). La longueur d’onde de la lumière reçue se décale vers les grandes longueurs d’onde quand l’étoile s’éloigne de l’observateur et vers les courtes longueurs d’ondes dans le cas contraire. Le décalage en longueur d’onde  $\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda_0$  s’exprime ainsi :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} - 1 \quad (1.7)$$

correspondant au passage du référentiel de l’étoile au référentiel de l’observateur, avec  $v$  la vitesse de l’étoile par rapport à l’observateur. Les effets relativistes étant négligeables dans le cadre de la recherche d’exoplanètes ( $v \ll c$ ), cette formule se simplifie ainsi :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (1.8)$$

Ici  $v$  correspond à la vitesse de l’étoile vue par l’observateur situé sur Terre. Il faut donc effectuer un deuxième changement de référentiel (similaire à la formule ci-dessus) pour soustraire l’influence de la vitesse de l’observateur dans le Système Solaire (c’est-à-dire la rotation et la révolution de la Terre) et ainsi obtenir la vitesse radiale de l’étoile dans le référentiel adéquat (c’est-à-dire dans le référentiel du barycentre du Système Solaire). La vitesse de l’observateur dans le Système Solaire est couramment désignée par l’acronyme BERV (pour Barycentric Earth Radial Velocity).

La mesure des décalages en longueur d’onde est effectuée à partir des raies d’absorption du spectre de l’étoile acquis dans un certain domaine de longueur d’onde. Les meilleurs spectrographes actuels utilisés pour la recherche d’exoplanètes ont une résolution spectrale  $R$  ( $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ ) de l’ordre de  $10^5$ , correspondant à un décalage en vitesse radiale de l’ordre de quelques  $km.s^{-1}$  (et à un décalage en longueur d’onde de quelques millièmes de nanomètres dans le visible). Pour comparaison, les planètes découvertes à ce jour induisent sur leur étoile des variations de vitesse radiale allant de quelques dizaines de  $cm.s^{-1}$  à quelques  $km.s^{-1}$ . La résolution spectrale insuffisante pour que la précision des mesures soit meilleure que le  $km.s^{-1}$  nous rend dépendant (i) de la technique dite de corrélation croisée (*cross-correlation* en anglais) et (ii) de la méthode de calibration des longueurs d’onde. (i) La technique de corrélation croisée se base sur le fait que l’information Doppler est contenue dans l’ensemble des raies spectrales de l’étoile. Donc, au lieu de mesurer la position d’une seule raie individuelle,

on peut augmenter le rapport signal sur bruit (*signal-to-noise ratio* SNR) en accumulant l'information Doppler de milliers de raies d'absorption en les moyennant. À l'origine, seulement les raies les plus favorables étaient proposées et utilisées (Griffin (1967), Baranne *et al.* (1979)) avec des masques physiques dont on réalise la corrélation croisée avec le spectre observé. Puis la précision s'est accrue avec la possibilité d'utiliser des masques numériques (Queloz 1995). Les spectrographes alimentés par des fibres (ELODIE : Baranne *et al.* (1996), SOPHIE : Bouchy et Sophie Team (2006)) ont également contribué à l'amélioration de la technique. (ii) L'autre clé pour atteindre de telles précisions est la calibration en longueur d'onde du spectrographe permettant de mieux caractériser l'origine et la forme des raies. Une approche possible pour calibrer le spectrographe est d'utiliser un peigne de fréquence laser qui génère des raies d'émission régulières, et via la connaissance de ces raies, permet d'atteindre une précision de  $0.01 m.s^{-1}$  (Murphy *et al.* 2007). Un Fabry-Perot peut être utilisé comme étalon combiné au peigne de fréquence laser. C'est le cas de l'instrument HARPS (Wildi *et al.* 2011) qui a démontré une précision de  $0.01 m.s^{-1}$  sur une nuit et  $1 m.s^{-1}$  sur une période de 2 mois.

Concernant les paramètres stellaires et planétaires, il est important de noter que plus la différence de masse entre l'étoile et la planète sera grande, moins l'influence de la planète sur l'étoile sera importante (équation 1.6). **La précision nécessaire aux spectrographes pour détecter une Terre autour d'une étoile de type Solaire est de  $0.1 m.s^{-1}$ .**

## Propriétés statistiques des planètes

De plus en plus d'analyses statistiques des populations planétaires sont possibles au fur et à mesure des découvertes.

À partir d'une liste de 1200 étoiles de type FGKM dans le voisinage solaire, Marcy *et al.* (2008) ont rapporté que 87% des étoiles observées depuis plus d'une décennie ne montrent pas de variations en vitesse radiale à la limite à  $3\sigma$  de  $10 m.s^{-1}$ , excluant l'existence de jupiters non-découvertes à moins de 3UA, ou de saturnes à moins d'1UA. Au moins 6 à 7% ont des planètes géantes à moins de 5 UA, rapporté par Udry et Mayor (2008). 15% de celles-ci tombent dans la catégorie des jupiters chauds avec des périodes inférieures à 10 jours. Les 6 à 7% restant montrent des variations en vitesse radiale plus lentes, indiquant des compagnons substellaires, des naines brunes ou des planètes à moyenne ou longue séparation (Patel *et al.* 2007).

Nous détectons des planètes de moins en moins massives grâce à l'amélioration de la précision de nos mesures et des traitements de signaux. La découverte de beaucoup de planètes de faibles masses, près de la limite de détection suggère qu'une large population de planètes de faibles masses existe, atteignant 30% pour des naines de type G ou K (Mayor *et al.* 2009).

Concernant les systèmes multiples, la précision de nos mesures nous permet de distinguer plusieurs composantes et donc plusieurs planètes dans la limite de détection citée dans la section précédente. C'est le cas de 55 Cancri : 55 Cancri b a été découverte par Butler *et al.* (1997) grâce à huit années de mesures Doppler depuis l'observatoire Lick. La planète, de masse jovienne, a une période de 14.6 jours. Par dessus ce signal périodique, les courbes ont montré une tendance systématique avec un courbure caractéristique d'une seconde planète. Le cycle de la planète n'a été couvert entièrement qu'en 2002, confirmant la présence d'une planète de masse minimale  $M \sin i = 4M_j$  orbitant à  $\sim 5.5UA$  de l'étoile en près de 14ans (Marcy *et al.* 2002). Il s'agissait de la première planète géante avec un rayon orbital similaire à ceux des planètes géantes de notre système solaire. Puis, un troisième et un quatrième signal ont été mis à jour, l'un à 44.3 jours de période et l'autre à 2.8 jours (respectivement de masse jovienne et de 14fois la masse terrestre). Enfin, comme on peut le voir dans la figure 1.4, l'analyse des résidus du modèle à 4 planètes montre une probable 5<sup>ème</sup> planète avec une période de  $\sim 260j$ , confirmée par les observations de l'observatoire du Keck et par l'étude théorique sur la stabilité du système (Fischer *et al.* 2008).

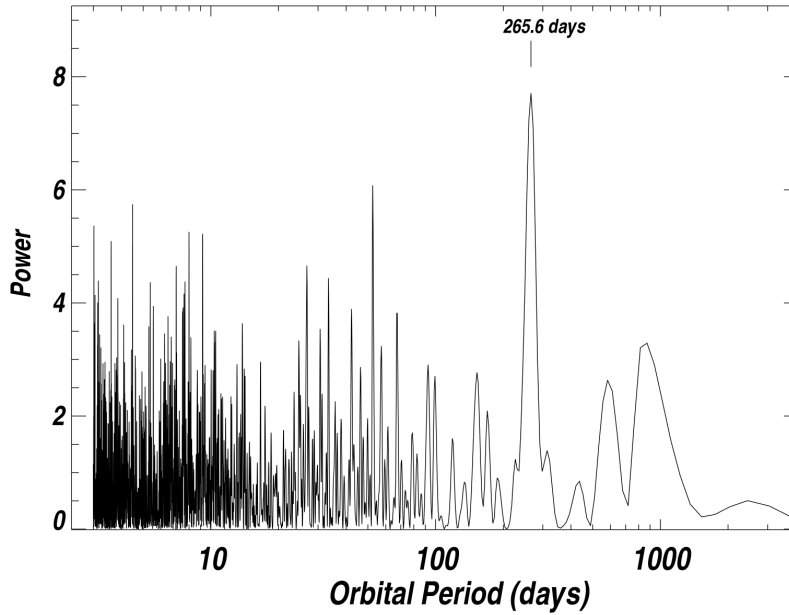


FIGURE 1.4 – Périodogramme des résidus du modèle Keplerien à 4 planètes ajusté avec les données de l'observatoire du Keck seulement. Le pick de 265.6 jours est presque le même que celui tiré des données de l'observatoire du Lick. Figure tirée de Fischer *et al.* (2008).

### 1.2.2 Transits

À ce jour, nous avons observé 2715 planètes en transit. Il s'agit de la méthode la plus prolifique et efficace pour la détection comme pour la caractérisation. Je me suis intéressé tout particulièrement à l'amélioration de cette méthode de détection. Quel en est le principe ?

#### Principe

Si le plan orbital du système planétaire est confondu avec le plan perpendiculaire au plan du ciel, alors l'exoplanète passera périodiquement entre son étoile hôte et nos télescopes. Cette configuration résulte en ce que nous appelons un *transit* exoplanétaire. L'effet observationnel d'un transit consiste en une occultation de l'étoile, une baisse de flux limitée dans le temps. Pour une planète sur une orbite képlérienne stable, la profondeur et la durée du transit n'est pas variable. De plus, la durée entre deux événements est constante (c'est la période orbitale  $P$ ). Quand l'exoplanète passe derrière l'étoile dans une configuration appelée *occultation*, une perte de flux analogue au transit peut être observée en raison de l'absence du flux réfléchi (et émis) par la planète lorsque celle-ci est cachée par l'étoile. Ces configurations sont illustrées dans la figure 1.5 avec la *courbe de lumière* correspondante, c'est-à-dire avec le flux total mesuré pour l'ensemble étoile-planète.

Pour qu'un transit soit observable, une configuration vue par la tranche est nécessaire. Cela se matérialise par la condition sur l'inclinaison  $i$  suivante :

$$\cos i \leq \frac{R_p + R_\star}{a_p} \simeq \frac{R_\star}{a_p} \text{ si } R_p \ll R_\star \quad (1.9)$$

où  $R_p$  désigne le rayon de la planète et  $R_\star$  celui de l'étoile. La distribution des configurations orbitales dans l'espace étant a priori isotrope, on peut en déduire géométriquement la probabilité  $P_{tr}$  du transit pour un système avec une inclinaison, un demi-grand axe et des rayons donnés. Cette probabilité est égale au rapport entre l'angle solide sous lequel la planète est vue en transit et l'angle solide total ( $4\pi$ ) et peut aisément s'exprimer en fonction du

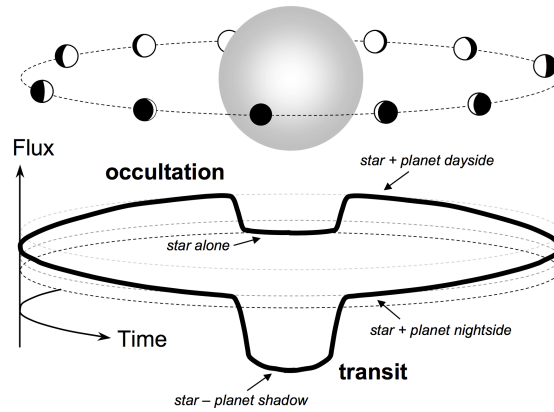


FIGURE 1.5 – Illustration d’un transit exoplanétaire et d’une occultation avec la courbe de lumière correspondante. Le flux est fonction du temps, le temps étant représenté de façon circulaire. Le flux combiné de l’étoile et de la planète est observé. Durant un transit, le flux diminue parce que la planète bloque une partie des photons de l’étoile. Puis le flux augmente lorsque l’on voit le côté jour de la planète. Enfin, la planète est occultée par son étoile et le flux diminue à nouveau. Figure tirée de Winn (2010).

demi-grand axe et des rayons.

$$P_{tr} = \frac{R_p + R_\star}{a_p} \simeq \frac{R_\star}{a_p} \quad (1.10)$$

Pour une planète analogue à la Terre, la probabilité de transit est de  $P_{tr} \sim 0.45\%$ . Pour une planète analogue à Jupiter orbitant très proche (0.05UA) d’une étoile de type solaire, la probabilité  $P_{tr} \sim 10\%$ .

### Mise en équations

À partir des observables disponibles, que pouvons déduire des courbes de transits ?

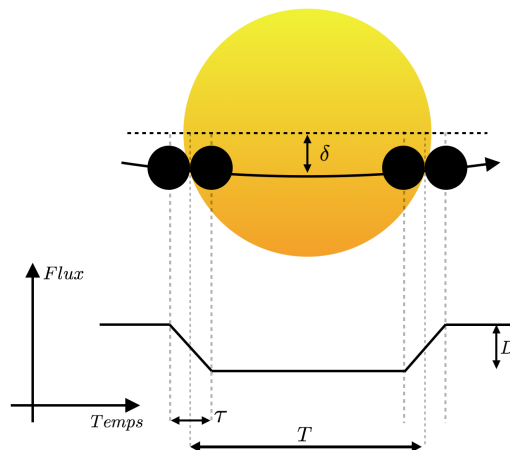


FIGURE 1.6 – Illustration d’un transit exoplanétaire avec la courbe de lumière correspondante. Ce schéma montre les quantités discutées dans cette section : la durée  $T$  entre le milieu de l’*ingress* et le milieu de l’*egress*, la latitude de transit  $\delta$  (ici confondue avec le paramètre d’impact), la durée d’*ingress*  $\tau$ , la profondeur de transit  $D$ .



**Profondeur et taille de planète** La profondeur du transit est liée à l'aire occultée par le compagnon et, par conséquent, est lié au rapport de taille entre le compagnon et étoile (Rosenblatt 1971; Borucki 1984). J'utilise l'équation de transit et d'occultation tirée de Winn (2010), qui décrit le flux total en fonction du temps comme une fonction du flux de l'étoile  $F_\star$ , du flux de la planète  $F_p$  et des proportion de flux stellaire ( $\alpha_{tr}$ ) ou planétaire ( $\alpha_{occ}$ ) occulté.

$$F(t) = F_\star(t) + F_p(t) - \begin{cases} \alpha_{tr}F_\star(t) & \text{transit,} \\ 0 & \text{en dehors des éclipses,} \\ \alpha_{occ}F_p(t) & \text{occultation.} \end{cases} \quad (1.11)$$

Cette équation se simplifie. Pour n'étudier que les variations, on introduit  $f(t) = F(t)/F_\star$  et l'équation devient :

$$f(t) = 1 + \frac{F_p}{F_\star} - \begin{cases} \alpha_{tr} & \text{transit,} \\ 0 & \text{en dehors des éclipses,} \\ \alpha_{occ} \frac{F_p}{F_\star} & \text{occultation.} \end{cases} \quad (1.12)$$

Dans le cas idéalisé, on considère que le flux provenant de la planète est négligeable durant le transit :

$$f(t) = 1 - D \quad (1.13)$$

D remplace le coefficient  $\alpha_{tr}$  pour désigner la portion de flux relatif perdue lors d'un transit, dans le reste du manuscrit.

En faisant l'approximation de disques uniformes, on peut désigner la perte de flux relative  $D = \delta f/f$  et la lier à la taille relative du couple étoile-planète. L'équation des transits au premier ordre est la suivante :

$$D = \frac{\pi R_p^2}{\pi R_\star^2} = \left(\frac{R_p}{R_\star}\right)^2 \quad (1.14)$$

**Pour une planète de la taille de Jupiter autour d'une étoile de type solaire, la perte de flux est autour de 1% et cette précision peut être obtenue par des instruments relativement modestes en terme de photométrie. Pour une planète de la taille de la Terre autour d'une étoile de type et taille solaire, la perte de flux est de 0.008% .**

**Latitude** On peut remarquer, grâce à la figure 1.7, que l'inclinaison  $i$  est reliée à la latitude du transit  $\delta = \arcsin(h)$ ,  $h$  étant le *paramètre d'impact*, par la formule suivante :

$$\cos i = \frac{R_\star \sin(\delta)}{a_p} \quad (1.15)$$

**Durées du transit** Dans le cas d'une courbe de lumière idéalisée comme celle de la figure 1.6 sont montrées les durées caractéristiques au transit.

$\tau$  désigne la durée que prend la planète pour entrer totalement dans le disque stellaire, passer du *premier contact* au *deuxième contact*. Cette phase est aussi appelée *ingress*. La situation symétrique de la planète sortant du disque stellaire, ou passant du *troisième contact* au *quatrième contact*, s'appelle *egress*. Pour une orbite excentrique, on peut mesurer une différence entre ingress et egress ( $\tau_e \neq \tau_i$ ), parce que la vitesse projetée de la planète varie entre l'entrée et la sortie du transit. Cette variation est proportionnelle au rapport  $(R_\star/a_p)^3$ . Grâce à cette mesure nous pouvons contraindre l'excentricité.

$T_{tot}$  désigne la durée totale du transit prenant en compte l'entrée de la planète et sa sortie complète du disque stellaire. Or, pour une planète proche de l'étoile,  $R_\star/a_p \leq 0.2$  et peut être très petit pour les planètes les plus éloignées. La différence de durée entre  $\tau_i$  et  $\tau_e$  est donc

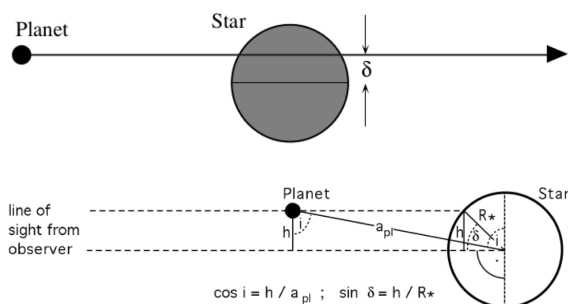


FIGURE 1.7 – Illustration d'un transit exoplanétaire figurant la latitude du transit et un schéma de profil de la situation, permettant de lier l'inclinaison  $i$  à la latitude  $\delta$  ou encore au paramètre d'impact  $h$

négligeable comme l'indique une dépendance en  $(R_*/a_p)^3$ . En considérant  $\tau = \tau_i = \tau_e$ , on obtient la définition suivante :

$$T_{tot} \equiv T + \tau \quad (1.16)$$

Si l'on désigne la longueur  $L$  parcourue sur le disque stellaire durant un transit. Cette longueur est parcourue en un temps  $T$  et correspond à un angle  $\beta$ . On a alors :

$$\sin\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{L}{a_p} \quad (1.17)$$

$$T = \frac{\beta P}{2\pi} = \frac{P}{\pi} \arcsin\left(\frac{L}{a_p}\right) = \frac{P}{\pi} \arcsin\left(\frac{\sqrt{R_*^2 - h^2}}{a_p}\right) \quad (1.18)$$

**TTVs et TDVs** Lorsque plusieurs planètes sont présentes dans un système observé, le temps du transit varie. Cette variation appelé TTV (*transit-timing variation*) est la comparaison du temps théorique calculé pour un modèle sans planète additionnelle et du temps observée du transit. Le schéma de la figure 1.8 montre le cas d'une planète transitant (en bleu) dont le temps du transit varie à cause de la perturbation d'une planète intérieure à l'orbite de la planète transitant (en vert). Des TTVs sont également présents pour des planètes extérieures à la planète transitant et sont particulièrement forts lorsque les orbites sont résonantes (résonance de moyen mouvement). La géométrie du problème et les calculs varient d'un cas à l'autre et des informations quantitatives plus complètes se retrouvent dans Agol *et al.* (2005).

Depuis que la méthode a été proposée (Agol *et al.* 2005; Holman et Murray 2005), la

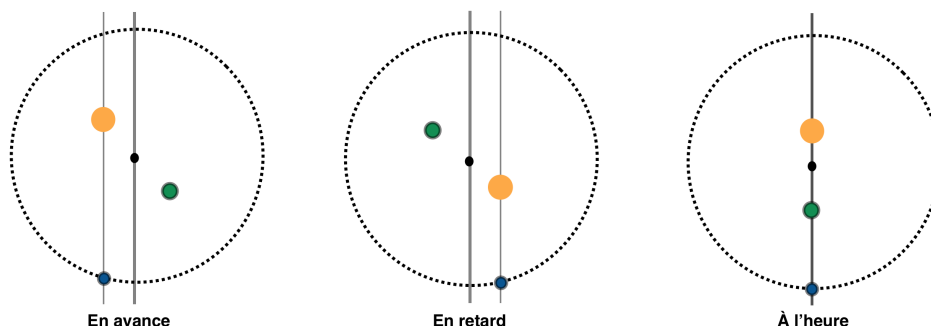


FIGURE 1.8 – Schéma montrant le changement dans le moment du transit causé par la perturbation d'une planète intérieure à l'orbite de la planète transitant.

recherche de planètes par TTVs a été une des activités majeures dans la recherche d'exoplanètes. Parmi les quelques découvertes et travaux importants, la mission Kepler a présenté de multiples cas de TTVs comme Kepler-9 (Holman *et al.* 2010) ou Kepler-11 (Lissauer *et al.* 2011). Dans ces deux cas, les planètes responsables du signal TTV ont été trouvées en transit, ce qui a permis de contraindre la masse des planètes, comme prédit par Holman et Murray (2005). Plus récemment, le système TRAPPIST-1, un des plus compacts connus, a montré de forts signaux TTVs (Gillon *et al.* 2017) qui ont permis d'estimer la masse des 6 planètes internes du système.

Kipping (2009) montrent que les TTVs peuvent être causés par la présence d'une lune autour de la planète transitant. L'amplitude des variations dépend de la masse et du demi-grand axe de la lune (équation 1.19).

$$\delta t \propto M_m a_m \quad (1.19)$$

En plus des variations du temps de transit, la durée de transit ( $t_T = T + \tau$ ) peut varier. On appelle ces variations des *TDVs* (pour *transit duration variations*). Kipping (2009) discute de la détection d'exo-lunes par ce biais avec les prérequis suivants :

- La durée du transit est inversement proportionnelle à la vitesse projetée de la planète sur le plan du disque stellaire  $v_{P\perp}$ .
- La vitesse projetée de l'ensemble planète-lune durant le transit ne varie pas significativement à l'échelle de temps d'un transit
- La vitesse projetée de la planète durant le transit, relativement au barycentre du couple planète-lune, ne varie pas significativement à l'échelle de temps d'un transit.
- L'inclinaison de la planète et sa lune ne varie pas d'une orbite à l'autre.
- Il n'y a pas d'autres perturbateurs dans le système.

Dans ce cas, le signal TDV dépend également de la masse de la lune et de son demi-grand axe (équation 1.20).

$$\delta t \propto M_m a_m^{-\frac{1}{2}} \quad (1.20)$$

Avec ces hypothèses, la complémentarité des TTVs et TDVs donne accès aux paramètres individuels, masse et distance, du corps perturbateur. En effet, Heller *et al.* (2016) concluent que des lunes uniques de 10% de rapport de masse, comme le duo Pluton-Charon, peuvent être détectables dans les données Kepler. Des systèmes avec de multiples lunes, cependant, requièrent de grands télescopes et/ou des étoiles plus brillantes que celles du catalogue Kepler. Dans un futur proche, une combinaison des missions TESS, CHEOPS, et PLATO offrira l'opportunité de découvrir des exo-lunes autour d'étoiles brillantes grâce à cette technique.

**Assombrissement centre-bord** Le disque stellaire n'est pas uniforme. Il est plus brillant au centre qu'au bord. Le concept de profondeur optique (noté  $\tau$ ) est essentiel pour comprendre l'assombrissement centre-bord, puisque c'est lui qui définit la limite visible (la surface) d'une étoile. Lorsque  $\tau > 1$ , la surface est opaque, et inversement, si  $\tau < 1$ , il y a transparence. La ligne de visée allant du centre de l'étoile au bord de l'étoile suit un chemin de moins en moins opaque. D'autre part, la température est plus haute à des profondeurs plus grandes dans l'étoile. Or, pour une radiation de type corps noir qui approxime bien la radiation d'une étoile, l'intensité varie comme la puissance quatrième de la température (Loi de Stefan-Boltzmann). Puisque lorsqu'on observe une étoile, la radiation vient d'un point où la profondeur optique  $\tau$  vaut 1 et que ce point est apparemment plus profond lorsqu'on regarde au centre de l'étoile, l'intensité va paraître plus petite au bord qu'au centre.

Un modèle de profil d'intensité en fonction des coordonnées sur le disque stellaire s'écrit comme suit :

$$I(x, y) = 1 - u_1(1 - \mu) - u_2(1 - \mu)^2 \quad (1.21)$$

où  $\mu = \sqrt{1 - x^2 - y^2}$  et  $(u_1; u_2)$  sont des coefficients constants qui peuvent être calculés à partir de modèles d'atmosphères stellaires ou bien mesurés en utilisant des courbes de lumières suffisamment précises. Des coefficients théoriques ont été calculés dans Claret (2004) et d'autres modèles d'assombriement centre-bord ont été étudiés dans Southworth (2008).

### Missions et campagnes d'observation transit

Les premières planètes détectées en transit étaient des jupiters chauds<sup>4</sup> avec des mesures photométriques de précision relativement modeste (1%). À partir de ces détections, on estimait que  $\sim 1\%$  des étoiles possédaient au moins un jupiter chaud. De plus, la probabilité de transit d'une telle planète est de  $\sim 10\%$  ce qui a motivé l'essor des campagnes de recherche de transits. Le tableau 1.2 illustre l'expansion de ce champs de recherche en répertoriant les missions spatiales et les campagnes en cours et fructueuses ainsi que les projets à venir. Les missions sont de types différents (tout le ciel ou zone ciblée, grand champ ou petit champ, cibles brillantes ou moins brillantes et surtout le type d'étoiles varie). Notamment, certaines campagnes visent des étoiles froides de type M, étude sur laquelle je reviens un peu plus loin. Pour plus d'informations, des références sont présentes dans le tableau résumé et une liste plus exhaustive dans Perryman *et al.* (2005) ou Perryman (2014).

### Propriétés statistiques des planètes

Les propriétés de l'ensemble des planètes découvertes en transit sont très variables. Leur masse allant d'une fraction de masse terrestre (KIC12557548b avec  $6.3_{-0.0}^{+2.989} \cdot 10^{-5} M_J$ , Rappaport *et al.* (2012)) à plusieurs masses de Jupiter (Hellier *et al.* 2009, WASP-18b par exemple avec  $\sim 10 M_J$ ). Leurs rayons vont d'une fraction de rayon terrestre (Kepler-37b avec  $0.32 R_{\oplus}$ ), à plusieurs rayons de Jupiter (HAT-P-67b avec  $2.085_{-0.071}^{+0.096} R_j$  par exemple). Certaines sont très larges par rapport à leur masse (Anderson *et al.* 2010, WASP-17b avec  $0.09 g.cm^{-3}$ ), très peu denses par rapport aux géantes du système solaire  $\sim 0.6$  à  $1.3 g.cm^{-3}$ , d'autres sont très petites et denses (Wagner *et al.* 2012,  $\sim 10.4 g.cm^{-3}$  CoRoT-7b).

Les périodes typiques sont inférieures à 10 jours et la quasi-totalité d'entre elles orbitent à moins d'une UA de leur étoile (une vingtaine orbitent à plus d'une UA). La plus proche se trouvant à 0.006 UA (Kepler-42c, Muirhead *et al.* (2012)) de son étoile et la plus éloignée à 6.5 UAs (HD75784, Giguere *et al.* (2015)). Parmi les plus proches, on peut noter WASP-12b qui est un exemple extrême, très proche de son étoile avec 2510K de température d'équilibre (Hebb *et al.* 2009).

On détecte également des planètes très excentriques comme HD80606 avec  $e \simeq 0.93$  (Naef *et al.* 2001; Hébrard *et al.* 2010) ou des orbites très inclinées par rapport au plan de rotation de l'étoile. HAT-P-7 (Winn *et al.* 2009) apparait même avec une orbite rétrograde comme une faible fraction de l'ensemble des planètes découvertes.

---

4. Des planètes de la taille de Jupiter orbitant très proche de leur étoile

Nom	D(cm)	Champ(deg)	Commentaires
<b>Missions spatiales</b>			
MOST	15	$2.5 \times 2.5$	Lancé en 2003(Walker <i>et al.</i> 2003). Toujours opérationnel
CoRoT	27	$2.8 \times 2.8$	Lancé en 2006(Barge <i>et al.</i> 2008; Auvergne <i>et al.</i> 2009). Fin en 2014
Kepler	95	$10 \times 10$	Lancé en 2009(Borucki <i>et al.</i> 2010). Fin en 2016
TESS	10	$4 \times (24 \times 24)$	Lancement prévu en 2018 (Ricker <i>et al.</i> 2014)
CHEOPS	32	$0.25deg^2$	Lancement prévu en décembre 2017 (Isaak 2015)
PLATO	12	$2250deg^2$	Lancement prévu $\sim 2024$ (Rauer <i>et al.</i> 2014).
<b>Depuis le sol</b>			
HATNet	11	$5 \times (8.2 \times 8.2)$	Depuis 2003 (Bakos <i>et al.</i> 2004, 2009).
TrES	$4 \times 10$	6	Première détection : TrES-1(Alonso <i>et al.</i> 2004).
Super-WASP	11.1	$4 \times (15.9 \times 15.9)$	Depuis 2004 (Pollacco 2005).
XO	20	$7 \times 7$	Depuis 2003. (McCullough <i>et al.</i> 2005)
KELT	4.2	$26 \times 26$	Nord (Pepper <i>et al.</i> 2004). Sud (Pepper <i>et al.</i> 2012).
MEarth	$(8 \times 40) + (8 \times 40)$	$30' \times 30'$ chacun	Depuis 2007 (Irwin <i>et al.</i> 2009).
TRAPPIST	60	/	Installé à La Silla en 2010(Jehin <i>et al.</i> 2011).
MASCARA	2.4	$53 \times 74$	Multi-sites. Cibles brillantes $4 < m_V < 8$ (Talens <i>et al.</i> 2017).
NGTS	$12 \times 20$	$12 \times (8 \times 8)$	Installé à Paranal en 2014(Wheatley <i>et al.</i> 2013).
Apache	$5 \times 40$	/	Depuis 2013 (Sozzetti <i>et al.</i> 2013).
ExTrA	$3 \times 60$	$3 \times (1 \times 1)$	Installé à La Silla en 2017(Bonfils <i>et al.</i> 2015).

TABLE 1.2 – Résumé non-exhaustif des recherches d'exoplanètes depuis l'espace et le sol (passé, présent, futur).

## 1.3 Caractérisation

La phase de détection d'une exoplanète précède une phase de caractérisation où nous nous intéressons à la nature et la composition des planètes détectées, tout en liant ces aspects aux caractéristiques de son orbite.

### 1.3.1 Diagramme masse-rayon

Détecter une planète par la méthode des vitesses radiales et en transit nous procure la masse et le rayon de la planète. Au premier ordre, la planète est complètement sphérique donc la densité - masse volumique - est directement déduite de ces mesures. Grâce à la complémentarité de ces deux méthodes, une étape cruciale de la caractérisation d'exoplanète est atteinte. Nous avons des indices sur la structure globale et le type (gazeux ou tellurique) de la planète. Les planètes jusqu'à présent détectées en transit et dont on a évalué la masse via la vitesse radiale sont présentées en figure 1.9. Sur la première figure, on distingue différentes populations d'exoplanètes allant des Terres et Mars, petites et denses, aux Jupiters assez massives mais très grandes et donc peu denses. On définit 3 grandes catégories par leur masse, leur rayon et leur formation :

- les géantes gazeuses comme Jupiter ou Saturne, constituées possiblement d'un coeur de roche fondue comptant pour  $\sim 10\%$  de la masse et d'une enveloppe gazeuse principalement formée d'hydrogène et d'hélium. La composition interne est relativement spéculative et nous n'avons que des mesures indirectes de celle-ci ;
- les géantes ou mini-Neptune glacées. Pour ces planètes, on suppose que l'accrétion de gaz sur le coeur pourraient s'être arrêté prématurément ;
- Les planètes telluriques plus semblables à la Terre, de masse et de rayon plus faible que ceux des géantes (quelques masses terrestres au maximum).

**La répartition des planètes dans un diagramme Masse-Rayon est importante pour mieux contraindre les scénarii de formation et d'évolution planétaire ainsi que les synthèses de population planétaires** (Mordasini *et al.* 2010).

En outre, des modèles de compositions sont imaginés et comparés aux valeurs obtenues de rayon et masse de nos planètes. La seconde figure 1.9, tirée de Berta-Thompson *et al.* (2015) montre GJ1132b ainsi que d'autres exoplanètes dans des régimes similaires comparées à des modèles. Parmi ces modèles, des planètes entièrement aqueuses, silicatées ou composites.

### 1.3.2 Spectroscopie de transits

Observer une exoplanète en transit nous donne l'opportunité unique d'étudier les atmosphères exoplanétaires. Les rayons stellaires tangentiels à la planète peuvent traverser l'atmosphère planétaire si elle est présente. Cette atmosphère est plus ou moins opaque en fonction de l'altitude et de la longueur d'onde (figure 1.10). En cause : l'atmosphère elle-même, sa composition et les conditions physico-chimiques. Cela entraîne des variations, en fonction de la longueur d'onde, du rapport entre les spectres pris dans le transit et en dehors du transit. Plusieurs groupes (Seager et Sasselov 2000; Brown 2001; Hubbard *et al.* 2001) ont exploré théoriquement différents modèles d'atmosphère planétaires. Ces études ont démontré entre autre que des nuages, des changements de température, de composition chimique, et les vents produisent des variations observables avec 0.1% de précision, c'est-à-dire que ces phénomènes peuvent entraîner des variations photométriques dans le spectre de l'ordre de 0.1% relativement au continuum de l'étoile.

Plus précisément, lors du passage d'une planète en transit, on peut retrouver des signatures spectrales reconnaissables dans le spectre de l'étoile, des raies atomiques ou moléculaires en absorption dues à l'atmosphère de l'exoplanète. Pour réaliser de telles mesures, il faut un spectromètre avec une résolution et une précision importante. Aujourd'hui, seulement quelques

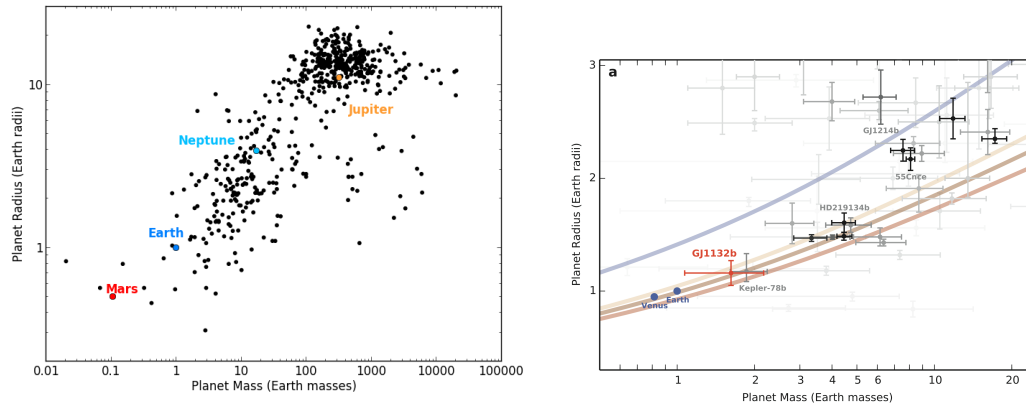


FIGURE 1.9 – À gauche : Rayon des planètes en fonction de leur masse. Mars, la Terre, Neptune et Jupiter sont superposées afin de visualiser différents types de populations, notamment séparer les planètes géantes gazeuses des planètes telluriques. À droite : Rayon des planètes en fonction de leur masse. La planète GJ1132b (orange) est montrée avec d’autres exoplanètes (gris) dans le même régime de masse-rayon. Des modèles théoriques de composition sont également représentés. En bleu ce sont des planètes qui seraient entièrement composées d’eau. En maron clair, marron foncé et rouge brique, ce sont des planètes composées d’un manteau de  $MgSiO_3$  sur un coeur féreux, représentant respectivement 0%, 25% et 50% de la masse totale (Berta-Thompson *et al.* 2015).

unes ont été étudiées avec cette méthode. De plus, la plupart des mesures sont faites à partir d’observatoires spatiaux comme l’instrument STIS(Space Telescope Imaging Spectrograph) sur le télescope spatial Hubble(HST) et Spitzer (Charbonneau *et al.* 2002, 2005).

En premier lieu, cette recherche nous a donné accès à certaines molécules prédites pour être détectées dans les atmosphère exoplanétaires : le doublet du Sodium Na D, la molécule d’eau, le méthane ou encore le monoxyde de carbone CO. Le sodium a été détecté dans l’atmosphère de HD209458b suivi par le spectromètre STIS sur le HST lors de transits de celle ci (Charbonneau *et al.* 2002). On trouve de l’eau et du méthane dans l’atmosphère de HD189733b (Birkby *et al.* 2013; McCullough *et al.* 2014) dont le suivi a été fait depuis le sol et depuis l’espace. Pour la découverte du méthane, les observations ont été confrontées à des modèles d’atmosphères (Swain *et al.* 2008). L’eau est également détectée en émission en comparant le spectre dedans et en dehors de l’occultation de la planète(Grillmair *et al.* 2008). Depuis le sol, Deming *et al.* (2005) s’est intéressé aux données spectroscopiques de HD209458b avec l’instrument NIRSPEC, au mont Mauna Kea, à Hawaii permettant de contraindre avec une résolution de 25000 dans la bande K ( $\sim 2\mu m$ ) la présence de monoxyde de carbone CO et d’étudier son rapport de mélange.

Plus tard, le système a été une nouvelle fois observé en spectrophotométrie avec l’instrument CRIRES au Very Large Telescope (Snellen *et al.* 2010). Dans ce papier, un décalage vers le bleu dans la raie du monoxyde de carbone CO de  $\sim 2km.s^{-1}$  par rapport à la vitesse de l’étoile hôte suggère la présence d’un fort vent allant du coté éclairé de la planète vers le coté non éclairé.

Outre les détections d’absorption ou d’émission moléculaire, Pont *et al.* (2013) ont mis en évidence la présence de poussières dans l’atmosphère de HD189733b en utilisant les observations de Hubble et de Spitzer dans l’infrarouge. Le spectre combiné est très différent des prédictions pour un modèle sans nuages sur les Jupiter chauds et apparait dominé par la diffusion Rayleigh sur l’ensemble du domaine visible et proche-infrarouge. Une épaisse couche de nuages de poussière est l’interprétation donnée pour ces observations.

Un autre exemple de l’étendu des informations à extraire de l’analyse des transits en

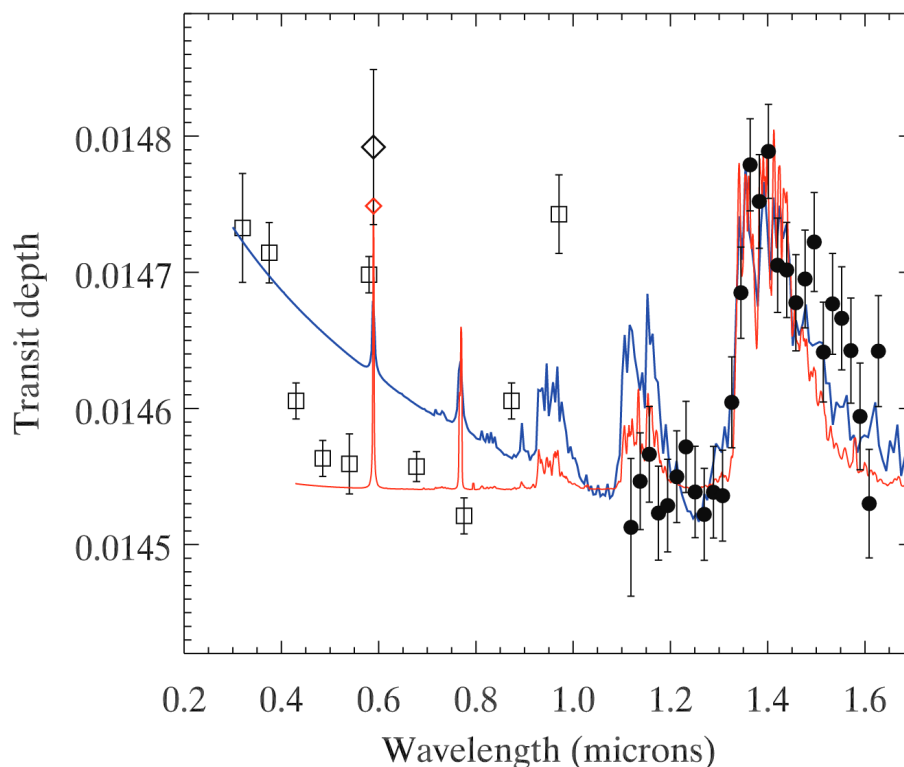


FIGURE 1.10 – Profondeur de transit de la planète HD209458b en fonction de la longueur d’onde. L’atmosphère de la planète est plus ou moins opaque selon la longueur d’onde, faisant varier la profondeur du transit. Figure tirée de Deming *et al.* (2013). Les mesures viennent du HST. Les résultats de l’instrument WFC3(Wide Field Camera 3) sont les ronds pleins. Les carrés vides sont issus d’une analyse des bandes de l’instrument STIS(Space Telescope Imaging Spectrograph) définie par Knutson *et al.* (2007). Les losanges sont les mesures de Charbonneau *et al.* (2002) dans la bande fine du sodium. La ligne rouge est le spectre de transmission pour un modèle isotherme de Burrows (méthode décrites dans Burrows *et al.* (2001, 2010); Howe et Burrows (2012)) comprenant une opacité "grise". Les losanges rouges intègrent le modèle rouge sur la bande du sodium. La ligne bleue est un modèle de Dobbs-Dixon *et al.* (2012) sans opacité grise mais en comptant un opacité en  $\lambda^{-4}$  (de type Rayleigh).

spectroscopie est la jupiter chaude WASP-52b. Chen *et al.* (2017) ont rapporté la détection du sodium en absorption avec l’instrument OSIRIS (Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated Spectroscopy) au télescope de 10.4m du grand télescope des canaries (GTC). Le spectre en transmission couvrant la bande de 522 nm à 903 nm peut être expliqué par une atmosphère à composition solaire avec des nuages à 1mbar de pression. Ils en déduisent une augmentation de la température vers les niveaux atmosphériques de plus basse pression, ce qui pourrait indiquer un chauffage par le haut et donc une inversion de température dans l’atmosphère.

Cette technique ne cesse de se préciser et de s’améliorer grâce à l’amélioration modèles cités plus haut.

### 1.3.3 Effet Rossiter-McLaughlin

Plus haut, nous avons vu que les VRs et la photométrie nous permettent de confirmer la nature planétaire des compagnons détectés en mesurant sa masse minimale et son rayon à la fois. Grâce à des modèles, il nous est possible de contraindre les orbites, leur excentricité ou inclinaison et préciser la masse réelle de la planète. Le suivi en vitesses radiales des candidats



de transits apporte également une information sur l'alignement spin-orbite du système.

Une planète qui transite bloque différentes parties du disque stellaire dans sa progression. À cause du spin de l'étoile, cela produit une distorsion asymétrique des raies dans le spectre de l'étoile durant un transit, ce qui résulte en une apparente anomalie dans les courbes de vitesses radiales. Il s'agit de l'effet Rossiter-McLaughlin (Rossiter 1924; McLaughlin 1924) qui nous renseigne sur l'alignement spin-orbite du système (Ohta *et al.* 2005; Winn *et al.* 2006). La figure 1.11 illustre 4 configurations de transits de signatures caractéristiques dans la courbe de vitesses radiales. Pour une orbite prograde (cas a), la vitesse radiale augmente au début du transit, lorsque la planète occulte la partie de l'étoile qui se rapproche de nous. Puis, elle diminue lorsque la planète occulte la partie qui s'éloigne de nous. Si l'orbite est rétrograde, la courbe est inversée (cas b). Dans le cas c la planète qui transite n'occulte que la partie de l'étoile se rapprochant de nous causant ainsi un excès en vitesse radiale durant tout la durée du transit. À l'opposé, dans le cas d, la planète qui transite occulte la partie de l'étoile s'éloignant de nous, créant un défaut en vitesse radiale sur toute la durée du transit.

Enfin, les suivis de vitesses radiales permettent de mettre à jour des planètes non détectées

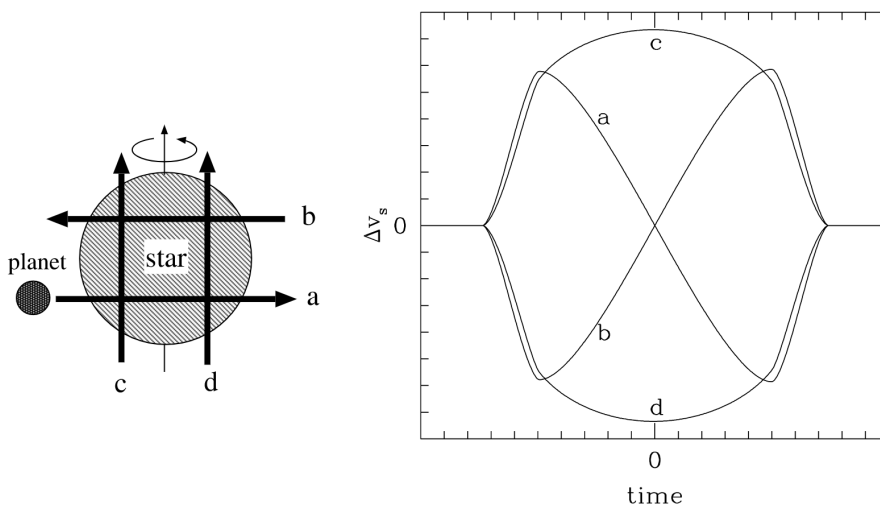


FIGURE 1.11 – Illustration de l'effet Rossiter-McLaughlin. À gauche: Schéma de 4 configurations d'un système avec une planète transitant. À droite: Courbes de vitesses radiales avec les anomalies correspondant aux 4 différents chemins de la planète, de a à d.

en transit. Ce peut être le cas si les transits de ces planètes sont cachés dans le bruit des courbes de lumière. Il est également possible que ces planètes ne transitent pas. Deux raisons principales à ce constat en tenant compte d'une excentricité basse et fixe :

- Les orbites des planètes ne sont pas coplanaires et l'inclinaison de la planète qui ne transite pas est importante.
- Les orbites sont coplanaires et l'inclinaison du système est assez élevée pour qu'une planète extérieure ne transite pas.

# Chapitre 2

## Vers des Exo-Terres Habitables

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Habitabilité</b> . . . . .	<b>26</b>
2.1.1	Zone habitable . . . . .	26
2.1.2	Systèmes favorables . . . . .	27
2.1.3	Caractéristiques planétaires . . . . .	29
2.1.4	Possibles Exo-Terres habitables . . . . .	31
<b>2.2</b>	<b>Naines M : une opportunité</b> . . . . .	<b>33</b>
2.2.1	Définition . . . . .	33
2.2.2	Transits autour de naines M . . . . .	33
2.2.3	Suivi en vitesses radiales . . . . .	35
2.2.4	Détection et caractérisation de transits via VRs . . . . .	35
<b>2.3</b>	<b>ExTrA</b> . . . . .	<b>38</b>
2.3.1	Objectifs . . . . .	38
2.3.2	Méthode . . . . .	38
2.3.3	Champs . . . . .	39
2.3.4	Campagne d'observation . . . . .	40
<b>2.4</b>	<b>Mon travail de thèse</b> . . . . .	<b>42</b>

---

Quelles sont les méthodes pour trouver des planètes de plus en plus similaires à la Terre, qui soient potentiellement habitables? Les études récentes nous amènent à considérer les étoiles naines de type M comme des cibles privilégiées. Un détour sera donc emprunté dans ce chapitre pour définir tout d'abord la notion d'habitabilité puis les naines M. Enfin, j'expose le projet ExTrA de détection d'exoplanètes, dont la méthode instrumentale est le socle mon sujet d'étude.

## 2.1 Habitabilité

Un des objectifs principaux dans la recherche d'exoplanètes aujourd'hui est de pouvoir trouver des exoplanètes en zone habitable, voire même "habitée". Si l'on prend exemple sur le système solaire, l'habitabilité ne se résume pas à la Terre. L'eau, qui est le milieu qui a vu se développer la vie sur Terre, est notamment présente dans l'océan souterrain d'Europe (Greenberg 2005), l'un des 4 satellites galiléens de Jupiter. Et des études sur l'histoire de Titan, le plus grand satellite de Saturne, suggèrent que des molécules pré-biotiques, voire une vie microbienne, aient pu survivre dans son océan souterrain (Fortes 2000). L'habitabilité d'une exoplanète est une notion complexe qu'il est nécessaire de délimiter. On peut la segmenter en critères nécessaires, liées à l'étoile hôte, la dynamique du système comme à la composition de la planète elle-même.

### 2.1.1 Zone habitable

La Zone Habitable (ZH) est un domaine théorique autour d'une étoile au sein duquel une planète pourrait présenter de l'eau liquide à sa surface. Elle est définie par une distance à laquelle la quantité d'énergie reçue de l'étoile hôte est suffisante et à la fois pas trop importante pour permettre à l'eau de rester à l'état liquide à la surface. Avec l'hypothèse d'un albédo comparable à la Terre ( $A_{\oplus} = 0.3$ ), si l'on admet que la Terre est à peu près au centre de la zone habitable autour du Soleil, on peut calculer pour une étoile donnée la distance  $d_{ZH}$  du centre de cette zone par rapport à l'étoile (zone totale schématisée en figure 2.1). Cette distance varie selon la luminosité  $L_{\star}$  de l'étoile. L'énergie reçue par une planète est inversement proportionnelle au carré de la distance à l'étoile. On prend comme référence la distance de la Terre au Soleil (1 AU) et la luminosité de celui-ci  $L_{\odot}$  pour obtenir l'équation suivante :

$$d_{ZH} = \sqrt{\frac{L_{\star}}{L_{\odot}}} \quad (2.1)$$

Détecter une planète en zone habitable de son étoile n'est pas une condition suffisante pour l'émergence de la vie. La zone habitable doit être stable et cette stabilité est définie par la variation de luminosité et/ou d'énergie reçue dans le temps. Si la luminosité varie rapidement, la position de la ZH également. Un tel phénomène sur des échelles inférieures au milliard d'années rend la ZH transitoire et compromet l'habitabilité par la trop courte période passée par la planète dans la ZH. Dans le cas du Soleil, la zone habitable se trouve entre 0.95 et 1.15UA depuis près de 4Ga (milliard d'années, Kasting *et al.* 1993). Des estimations plus récentes de Kopparapu *et al.* (2013b,a) sont faites grâce à des modèles plus précis de climats et d'effet de serre. Selon ces modèles, la zone habitable solaire se trouve entre 0.99UA et 1.67UA de distance du Soleil. Ces limites définies par la quantité d'énergie reçue par la planète ainsi que par le modèle d'atmosphère planétaire adopté se trouvent plus proche de l'étoile lorsque celle-ci est une étoile de faible masse plus froide. Dans ce cas précis, la dernière mise à jour de ces modèles (Kopparapu *et al.* 2017) indiquerait que la limite intérieure de la zone habitable serait plus éloignée que prévu pour les planètes possédant un océan (En terme de flux reçu :  $1.0F_{\oplus} < F_{ZH,in} < 1.8F_{\oplus}$ ). Dans le paragraphe suivant (2.1.2), je reviens sur les différents types d'étoiles dont l'environnement est plus ou moins favorable à la stabilité d'une zone habitable.

On peut remarquer également que la présence d'une planète géante en zone habitable ou proche de la zone habitable d'une étoile empêche une planète tellurique de s'y former et d'avoir une orbite stable (Wisdom 1980). Or de nombreuses planètes gazeuses ont été trouvées à courte séparation et avec des excentricités importantes, coupant toute possibilité de trouver des planètes semblables à la Terre dans la ZH. En revanche, la question de la vie sur des lunes de planètes géantes est encore très ouverte et débattue. Nous pourrions détecter, selon Porter et Grundy (2011), une lune en ZH en utilisant la technique des TTVs et des TDVs.

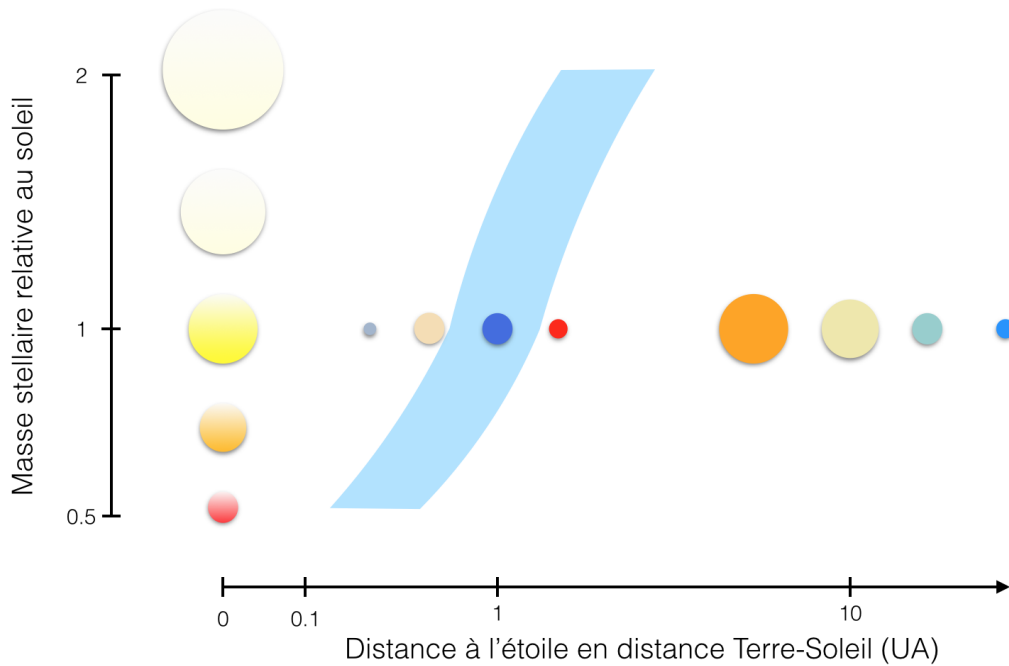


FIGURE 2.1 – Schéma de la zone habitable en fonction de la masse stellaire et de la distance à l'étoile. Au milieu, le système solaire.

Les scénarii de formation, l'habitabilité et la détection de telles exo-lunes sont discutés par Heller *et al.* (2014) dans une revue exhaustive.

Enfin, certaines étoiles peuvent connaître des variations importantes de luminosités malgré leur apparente stabilité. Pour le Soleil, il s'agit d'une variation de l'ordre de 1% au cours de son cycle d'activité. C'est une étoile stable. Beaucoup des planètes nouvellement découvertes l'ont été autour d'étoile plus froides et petites que le Soleil. Ces étoiles sont connues pour avoir une activité plus importante que les étoiles de type solaire (Wright *et al.* 2011) ainsi qu'une plus grande chance pour des éruptions, des éjections de masse coronale ainsi que des flux en rayon X et extrême ultraviolet important (Mamajek et Hillenbrand 2008). Les éruptions (ou *flares*) sont associées avec une augmentation de rayonnement ultraviolet ainsi que de particules chargées qui n'affectent pas l'habitabilité planétaire (Segura *et al.* 2010). En revanche, elles sont associées avec l'augmentation de la probabilité d'éjection de masse coronale (CME, Chen et Kunkel (2010)), ce qui peut compresser la magnétosphère (Khodachenko *et al.* 2007) et conduire à une érosion de l'atmosphère (Lammer *et al.* 2007).

Dans une toute autre mesure, on peut également parler de "zone habitable galactique" qui comprend des conditions telles que la non-appartenance à un amas globulaire, l'éloignement d'une source de rayonnement gamma ou encore l'éloignement au centre galactique (zone de grande densité stellaire). Le concept de zone habitable galactique (ZHG) a été d'abord évoqué et développé par Gonzalez *et al.* (2001) puis modélisée par Gowanlock *et al.* (2011) et Spitoni *et al.* (2014).

## 2.1.2 Systèmes favorables

### Étoile hôte

Comme je l'ai évoqué dans le paragraphe précédent, la stabilité de la zone habitable est une condition nécessaire à l'émergence de la vie. Cette condition rejette doré et déjà certaines étoiles des candidates pour l'habitabilité.

Les différents types spectraux d'étoiles correspondent à différentes températures de la pho-

tosphère de l'étoile. Les types spectraux O, B et A correspondent à des étoiles qui consomment leur matériel en moins d'1 milliard d'années, voire jusqu'à moins de 10 millions d'années. Or une planète se forme dans un processus long et la vie à sa surface a besoin d'autant plus de temps. Ce qui rend peu probable la vie autour de ces étoiles. En revanche pour des types spectraux F, G, K, M, L, T, la durée de vie sur la séquence principale est assez longue pour l'apparition de la vie.

De plus, le rayonnement ultraviolet (entre 200 et 300nm) est une source d'énergie causant beaucoup de dommages sur les systèmes biologiques, inhibant la photosynthèse ou détruisant en partie une grande variété de protéines et de lipides. Malgré ça, il s'agirait d'un catalyseur pour les réactions dans l'atmosphère primitive de la Terre permettant la synthèse de composés chimiques, et ainsi essentiel pour certains procédés biogéniques. Ainsi, une étude de 2006 (Buccino *et al.* 2006) a défini une *zone habitable ultraviolet* où les radiations sont tolérables pour des molécules telle l'ADN et nécessaires pour la formation de certains composés. Ainsi pour des étoiles de types F, G, et les étoiles moins massives et plus froides (K, M, L), le rayonnement ultraviolet est moins intense comparé aux rayonnement des étoiles de type O, B, A. Les conditions sont donc moins propices dans l'environnement de ces dernières (Kasting *et al.* 1997). Pour les étoiles les plus froides, avec le type M ou L, une discussion étoffée est présente en section 2.2.

### Métallicité

La métallicité d'une étoile est la quantité d'éléments lourds (plus lourd que l'hélium). Pour une étoile, l'hydrogène et l'hélium sont largement prépondérants mais des variations de la quantité d'éléments lourds sont observées. La métallicité  $Z$  est de 0.02 pour le Soleil (2% de sa masse) et l'on compare la métallicité des étoiles à celle du soleil avec la formule suivante :

$$[M/H] = \log_{10}(Z_{\star}) - \log_{10}(Z_{\odot}) \quad (2.2)$$

Généralement, on se base sur le fer Fe qui est l'élément le plus abondant après l'hydrogène et l'hélium, et le plus facile à observer, grâce à sa quantité de raies spectrales.

$$[Fe/H] = \log_{10}\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{\star} - \log_{10}\left(\frac{N_{Fe}}{N_H}\right)_{\odot} \quad (2.3)$$

Il a été montré que la métallicité joue un grand rôle dans la formation de planètes géantes (Santos *et al.* 2003). En effet, les étoiles possédant une planète géante sont en moyenne plus riches en métaux que les étoiles sans planètes (détectées).

On remarquera que le Soleil est une étoile de troisième génération. Cela veut dire qu'elle a profité des éléments lourds créés par les étoiles des générations précédentes qui ont alimenté la nébuleuse solaire.

### Systèmes binaires

On estime aujourd'hui qu'au moins la moitié des étoiles de type solaire autour de nous font partie de binaires (Duquennoy et Mayor 1992). Cela pose la question de la ZH autour de binaires. Qu'en est-il de la définition de l'habitabilité dans ces systèmes? Pour cela, les conditions de la binaire sont nécessaires :

- Si les deux étoiles sont assez éloignées l'une de l'autre, les zones habitables de chacune d'entre elles pourraient être des orbites stables avec l'influence négligeable de la seconde étoile du couple, ce serait le cas de Proxima du Centaure ou  $\alpha$  Centauri C, l'étoile la plus proche du soleil faisant partie d'un système triple mais assez éloigné de la double étoile centrale  $\alpha$  Centauri A et B (Anglada-Escudé *et al.* 2016).
- Le cas de deux étoiles à séparation faible ne garantit pas la formation d'une planète ou même la stabilité de son orbite.

## De "bons" jupiters

Dans le cas d'étoiles seules, on suppose que l'habitabilité est favorisée par la présence d'une planète géante à moyenne ou longue séparation comme c'est le cas dans le système solaire.

Jupiter a déstabilisé les orbites qui sont en résonance avec elle, ce qui a formé ce qu'on observe aujourd'hui comme les *lacunes de Kirkwood* dans la ceinture d'astéroïde. C'est à dire que les orbites de ces lacunes et celle de Jupiter ont un rapport de période orbitale rationnel. Par exemple, Jupiter fait 1 révolution lorsque l'autre objet fait 2 révolution. La résonance orbitale est couramment notée  $n/p$  où  $n$  et  $p$  sont deux nombres entiers naturels désignant le nombre d'orbites réalisées par l'un et l'autre des corps. Plus  $n$  et  $p$  sont petit, plus l'influence gravitationnelle est importante. Dans le cas de la ceinture d'astéroïde et de Jupiter, les résonances  $1/3$ ,  $2/5$ ,  $3/7$  et  $1/2$  forment les lacunes principales où un corps serait directement éjecté s'il y résidait. Ces lacunes délimitent des familles d'astéroïdes dont les orbites sont assez stables et l'influence de Jupiter limite la chute de ces petits corps dans le système interne (Horner et Jones 2008). Un constat similaire a été fait par la même équipe de recherche concernant les impacteurs cométaires du nuage d'Oort (Horner *et al.* 2010).

D'autre part, la perturbation gravitationnelle de Jupiter sur les petits corps lors durant la jeunesse des planètes a pu également enrichir le système solaire interne en éléments volatiles et en eau (Lunine 2001).

Ces raisons donnent aux planètes joviennes dans des systèmes possédant au moins une planète tellurique un intérêt tout particulier pour contraindre l'influence de l'environnement planétaire sur les conditions d'émergence de la vie.

### 2.1.3 Caractéristiques planétaires

Des conditions physico-chimiques intrinsèques à la planète sont nécessaires pour la désigner comme habitable.

#### Stabilité atmosphérique

La présence d'une atmosphère est un des critères pour l'apparition d'une biochimie initiale nécessaire à la vie. Pour retenir une atmosphère, la composition, la température et la masse de la planète sont à déterminer. Comment ? En supposant un gaz parfait, on peut comparer la vitesse propre du gaz  $V_{gaz}$  due à la température avec la vitesse de libération  $V_{lib}$  de la planète.

$$V_{lib} = \sqrt{\frac{2GM_p}{R_p}} \quad (2.4)$$

$$V_{gaz} = \sqrt{\frac{3RT}{M_{mol}}} \quad (2.5)$$

La vitesse du gaz dépend de la masse molaire de la molécule considérée  $M_{mol}$ , de la température  $T$  et de la constante des gaz parfaits  $R(8.314 J.K^{-1}.mol^{-1})$ . La vitesse de libération dépend du rayon planétaire  $R_p$ , de la masse planétaire  $M_p$  et de la constante de gravitation  $G(6.674 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2})$ . Le dihydrogène, par exemple, n'est pas retenu par la Terre mais l'est par Jupiter ou Saturne parce que la température y est plus froide de par leur éloignement au Soleil, et parce que la masse est deux ordres de grandeur plus grande. Donc le champ gravitationnel y est plus intense. À l'opposé, Mercure et la majorité des satellites naturels n'ont pas d'atmosphère même si leur masse leur permettrait d'en retenir. Dans le cas spécifique de Mercure, la faible distance à l'étoile ne lui permet pas d'avoir une enveloppe gazeuse stable. Comparer l'énergie cinétique du gaz à l'énergie gravitationnelle revient à estimer le paramètre de Jeans (équation 2.6).

$$\lambda_J = \frac{V_{lib}^2}{V_{gaz}^2} \quad (2.6)$$

L'échappement de Jeans (ou l'évaporation de Jeans) est le processus qui décrit comment les molécules atmosphériques peuvent dépasser la vitesse de libération de la planète. L'échappement est très fin pour les planètes massives et froides comme Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune (respectivement  $\lambda_J = 480, 420, 50, 120$  à leur exobase, la limite inférieure de la couche la plus haute de l'atmosphère, Strobel (2002); Hunten (2002)). Pour des planètes plus chaudes et moins massives comme la Terre, seules les atomes légers s'échappent (exemple dans Irwin (2006)). Être massif n'est pas une condition suffisante pour qu'il y ait une atmosphère. Une étude exhaustive sur le rayonnement reçu par la planète, l'activité de l'étoile et sa température est nécessaire. On peut ajouter qu'une étude de Owen et Mohanty (2016) a montré que les planètes de masse de coeur  $M_p > 1M_{\oplus}$  avec une enveloppe de masse  $m_e > 1\%$  de H/He ne pourraient être habitable dans la ZH des naines M (type d'étoile sur lequel je reviens dans la section 2.2) parce que l'enveloppe gazeuse sera trop importante.

D'autre part, plus la planète est grande, plus le noyau ferreux est grand, plus le champ magnétique est important mais la planète pourrait accréter trop de gaz et devenir une géante, inhospitalière. La limite entre ces deux évolutions est encore à l'étude. Dans le cas intermédiaire de la Terre, son champ la protège efficacement des vents solaires et c'est également une condition d'habitabilité.

## Excentricité

Concernant l'orbite, plus grande est l'excentricité, plus grande est la fluctuation de température à la surface de la planète et ces fluctuations ne permettraient pas à l'eau de rester liquide sur une durée convenable pour la formation d'organismes. La Terre a une orbite très peu excentrique ( $e_{Terre} = 0,017$ ), tout comme les autres planètes du système Solaire à l'exception de Mercure. Bolmont *et al.* (2016) ont étudié l'impact de l'excentricité sur l'habitabilité de la planète en définissant l'habitabilité par la présence d'eau liquide en surface. Un résultat majeur de Williams et Pollard (2002) était la capacité des planètes excentriques à posséder cette eau en fonction du flux moyen reçu sur la totalité de l'orbite. Contrairement à cette approximation, Bolmont *et al.* (2016) prend en compte les planètes dont l'excentricité leur impose de sortir de la zone habitable durant une partie de l'orbite. Ils ont montré que les planètes très peu irradiées ( $L_{\star} = 10^{-4}L_{\odot}$ ) peuvent toujours garder l'eau liquide en surface. D'autre part, les planètes très excentrique orbitant autour d'objets plus lumineux peuvent seulement garder l'eau liquide autour du périastre. C'est le cas des planètes orbitant des étoiles de  $L_{\star} = 1L_{\odot}$  avec des excentricités  $e > 0.6$ . Même constat pour les planètes orbitant des étoiles de  $L_{\star} = 10^{-2}L_{\odot}$  avec des excentricités  $e > 0.8$  et pour les planètes orbitant des étoiles de  $L_{\star} = 10^{-4}L_{\odot}$  avec des excentricités  $e > 0.9$ .

## Présence d'eau liquide en surface

Comme discuté plus haut, la notion de zone habitable est directement définie par l'énergie reçue pour permettre à l'eau de rester liquide en surface. En l'occurrence, détecter la présence d'eau est l'étape supérieure. Nous avons déjà découvert de l'eau sous forme de vapeur d'eau dans d'autres systèmes (exemple de HD189733b Birkby *et al.* (2013); McCullough *et al.* (2014)). Dans le système solaire, l'eau est présente sur Terre mais Greenberg (2005) suppose que la vie peut exister sur Europe où de l'eau liquide a été détectée sous la surface.

D'autre part, remarquons que malgré le fait que l'eau est l'élément essentiel à la vie sur Terre, cette condition ne considère pas les potentielles formes de vies découvertes dans des environnements sans eau liquide. Dans le système solaire, Fortes (2000) suggère que la vie puisse s'être développé dans l'océan souterrain de Titan dans un mélange d'eau et d'ammoniac. La présence de vie dans d'autres solvants plus exotiques a été proposée : le méthane liquide (Bains

2004), l'azote liquide (McKay et Smith 2005), le dioxyde de carbone supercritique<sup>1</sup> (Budisa et Schulze-Makuch 2014).

Le fait qu'Europe et Titan (respectivement à 3,5 et 8 UAs du Soleil et toutes les deux en dehors de la zone habitable du Soleil) soient des candidates de première importance pour la recherche de la vie dans le Système solaire souligne l'ambiguïté laissée à la notion d'habitabilité. Nous nous intéressons principalement à des planètes similaires à la Terre en zone habitable de leur étoile afin d'y découvrir de l'eau liquide à leur surface. Dans le futur, cette définition pourrait être élargie avec la découverte de vie dans le système solaire ainsi que d'exo-lunes potentiellement habitables autour de planètes géantes.

#### 2.1.4 Possibles Exo-Terres habitables

Parmi les exoplanètes découvertes aujourd'hui, quelques unes pourraient correspondre à des Exo-Terres en ZH. Cet échantillon a été choisi parmi les plus probables pour arborer tous les caractères d'habitabilité et est ordonné en fonction du type de l'étoile hôte, de la plus précoce à la plus tardive. La liste, non exhaustive, est susceptible de s'allonger au cours du temps avec l'intérêt grandissant des naines M et les missions en cours ou de voir certains candidats rejetés grâce à une caractérisation précise de ces planètes.

**K2-3d.** Le système K2-3 a été observé avec la satellite Kepler (Crossfield *et al.* 2015), le satellite Spitzer (Beichman *et al.* 2016) et a été suivi en vitesse radiale par l'instrument HARPS à La Silla au Chili (Almenara *et al.* 2015). La troisième planète orbitant cette étoile de type M0 de  $T_{eff} = 3900 \pm 190K$ ,  $[Fe/H] = -0.32 \pm 0.13dex$ , a un rayon de  $1.53 \pm 0.11R_{\oplus}$ . Sa période de  $10.05j$  autour de cette étoile, indique qu'elle serait à la limite intérieure de la ZH de l'étoile. La brillance de cette étoile et le rapport de rayon avec la planète favorise la caractérisation dans le futur.

**Gl667Cc.** Un système multiple autour d'une naine M (type M1.5), de magnitude  $V=10.22$ , a été découvert (Delfosse *et al.* 2013). La seconde planète du système, Gl667Cc a une masse de seulement  $4.25M_{\oplus}$  et orbite dans la zone habitable de son étoile hôte, avec une période de  $28.142j$ . Elle reçoit seulement 10% d'énergie de moins de son étoile que la Terre du Soleil.

**GJ273b et c.** Récemment, Astudillo-Defru *et al.* (2017b) rapportent la détection, grâce aux vitesses radiales avec HARPS, de deux planètes orbitant GJ273, une naine M (type M3.5) de température  $T_{eff} = 3382 \pm 49K$  et de magnitude apparente  $V=9.87$  à 3.8pc de nous. Les planètes ont des masses minimales de  $1.17 \pm 0.21$  et  $2.86 \pm 0.43M_{\oplus}$ , et des périodes de 4.7 et 18.7 jours. GJ 273b orbite dans la zone habitable de son étoile mais ces planètes n'ont pas encore été vues en transit. Nous n'avons pas encore accès à leur taille et donc à leur nature.

**GJ163c.** Une autre planète candidate pour être habitable est GJ163c. Elle orbite une naine M (type M3.5) à 15pc, de magnitude apparente  $V=11.8$ . Cette étoile possède au moins trois planètes comme le rapportent Bonfils *et al.* (2013b). Nous avons utilisé l'instrument HARPS pour collecter les signaux de vitesses radiales. Les trois planètes ont des périodes de  $8.632 \pm 0.002$ ,  $25.63 \pm 0.03$ , et  $604 \pm 8$  jours et des masses minimales de  $10.6 \pm 0.6$ ,  $6.8 \pm 0.9$ , et  $29 \pm 3M_{\oplus}$  respectivement. GJ173c, en particulier, est une super-Terre de température d'équilibre  $T_{eq} = (302 \pm 10)(1 - A)^{1/4}K$  et pourrait être dans la zone habitable pour des valeurs d'albedo ( $A = 0.34 - 0.89$ ) relativement plus importantes que celle de la Terre ( $A_{\oplus} = 0.3$ ).

1. Supercritique : État de la matière qui comprend les propriétés d'un liquide et d'un gaz. Atteint lorsque le fluide a été comprimé au delà de sa pression critique et chauffé au delà de sa température critique.



**LHS1140b.** LHS1140 est une étoile naine de type M(4.5) à 12 parsecs de distance du Soleil. (Dittmann *et al.* 2017b) ont rapporté l'observation de la planète LHS1140b. Son rayon est de  $1.4R_{\oplus}$  et sa masse a été mesurée à  $6.6M_{\oplus}$ , ce qui est compatible avec une composition rocheuse. LHS 1140b reçoit 0.46 fois l'énergie lumineuse que reçoit la Terre du Soleil, ce qui la place dans la ZH de son étoile. Avec un indice de confiance de 90%, la limite supérieure pour l'excentricité est de 0.29; son orbite est probablement stable et circulaire. Étant donné sa grande gravité de surface et le flux reçu, la planète a très probablement retenu une atmosphère malgré la grande luminosité présente aux stades précoces de l'étoile. Enfin, LHS1140 est très proche et pourra donc être suivi pour caractériser l'atmosphère de la planète dans un futur proche.

**Trappist-1b,c et d.** La mission TRAPPIST (TRAnsiting Planets and Planetesimals Small Telescope) a suivi la naine M nommée Trappist-1 et découvert pas moins de 3 planètes transitant (Gillon *et al.* 2016). Cette étoile a une température de  $T_{eff} = 2550 \pm 55K$ . Parmi ces 3 planètes, les deux premières sont certainement trop proches de l'étoile pour être habitables, avec seulement 1.51 et 2.42j de période. En revanche, les planètes ont des températures d'équilibre assez basses pour avoir des régions habitable, comme la limite Ouest de la face éclairée. Leurs tailles sont respectivement de 1.11 et  $1.05R_{\oplus}$ . En revanche, beaucoup d'incertitude est placée sur la planète d qui pourraient également se trouver dans ou à la limite extérieure de la ZH. Les périodes possibles calculées à partir des transits sont au nombre de 11 avec une valeur plus probable à 18.20j.

## 2.2 Naines M : une opportunité

### 2.2.1 Définition

Les naines M sont des étoiles de très faibles masses ( $0.08 - 0.07M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 0.6M_{\odot}$ ). Leurs tailles se trouvent dans l'intervalle  $0.1R_{\odot} \leq R_{\star} \leq 0.5R_{\odot}$ . Elles sont froides. Leur température  $T_{eff}$  s'échelle entre  $2100K$  (M9) et  $3800K$  (M0), et elles sont peu lumineuses ( $5.10^{-4}L_{\odot} \leq L_{\star} \leq 0.2L_{\odot}$ ). Dans un diagramme d'Herzprung-Russell elles occupent le bas de la séquence principale. Ces étoiles sont aussi nommées naines rouges à cause de leur pic de luminosité dans l'infrarouge ( $\sim 2\mu m$ ). D'autre part, la métallicité des naines M est assez grande ( $-1.75dex \leq [Fe/H]_{\star} \leq 0.25dex$ , Bonfils (2006)).

Les naines M sont des étoiles très fréquentes. Il s'agit du type dominant dans notre galaxie

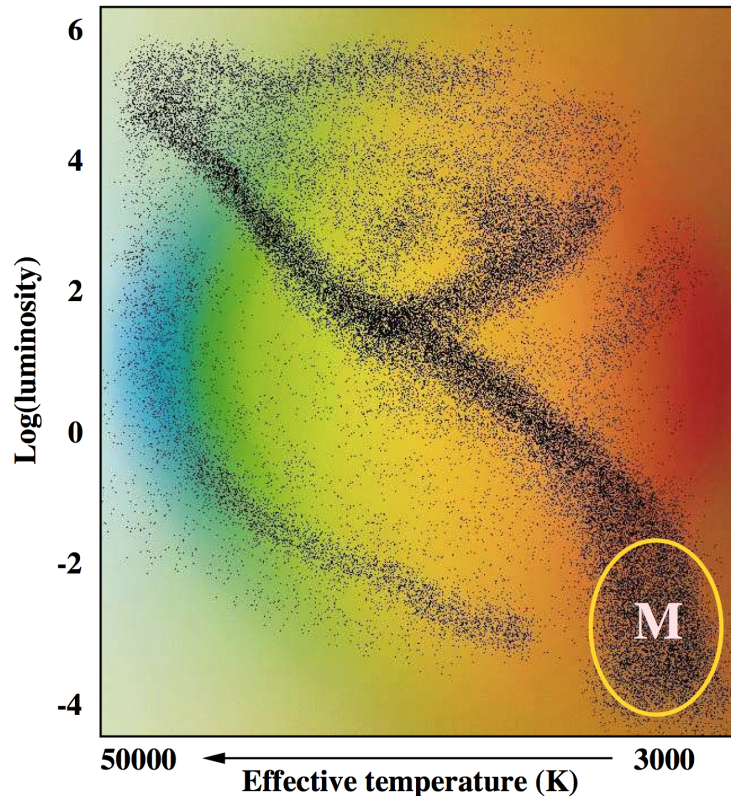


FIGURE 2.2 – Diagramme d'Herzprung-Russell (Luminosité - Température). L'ellipse jaune localise la partie occupée par les naines M. Les couleurs du diagramme correspondent aux couleurs des étoiles.

(Chabrier et Baraffe 2000) avec 75% de la population totale (Henry *et al.* 2006). Malgré tout, elles ne sont généralement pas visibles à l'oeil nu à cause de leur très faible luminosité dans le visible.

De plus, les naines M sont des étoiles dont la durée de vie est suffisante (plusieurs milliard d'années) pour que des planètes aient eu le temps de se former dans leur environnement.

### 2.2.2 Transits autour de naines M

Observer ces étoiles de type M accroît fortement notre sensibilité aux petites planètes. Le signal de transit étant proportionnel au rapport de surfaces entre la planète et l'étoile (Eq. 1.14), si l'on considère deux planètes de même taille ( $R_p = 2R_{\oplus}$ ) orbitant autour d'une naine de  $0.5R_{\odot}$  et d'une étoile de taille solaire ( $1R_{\odot}$ ), les transits auront respectivement des profon-

deurs de  $D_M = 10^{-3}$  et  $D_G = 2.5 \times 10^{-4}$ . Pour les M les plus tardives, les moins lumineuses et à fortiori les plus petites ( $0.1R_\odot$ ), le transit peut être jusqu'à 100 fois plus important que sur les étoiles de type G. En conséquence, de petites planètes (telluriques) sont beaucoup plus accessibles autour de ces étoiles.

De plus, la zone habitable des naines M est plus proche de l'étoile que nous ne le sommes du Soleil. Moins l'étoile est massive et lumineuse, plus cette distance se réduit (Figure 2.1) comme nous l'avons vu avec l'équation 2.1. Or en utilisant les transits, il existe un biais vers les planètes de courtes séparations auxquelles cette technique est sensible<sup>2</sup>. Résultat d'une combinaison de l'équation 2.1 et 1.10 : en comparant une naine M à une étoile de type solaire, nous avons 4 à 10 fois plus de probabilité de trouver une planète en ZH de la naine M que de l'étoile de type solaire (selon la largeur de la zone habitable, la taille et la température exacte des étoiles comparées).

Un certain nombre de campagnes d'observation recherchant des transits autour de naines M sont en cours ou vont faire leur apparition sur le ciel. C'est le cas de MEarth qui opère depuis le FLWO (Fred Lawrence Whipple Observatory) sur le Mont Hopkins en Arizona ainsi que depuis le CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) sur le Cerro Tololo au Chili. L'équipe MEarth a déjà publié des détections remarquables telles que GJ1214b(Charbonneau *et al.* 2009), une super-Terre proche, GJ1132b (Berta-Thompson *et al.* 2015) qui est une planète de petite taille orbitant proche de la zone habitable(elle serait finalement trop chaude pour abriter la vie), ou encore LHS1140 (Dittmann *et al.* 2017b). Déjà présent dans le paysage des campagnes de transit, Apache(Sozzetti *et al.* 2013) a débuté en 2012 sur le site de l'observatoire astronomique de la région autonome de la vallée d'Aoste dans le Nord-Est de l'Italie, et TRAPPIST(Jehin *et al.* 2011), installé sur le site de La Sille (ESO) au Chili depuis 2010 qui a apporté la détection du célèbre système très compacte TRAPPIST-1(Gillon *et al.* 2016). D'autre part, le NGTS (Next Generation Transit Survey, Wheatley *et al.* 2013) basé à Paranal au Chili et en opération depuis janvier 2015 observe des étoiles de type G, K et M (jusqu'à M3). Bientôt SPECULOOS (Search for Planets EClipping ULtra-cOOl Stars) observera les planètes telluriques transitant les naines M les plus proches avec 4 télescopes de 1m de diamètre chacun sur le site de Paranal également dans le désert d'Atacama (Gillon *et al.* 2013).

Depuis l'espace, le satellite Kepler a révolutionné la découverte d'exoplanètes, trouvant pas moins de 2335 planètes dans la phase nominale de la mission, plus d'autres milliers de candidats potentiels non confirmés encore. Durant la deuxième phase de la mission(K2), 148 autres exoplanètes ont été confirmées (avec au delà de 500 candidats à vérifier). Kepler est sensible aux étoiles très peu brillantes ( $V < 20$ ) avec des précisions meilleures que la millimagnitude. Parmi ces découvertes, plus de 200 exoplanètes l'ont été autour d'étoiles de faible masse ( $< 0.6M_\odot$ ). Une analyse des détections de Kepler autour d'étoiles de faibles masses est faite dans Gaidos *et al.* (2016). Et enfin, on dénombre 24 exoplanètes orbitant en zone habitable de leur étoile hôte dont K2-18 une super-Terre en zone habitable de son étoile hôte(?). En résumé, la mission Kepler et K2 font partie des avancées les plus prodigieuses de ces dernières années.

Dans la lignée des missions spatiales pour détecter des transits, TESS (Transit Exoplanet Survey Satellite,Ricker *et al.* (2014)) pourra suivre des systèmes planétaires autour de naines M (un catalogue de 1000 naines M proches, Stassun *et al.* (2017))- mais aussi d'étoiles K et G - et fournir des cibles à caractériser au satellite JWST (James Webb Space Telescope). Celui ci sera lui capable de détecter des signatures spectrales durant les transits, et ainsi caractériser les atmosphères exoplanétaires. Le lancement de TESS est prévu en Juin 2018, le satellite orbitera la Terre. Le lancement du JWST est programmé pour Octobre 2018 et sera en route pour le point de Lagrange L2.

---

2. Rappel : la probabilité qu'une planète transite est liée au rapport taille d'étoile sur distance à l'étoile (équation 1.10)

### 2.2.3 Suivi en vitesses radiales

Un autre intérêt des naines M pour détecter de petites planètes en zone habitable est la facilité que nous avons pour les suivre grâce à la méthode des vitesses radiales. Le signal de vitesse radiale est d'autant plus fort que le rapport de masse entre la planète et l'étoile est grand (équation 1.6), c'est à dire qu'à taille de planète identique, encore une fois, le signal d'une Terre autour d'une naine M sera plus important que le signal d'une Terre autour d'une étoile de masse solaire. Une planète de 2 masses terrestres autour d'une étoile de masse solaire aura un signal de  $18\text{cm.s}^{-1}$  contre  $85\text{cm.s}^{-1}$  autour d'une naine M de  $0.1M_{\odot}$  (tout autre paramètre égaux, excentricité nulle et configuration vue par la tranche). L'instrument HARPS, installé sur le télescope de 3.6m de l'ESO à La Silla au Chili, a comme précision nominale  $1\text{m.s}^{-1}$ , ce qui, avec des conditions adéquats et un nombre important de photon a permis de détecter des signaux très faibles de planètes telluriques autour de naines M comme je l'ai cité précédemment (certaines découvertes faites durant cette thèse sont rapportés dans le chapitre ??).

Grâce à la campagne d'observation de l'instrument HARPS, une étude statistique a pu montrer que  $\sim 41\%$  des naines M de notre environnement galactique possédaient au moins une super-Terre en ZH de son étoile (Bonfils *et al.* 2013a).

Outre le suivi des planètes en vitesses radiales depuis le sol pour valider les détections ou caractériser les planètes, plusieurs missions consacrées à la détection d'exoplanètes par vitesses radiales vont faire leur apparition. C'est le cas de SPIROU (SPectropolarimètre InfraROUge) depuis l'observatoire du CFHT à Hawaï en 2018. SPIROU (Moutou *et al.* 2015) a pour but de trouver et caractériser des planètes de taille terrestre autour de naines M et étudier l'influence du champ magnétique des naines M. ESPRESSO (Pepe *et al.* 2010), au VLT sur le site de Paranal au Chili sera bientôt sur le ciel et suit le même objectif que HARPS dans le visible avec des limites de détection à 2 magnitudes plus faibles que son prédécesseur ( $m_V \sim 15 - 16$ ). Depuis l'espace, la mission ARIEL de l'ESA (Tinetti *et al.* 2016) est prévue pour 2026 et complètera les études depuis le sol durant 4 à 10 ans d'observation.

### 2.2.4 Détection et caractérisation de transits via VRs

Les détections de planètes en transit faites depuis l'espace concernent une population d'étoiles majoritairement faibles ou avec des transits trop peu profonds pour utiliser la spectroscopie de transmission ou d'occultation. En fait, la plupart des cibles sont trop faibles pour vérifier la nature planétaire des compagnons ou mesurer leurs masses avec les spectrographes d'aujourd'hui. Ainsi, les observations réalisées dans le but de caractériser l'atmosphère des exoplanètes se concentrent sur les planètes qui transitent de petites étoiles proches et brillantes. En particulier, les recherches en VRs fournissent des cibles possédant une ou plusieurs planètes ainsi qu'une fenêtre temporelle pour la recherche des transits. En ciblant les naines M, le suivi photométrique de chaque détection est aisé depuis le sol avec des télescopes de petite taille (Nutzman et Charbonneau 2008). Par exemple, le transit d'une jupiter cause une baisse de 4% sur le flux lorsqu'elle traverse le disque d'une étoile de  $0.5R_{\odot}$ . Or, le taux d'occurrence d'une jupiter à faible séparation est de seulement quelques pourcents (Bonfils *et al.* 2013a). Donc la détection grâce aux vitesses radiales augmente largement le pouvoir de détection de ces planètes en transit d'un facteur de quelques centaines. Pour les plus petites planètes, qui sont plus fréquentes, la détection est plus difficile depuis le sol mais comme nous l'avons fait remarquer plus tôt, cibler les plus petites naines M est un avantage certain pour faciliter la détection de ces planètes depuis le sol (Charbonneau *et al.* 2009) si ce n'est utiliser un observatoire spatial comme Spitzer (Bonfils *et al.* 2011; Demory *et al.* 2011). Dans l'exemple de la naine M GJ3470, Bonfils *et al.* (2012) ont pu prédire les temps de transit à partir des vitesses radiales avec une précision de 0.14j. De plus, en supposant une planète composée exclusivement de fer, la profondeur du transit a été estimé à  $\sim 1\text{mmag}$ , ce qui est détectable depuis le sol. Enfin, comme les orbites de systèmes à plusieurs planètes devraient avoir de

faibles inclinaisons relatives (Lissauer *et al.* 2011; Figueira *et al.* 2012), le faible paramètre d'impact de GJ3470b ( $< 0.17 \pm 0.13$ ) rend cette cible intéressante pour la recherche de planètes additionnelles.

GJ1132 est un cas représentatif d'un grand nombre de naines M à rotation lente. C'est grâce à lui que Cloutier *et al.* (2017b) estiment le nombre mesures VRs nécessaires pour détecter des planètes supplémentaires telles que GJ1132c. Ils montrent qu'avec une précision de  $1m.s^{-1}$  par mesure, seulement  $\sim 50$  mesures sont requises pour atteindre 50% de significativité (*completeness*) pour la détection de toutes les planètes qui ne transitent pas. Ces courbes de détection (figure 2.3) peuvent être appliquées aux systèmes analogues qui seront découvertes par TESS.

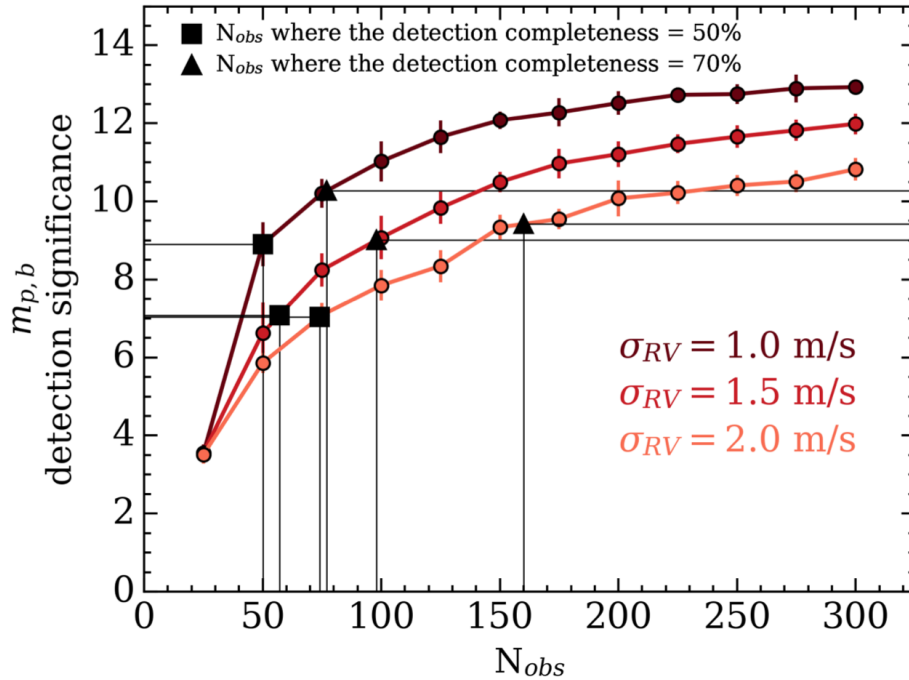


FIGURE 2.3 – Significativité de détection de GJ1132b avec diverses incertitudes de mesures en vitesses radiales. Les barres d'erreurs résultent de la dispersion sur les mesures de la masse. Le nombre d'observations associé à une significativité de 50% est représenté par un carré et de 70% par un triangle. Figure tirée de Cloutier *et al.* (2017b)

## Résumé

Les naines M sont une opportunité certaine pour trouver de petites planètes habitables pour plusieurs raisons que j'ai abordé plus haut et qui sont résumées et listées ici :

- Elles sont en grand nombre dans le voisinage solaire ;
- Leur faible masse et taille permet une grande sensibilité aux petites planètes (VR et Transits) ;
- Elles sont majoritairement simples(et non double), les orbites autour de binaires contraignant les orbites stables dans certaines gammes de paramètres ;
- La zone habitable est plus accessible avec nos méthodes de détection sensibles aux petites séparations. (VR et Transits).
- La caractérisation et le suivi des cibles intéressantes, aussi bien en transit qu'en vitesses radiales, sont favorisés aujourd'hui et dans les années à venir avec les nouveaux télescopes

et nouvelles missions dédiées.

## 2.3 ExTrA

### 2.3.1 Objectifs

Le projet ExTrA pour *Exoplanet in Transit and their Atmosphere* a pour but de trouver des planètes telluriques transitant en ZH des plus brillantes naines M proches. De telles exoplanètes pourraient être suivies pour caractérisation grâce à la prochaine génération de grands télescopes (spatial et au sol) comme le VLT, JWST, et l'ELT. En particulier, nous développons une nouvelle méthode, nous permettant d'être sensible aux planètes dont les tailles pourront aller jusqu'à  $R_p = 0.5R_{\oplus}$ . En terme de précision photométrique, le but est d'obtenir 0.02% précision par point de mesure. À ce jour, une telle précision n'est pas atteintes par les télescopes au sol.

### 2.3.2 Méthode

Depuis le sol, la précision des courbes de lumière est limitée par des systématiques causées par la variation de masse d'air, les conditions atmosphériques, la météorologie au dessus du télescope, le pointage du télescope ou des irrégularités sur le champ plat. Je reviendrai sur ces bruits en section 3.4.

Nous tentons aujourd'hui de nous affranchir de ces limitations pour pouvoir trouver des planètes de très petites tailles  $\leq 2R_{\oplus}$  auxquelles nous commençons à être sensible (GJ1132b ou les planètes autour de TRAPPIST-1 par exemple). Pour abaisser la limite de détection de la technique de photométrie différentielle depuis le sol, le projet ExTrA se sert d'un spectrographe infrarouge alimenté par des fibres qui transportent la lumière récoltée par trois télescopes de 60cm. Sur chaque télescope, 5 unités de champ sont utilisés pour récolter la lumière de l'étoile cible et des étoiles de comparaisons choisies dans le champ. La spectrophotométrie de la cible est mesurée de manière différentielle avec la spectrophotométrie des 4 étoiles de comparaisons. Pour s'assurer de la stabilité photométrique des mesures, un effort particulier est fourni pour assurer la position des fibres.

L'installation est composée de 3 télescopes indépendants. Les fibres des 3 télescopes viennent alimenter l'unique spectrographe de résolution  $R \sim 200$  qui couvre une large bande de l'infrarouge de  $0.8\mu m$  à  $1.6\mu m$ . Bien que les trois télescopes puissent observer le même champ, ils observent différents champs la plupart du temps pour maximiser l'efficacité de la campagne.

Cette méthode présente plusieurs avantages comparée à d'autres instruments au sol :

- (A) Avec la photométrie différentielle traditionnelle, le spectre de l'étoile de comparaison ne correspond jamais parfaitement au spectre de l'étoile cible. Quand l'absorption atmosphérique est chromatique, la quantité de lumière qui est filtrée par l'atmosphère terrestre est légèrement différente selon l'étoile. Les télescopes basés au sol fonctionnent généralement en sélectionnant une bande spectrale contenant le moins de raies d'absorption telluriques possibles. Le but est de réduire l'impact des raies non seulement pour l'absorption du signal total reçu mais aussi pour réduire l'effet qu'ont les raies telluriques en terme d'erreur systématique sur les courbes différentielles. Par exemple, le télescope de 60cm de TRAPPIST a observé le transit de GJ3470b (Bonfils *et al.* 2012) avec le filtre z'-Gunn dans le but d'améliorer la précision grâce à une bande spectrale plus étroite. Avec une faible efficacité quantique de la caméra CCD<sup>3</sup> au delà de 900nm, cela revient à considérer une bande de 60nm centrée à 860nm. Or, améliorer la précision photométrique implique l'utilisation de télescopes toujours plus grands avec des filtres toujours plus étroits. ExTrA utilise un spectrographe multi-objets avec plus de 100 canaux spectraux de largeur  $l < 6nm$  chacun. Dans un premier temps, la résolution permet une correction plus fine des variations atmosphériques (voir chapitre 6). D'un

---

3. Efficacité quantique = rapport entre le nombre de charges électroniques collectées et le nombre de photons incidents

autre côté, le domaine spectral très large  $[0.8 - 1.6\mu\text{m}]$  permet d'augmenter l'efficacité en récoltant plus de photons. Nous dégradons la résolution spectrale par la suite afin de produire des courbes de lumières avec un haut niveau de signal sur bruit.

- (B) Les télescopes au sol destinés à la recherche de transits requièrent habituellement des détecteurs avec une grande surface ( $2\text{k} \times 2\text{k}$ ). Dans le domaine infrarouge, de tels détecteurs sont très chers. ExTrA, au contraire, utilise un seul spectrographe (et donc une seule caméra, figure 2.4) pour enregistrer la lumière venant de plusieurs télescopes. De plus, le spectrographe utilise l'espace du détecteur plus efficacement que des imageurs. Cette méthode peut donc mieux s'adapter à de petits détecteurs. Cette opportunité d'observer dans l'infrarouge de manière efficace et peu chère présente un grand avantage pour observer les naines M qui émettent beaucoup plus de photons dans l'infrarouge. La figure 2.5, tirée de Bonfils *et al.* (2015), montre la distribution spectrale d'énergie pour des étoiles de types M5, M9 et L3 qui produisent respectivement 9, 22 et 40 fois plus de photons dans le domaine  $[0.9 - 1.6\mu\text{m}]$  que dans le domaine  $[0.7 - 0.9\mu\text{m}]$ .



FIGURE 2.4 – Image de la caméra NIRvana de Princeton Instrument, utilisé pour le projet ExTrA. Crédit : Princeton Instruments.

- (C) La non-linéarité du détecteur, la différence de réponse intra-pixel, l'efficacité de transfert de charge et les rémanences peuvent limiter la précision à un niveau de 0.1%. En photométrie différentielle, on peut guider la lumière sur un pixel précis pour limiter les systématiques mais les variations de seeing et les erreurs de guidage restent et empêchent de garder une même illumination pour un pixel. On peut alors défocaliser le télescope de telle manière que la fonction d'étalement du point (PSF) soit échantillonnée sur beaucoup de pixels. Les systématiques se moyennent avec la racine du nombre de pixels utilisés. ExTrA disperse chaque spectre sur  $\sim 3000$  pixels, permettant un centrage très précis.

### 2.3.3 Champs

Les microlentilles à l'arrière du télescope récupèrent le faisceau des étoiles et l'injectent dans des fibres optiques de diamètre de  $150\mu\text{m}$ . Chaque champ est composé de 2 boutons, le bouton de centrage et le bouton de science. À cause de l'erreur sur la position des champs, le bouton de centrage est composé d'un paquet de 37 fibres utilisées pour calculer de manière précise la position des étoiles pour ensuite appliquer un mouvement et recentrer l'étoile dans



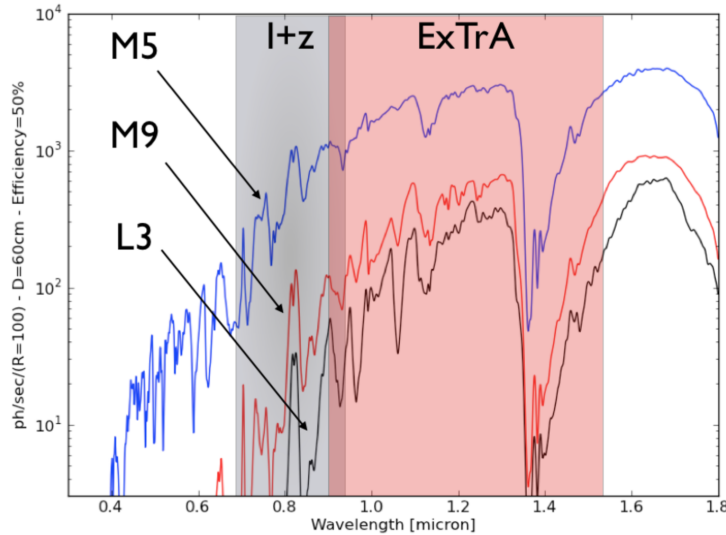


FIGURE 2.5 – Distribution spectrale en photon par  $R=100$  éléments de résolution pour une étoile M5 à 15 parsecs, une M9 à 10 parsecs, et une L3 à 10 parsec vue au travers de l'atmosphère terrestre et d'un télescope de 60cm avec une efficacité, ou transmission totale du détecteur, de 50%. La zone grise "I+z" est la bande spectrale typique des campagnes d'observation de transits depuis le sol. La zone rouge "ExTrA" est notre fenêtre spectrale. Les spectres d'étoiles sont dérivés de la grille de modèle NextGen(Allard *et al.* 1997) et la transmission atmosphérique de ATRAN(Lord 1992)

le bouton de science(précision de  $1\mu m$ ).

**Chaque bouton de science est composé de deux canaux, l'un est optimisé pour des étoiles brillantes avec une ouverture de  $8''^4$  et le second est optimisé pour les étoiles les moins brillantes avec une ouverture de  $4''$  dans le but de réduire la contribution du fond de ciel.**

Chaque canal possède deux fibres, une recevant la lumière de l'étoile et l'autre la lumière de fond de ciel proche de l'étoile. Or, l'injection de l'image des étoiles par les fibres a des effets indésirables. La fibre conserve l'information spatiale entre l'entrée et la sortie. Nous sommes donc toujours sensibles aux fluctuations de *seeing*<sup>5</sup> et au mauvais centrage de l'image. Pour contourner cet effet, ExTrA utilise un ensemble de microlentilles asphériques<sup>6</sup>. Cela permet d'imager la pupille du télescope sur l'entrée de la fibre. Dans cette configuration, les turbulences atmosphériques et les erreurs de guidage ont un impact limité sur la précision. La distribution de flux est plus stable à la sortie des fibres. **La précision attendue en laboratoire est de  $\sim 0.01\%$  correspondant à un position de l'étoile précise à  $\pm 2\mu m$ .**

### 2.3.4 Campagne d'observation

#### Distribution de planètes

Plusieurs campagnes d'observation ont récemment mesuré le taux d'occurrence des planètes de petites masses autour de naines M. La campagne HARPS a trouvé un taux d'occurrence de  $52^{+50}_{-16}\%$  pour des super-terres ( $1 \leq m \sin(i) \leq 10$ ) avec des périodes entre 10 et 100j. 41% orbitent en ZH de leur étoile(Bonfils *et al.* 2013a). Pour des super-Terres autour d'étoiles K tardives et M précoces ( $3600 \leq T_{eff} \leq 4100K$ ), la mission Kepler indiquait un taux

4.  $1^\circ = 60'$  et  $1' = 60''$  d'arc

5. Le *seeing* est une mesure de la turbulence atmosphérique. Il s'agit de la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement de point, en secondes d'arc généralement.

6. Asphérique = dont la forme est proche d'une portion de sphère mais qui n'est pas strictement sphérique

d'occurrence de  $30 \pm 8\%$  et  $36 \pm 8\%$  respectivement (Howard *et al.* 2012; Gaidos *et al.* 2012). La dernière étude de Dressing *et al.* (2017) a affiné ces résultats en indiquant un taux de super-Terre en zone habitable de naines M de  $21_{-6}^{+11}\%$  et un taux de terres de  $24_{-8}^{+18}\%$ . Les campagnes de recherche par la méthode des microlentilles gravitationnelles, qui sondent de plus grandes séparations, trouvent également une grande population de planètes peu massives, avec par exemple un taux de  $62 \pm 36\%$  pour des planètes de  $5 - 10M_{\oplus}$  entre 0.5 et 10 UA (Cassan *et al.* 2012). Le projet Mearth (Berta *et al.* 2013) a évalué le taux d'occurrence de planètes de  $2 - 4R_{\oplus}$ , avec des périodes de  $P \leq 10j$ , à  $22_{-6}^{+52}\%$ .

Nous avons un ensemble d'études consistantes, avec HARPS, Kepler, Mearth et les campagnes micro-lentilles, trouvant 30 à 50% de planètes de 1 à 10  $M_{\oplus}$  et 40 super-Terres en ZH pour 100 naines M.

### Stratégie d'observation

ExTrA suivra la stratégie adoptée par la campagne Mearth (Irwin *et al.* 2009). Chaque télescope suit un ensemble de  $N$  étoiles, enregistrant des courbes de lumières peu denses en mesures jusqu'à obtenir une détection de perte de flux à  $5\sigma$ . Alors, le télescope suit spécifiquement cette étoile pour pouvoir enregistrer la sortie du transit avec un échantillonnage plus précis.

Avec 3 télescopes, chaque télescope a son catalogue, qui débute avec des étoiles qui ont des grandes valeurs de *mérite* (détails donnés dans Bonfils *et al.* 2015) et adapte la durée de ses observations en fonction des durées de transit attendues et du temps, afin de sonder toute la ZH.

## 2.4 Mon travail de thèse

Dans le contexte riche énoncé dans cette partie introductive, mon travail de thèse se présente comme **l'étude de la technique de spectrophotométrie différentielle** afin de valider la méthode qu'utilise ExTrA pour améliorer la précision photométrique obtenue avec des télescopes au sol. Cette technique permettra la découverte et de la caractérisation d'exoplanètes, possiblement similaires à la Terre, en zone habitable de naines M. Les travaux effectués durant ces trois années sont répartis en 4 parties (comprenant au total 7 chapitres).

Tout d'abord, dans la partie II, je reprends la théorie de la photométrie différentielle en me basant sur les équations de transport radiatif. Je répertorie les conditions instrumentales et météorologiques qui affectent les données de photométries depuis le sol. J'introduis l'effet de couleur qui est un des effets systématiques présents dans les courbes de lumières. Je simule pour la première fois l'extinction atmosphérique de second ordre en fonction de divers paramètres d'observations (des conditions atmosphériques aux étoiles ciblées).

La spectrophotométrie différentielle est une technique qui pourrait nous affranchir des effets systématiques colorés. Dans le cadre de cette thèse, partie III, je formalise cette technique de manière théorique et je simule le gain apporté par la résolution spectrale sur la précision photométrique. Ces simulations effectuées pour la première fois serviront de résultats de base pour les recherches à venir dans le domaine de la spectrophotométrie. Elles prennent en compte les conditions atmosphériques les plus impactantes pour l'effet de couleur (la masse d'air, la quantité de vapeur d'eau) mais également le type d'étoile ciblé (température, gravité, activité) et enfin la résolution spectrale allant de basse à moyenne résolution ( $R < 4000$ ). Ces simulations ont permis de confirmer le budget d'erreur du projet ExTrA auquel je consacre un chapitre avec les simulations et les tests photométriques réalisés en laboratoire qui ont permis de déterminer ses performances.

La spectrophotométrie à moyenne résolution dans le but de suivre des naines M en photométrie et découvrir des exoplanètes possiblement en zone habitable est une toute nouvelle approche instrumentale lancée avec ExTrA. Il n'existe à ce jour pas de méthodes numériques spécifiques au projet qui permettraient de corriger d'effets systématiques restants dans les courbes de lumière tout en ajustant d'éventuels transits. Dans la partie IV, j'ai développé un nouvel algorithme capable de détecter un transit tout en corrigeant des effets systématiques dans des cubes de données de spectrophotométrie. Je me base sur des algorithmes de traitement existants pour la photométrie de transits et j'expose les résultats obtenus sur des données simulées et les données de tests photométriques en laboratoire du projet ExTrA.

Dans la dernière partie (partie V), je reviens sur ma contribution à la campagne HARPS de détection et caractérisations de systèmes extra-solaires avec la méthode des vitesses radiales. Les observations réalisées durant les deux premières années de ma thèse ont fait l'objet de différents articles. Ces découvertes, qui font partie des plus importantes de ces dernières années, pourront servir à la constitution d'un catalogue et préciser les critères de sélection des cibles pour la campagne ExTrA.

Enfin, je conclurai et développerai quelques perspectives propres à l'ensemble de ces travaux.

## Deuxième partie

# Photométrie différentielle depuis le sol



## Chapitre 3

# Théorie de la photométrie différentielle

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Transport radiatif</b>	<b>46</b>
3.1.1	Théorie	46
3.1.2	Masse atmosphérique	46
<b>3.2</b>	<b>Modèles d'extinction</b>	<b>47</b>
3.2.1	Absorption moléculaire	47
3.2.2	Diffusion Rayleigh	48
3.2.3	Diffusion par aérosols	49
<b>3.3</b>	<b>Photométrie différentielle</b>	<b>50</b>
<b>3.4</b>	<b>Bruits statistiques</b>	<b>51</b>
3.4.1	Bruit de photon	51
3.4.2	Courant d'obscurité	51
3.4.3	Bruit de lecture	52
3.4.4	Scintillation	52

---

Dans ce chapitre, je décris l'effet de l'atmosphère sur nos mesures photométriques depuis le sol. Cet effet est à l'origine de la technique de photométrie différentielle qui vise à s'affranchir de l'extinction par l'atmosphère. Enfin, je fais un bilan des bruits de mesures statistiques (Les effets systématiques sont traités dans le chapitre 4).

### 3.1 Transport radiatif

#### 3.1.1 Théorie

Lorsqu'une onde lumineuse traverse un milieu tel que l'atmosphère, son intensité est atténuée. On peut expliquer cette atténuation à partir de l'équation de transport radiatif suivante.

$$\frac{dI}{ds} = -\kappa_{\lambda}\rho I_{\lambda} + j_{\lambda} \quad (3.1)$$

$I_{\lambda}$  est l'intensité à la longueur d'onde  $\lambda$  et dans la direction donnée par la coordonnée spatiale  $s$ . La variable  $\kappa$  est un coefficient d'extinction par unité de masse du milieu, de densité  $\rho$ , traversé par la lumière. Un terme d'émission du milieu est ajouté dans cette formulation générale,  $j_{\lambda}$ . Sans considérer l'émission du milieu, on utilise  $j_{\lambda} = 0$ . L'intensité lumineuse a la forme simple suivante :

$$I_{\lambda} = I_{0,\lambda} \exp\left(-\int_0^s \kappa_{\lambda}\rho ds\right) \quad (3.2)$$

$I_{0,\lambda}$  est l'intensité lumineuse en dehors de l'atmosphère. La quantité d'atmosphère traversée est exprimée par un paramètre appelé  $\chi$ , la masse d'air dans la ligne de visée.  $\chi$  dépend de l'angle zénital  $\theta$ . Ainsi en utilisant ces notations pour le flux lumineux (intensité par unité de surface), on obtient l'équation suivante :

$$f_{\lambda,\chi} = f_{\lambda,0} e^{-a_{\lambda}\chi\theta} \quad (3.3)$$

ou en magnitude :

$$m_{\lambda,\chi} = m_{\lambda,\chi=0} + 2.5 \log_{10}(e) \times a_{\lambda}\chi\theta \quad (3.4)$$

$m_{\lambda,\chi=0}$  désigne la magnitude de l'étoile au dessus de l'atmosphère.  $a_{\lambda}$  est l'extinction atmosphérique par masse d'air, dépendant de l'angle zénital. Cette relation est illustrée dans la figure 3.1.

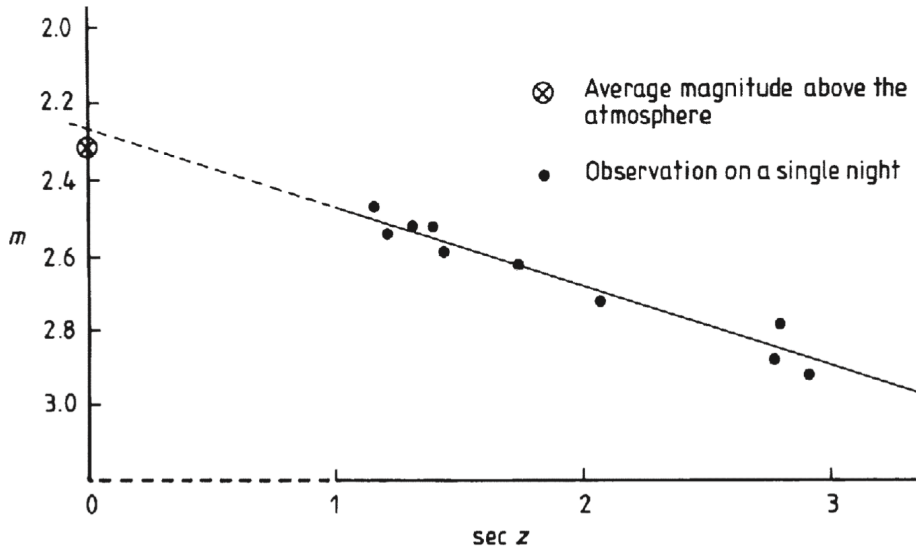


FIGURE 3.1 – Variation en magnitude pour une étoile-référence en fonction de la distance angulaire au zénith  $z$ . Figure tirée de Kitchin (2013).

#### 3.1.2 Masse atmosphérique

La masse d'air traversée par le rayonnement des étoiles est approximée par la formule :

$$\chi = \sec(\theta) = \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (3.5)$$

Cette formule est une bonne approximation pour des angles  $\theta < 60^\circ$ . Pour prendre en compte les effets de la courbure des couches de l'atmosphère terrestre, il est plutôt conseillé de suivre la formule de Bemporad (équation 3.6) que l'on peut trouver dans Budding et Demircan (2007). Cette équation est correcte au niveau de la mer à une précision de 0.1% jusqu'à  $\chi < 6.8$  et une précision de 1% pour des airmass  $\chi < 10$ . Il existe une version révisée par Kasten et Young (1989) un peu plus récente (équation 3.7).

$$\chi = \sec(\theta) - 0.0018167(\sec(\theta) - 1) - 0.002875(\sec(\theta) - 1)^2 - 0.000808(\sec(\theta) - 1)^3 - \Theta((\sec(\theta) - 1)^4) \quad (3.6)$$

$$\chi = \frac{1}{\cos(\theta) + 0.50572 \times (96.07995 - \theta)^{-1.6364}} \quad (3.7)$$

## 3.2 Modèles d'extinction

Il existe 3 sources d'extinction par l'atmosphère terrestre qui peuvent être importantes pour la photométrie stellaire depuis le sol : la diffusion Rayleigh par les molécules de l'air, la diffusion par les aérosols et l'absorption moléculaire. Chacune de ces 3 sources a sa propre dépendance en longueur d'onde, en altitude du site d'observation et chacune varie dans le temps. Cela s'exprime comme un coefficient d'extinction en magnitude par masse d'air.

L'extinction atmosphérique totale est une combinaison linéaire de chaque source d'extinction :

$$a_\lambda = \alpha a_{abs} + \beta a_{ray} + \gamma a_{aer} \quad (3.8)$$

### 3.2.1 Absorption moléculaire

L'absorption moléculaire est le phénomène de transfert d'énergie entre le rayonnement et les molécules avec lesquelles il entre en collision. Lorsqu'il y a collision et que cette collision est assez énergétique, la molécule change de configuration électronique. L'énergie absorbée modifie l'énergie interne de la molécule en la faisant passer d'un niveau d'énergie  $E_0$  à un niveau d'énergie  $E_1$  supérieur. Le transfert n'est effectué qu'à condition que l'énergie soit supérieure à  $|E_1 - E_0|$ .

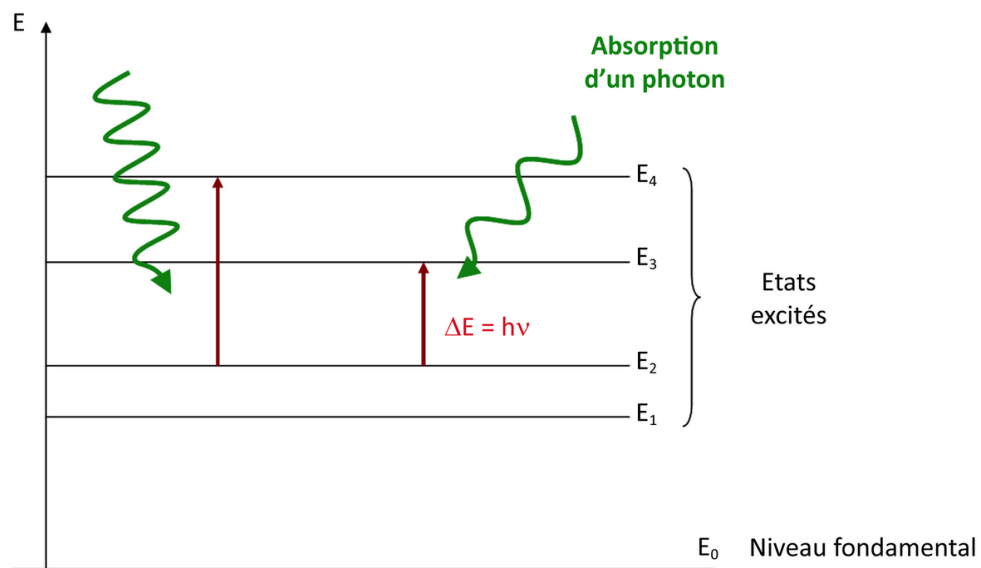


FIGURE 3.2 – Absorption d'un photon par une molécule



L'atmosphère est constituée de gaz à concentration constante (azote  $N_2$  - 78,1% -, oxygène  $O_2$  - 21,8% -, argon Ar - 0,9% -) et de gaz dont la concentration varie spatialement et au cours du temps, comme la vapeur d'eau  $H_2O$ , le dioxyde de carbone  $CO_2$ , le méthane  $CH_4$ , le monoxyde de carbone CO, le protoxyde d'azote  $N_2O$ , les chlorofluorocarbones CFC ou l'ozone  $O_3$ . Chacun des gaz constituant l'atmosphère absorbe le rayonnement dans des longueurs d'onde sélectives délimitant ainsi de nombreuses bandes d'absorption.

Les bandes d'absorption les plus larges sont dues aux gaz à effet de serre ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ) et au dioxygène  $O_2$  qui absorbent le rayonnement dans l'infrarouge comme on peut le voir sur la figure 3.3. Les longueurs d'onde pour lesquelles le rayonnement électromagnétique est peu ou pas absorbé constituent ce que l'on appelle les fenêtres de transmission atmosphérique. On utilise des capteurs sensibles à ces longueurs d'onde pour l'observation de la Terre, l'analyse de sa surface (continents & océans) et pour l'observation du ciel.

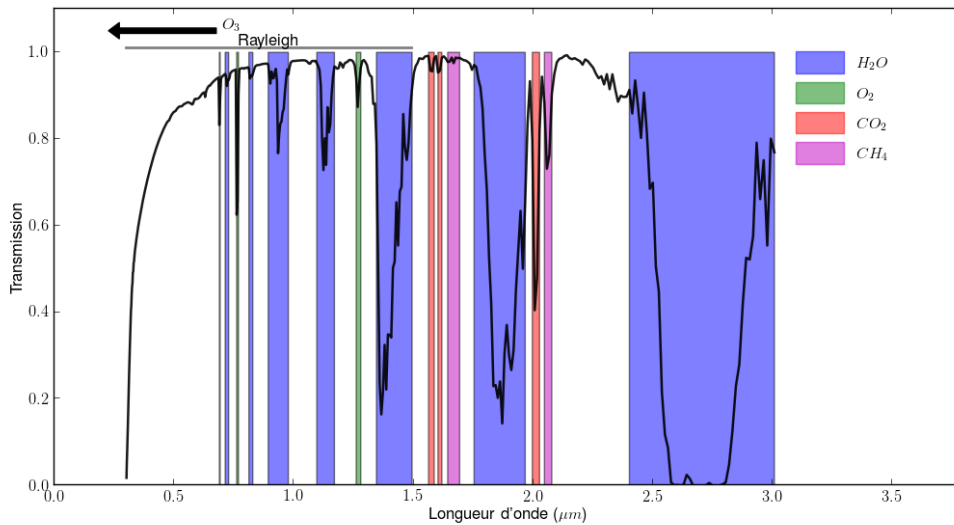


FIGURE 3.3 – Spectre de transmission atmosphérique du visible à l'infrarouge proche. Les bandes d'absorption principales sont foncées en couleur selon la molécule concernée. La molécule d'ozone  $O_3$  absorbe dans l'UV et le visible et est la principale cause de l'absorption à basse longueur d'onde. Utilisation des données spectroscopiques ATRAN (Lord 1992). La zone d'influence de la diffusion Rayleigh est également notée.

### 3.2.2 Diffusion Rayleigh

Aux origines de la diffusion Rayleigh, il y a la théorie de Mie, ou solution de Mie décrite pour l'optique ondulatoire par le physicien Gustav Mie. Il s'agit d'une solution particulière des équations de Maxwell décrivant la diffusion élastique - c'est-à-dire sans changement de longueur d'onde - d'une onde électromagnétique plane par une particule sphérique caractérisée par son diamètre et son indice de réfraction (figure 3.3, équation 3.9). Dans l'atmosphère, la diffusion Rayleigh est principalement due aux molécules gazeuses telles que  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ . Ce qui la différencie de la diffusion de Mie est qu'elle se produit lorsque la taille des molécules diffusantes est très inférieure à la longueur d'onde du rayonnement ( $\lambda \ll r_{part}$ ). Ce phénomène a été étudiée par Hayes et Latham (1975) à la fois du côté théorique et expérimental, aboutissant à la formule semi-empirique suivante pour l'extinction verticale :

$$a_{Ray}(\lambda_{\mu m}, h) = 9.4977 \times 10^{-3} \left(\frac{1}{\lambda}\right)^4 \left[\frac{(n-1)\lambda}{(n-1)_{\lambda=1}}\right]^2 \times \exp\left(\frac{-h}{7.996}\right) \quad (3.9)$$

La pression au niveau de la mer ( $h = 0$ ) est supposée de 760 Torr ou  $\sim 1013$  hPa. Dans cette formule, le terme dépendant de l'indice de réfraction  $n$  peut s'exprimer de la manière suivante, toujours selon (Hayes et Latham 1975) :

$$\frac{(n-1)_\lambda}{(n-1)_{\lambda=1}} = 0.23465 + \frac{1.076 \times 10^2}{146 - (\frac{1}{\lambda})^2} + \frac{0.93161}{41 - (\frac{1}{\lambda})^2} \quad (3.10)$$

L'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la puissance 4 de la longueur d'onde du rayonnement incident. La diffusion de Rayleigh est par conséquent un phénomène sélectif qui se produit surtout pour les longueurs d'onde les plus courtes du spectre et a moins d'impact sur les rayonnements infrarouges.

### 3.2.3 Diffusion par aérosols

De la même manière que des molécules diffusent les rayonnements incidents, un ensemble de composés qu'on appelle aérosols peuvent également diffuser ce rayonnement. Les aérosols en cause sont la poussière, le sel, les gouttelettes d'eau, les pollens, ainsi que divers polluants parfois sous forme de fumée. Généralement, l'extinction est exprimée sous la forme suivante (Hayes et Latham 1975) :

$$a_{aer}(\lambda, h) = a_0 \lambda^{-\beta} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \quad (3.11)$$

Le coefficient  $H$  est une échelle d'altitude à laquelle on peut trouver des aérosols, fixée à 1.5km mais pouvant changer d'un facteur 2 selon la nuit d'observation. Le coefficient  $\beta$  dépend du site d'observation, tout comme  $a_0$ . Pour étudier cette diffusion, il faut utiliser des bandes de longueur d'onde où il n'y a pas d'absorption moléculaire (de l'eau principalement) qui gênerait les mesures et retirer le terme de diffusion Rayleigh ainsi que l'extinction due à l'absorption des molécules les plus importantes comme l'ozone, présentes dans le spectre du visible et infrarouge. À cause des conditions de mesures nécessaires, il existe une grande diversité de valeurs pour les coefficients  $a_{aer}$  ci dessus en fonction de la longueur d'onde, selon les études. Aujourd'hui, ces phénomènes (de diffusion, de la caractérisation des aérosols, de leur dynamique et impact sur la photométrie (Zhang 2013) comme sur le climat) sont assez mal contraints et sont toujours à l'étude.

### 3.3 Photométrie différentielle

Comme je l'ai introduit en section 3.1, quand la lumière traverse l'atmosphère, la magnitude diminue d'un facteur dépendant de la masse d'air  $\chi$  et de la transparence de l'atmosphère (de l'extinction)  $a_\lambda$  dans le régime monochromatique. C'est la loi de Bouguer :

$$m_{\lambda,0} = m_{\lambda,\theta} - \chi a_\lambda \quad (3.12)$$

Faire la photométrie différentielle dans une bande ou à une longueur d'onde  $\lambda$  revient à calculer :

$$\delta m_\chi = m_{\chi,star} - m_{\chi,comp} \quad (3.13)$$

En utilisant une étoile de comparaison dans le même champ que la cible et en enregistrant sa photométrie en même temps, le but est d'éliminer le terme d'extinction  $\chi a_\lambda$ . Cela suppose que le terme d'extinction est identique pour l'étoile cible et l'étoile de comparaison appartenant au même champ. Ce modèle simple d'extinction permet effectivement de corriger de l'extinction atmosphérique au premier ordre dans des courbes de lumières mais ne prend pas en compte des effets de second ordre comme le terme de couleur que j'introduis dans la partie 4.1.1.

Quelles sont les erreurs de mesures de la photométrie différentielle ? Pour répondre à cette question il faut s'attarder sur les erreurs statistiques (section 3.4). Puis dans un deuxième temps sur les erreurs systématiques (chapitre 4).

## 3.4 Bruits statistiques

### 3.4.1 Bruit de photon

La "lumière" est un ensemble de paquets discrets d'énergie électromagnétique. Cette discrétisation de la lumière a pour cause le caractère aléatoire du comptage des photons dans un temps donné. Ce flux suit alors une distribution poissonnienne. Pour un grand nombre de photons, la distribution de Poisson tend vers une distribution gaussienne. L'écart-type de cette distribution est une estimation du bruit de photon ("*shot noise*" en anglais) :

$$\sigma_N = \sqrt{N} \quad (3.14)$$

$N$  est le nombre moyen d'événements enregistrés, i.e. le nombre de photon enregistrés de l'étoile cible ( $N \gg 10$ ). Plus généralement, les étoiles de comparaison ( $N_c$ ) en photométrie différentielle ainsi que le fond de ciel ( $N_s$ ) obéissent à la même statistique.

Il est important de signifier que le bruit de fond de ciel peut comprendre un ensemble de phénomènes atmosphériques et astrophysiques. Le premier d'entre eux est l'émission moléculaire de basse atmosphère puis il y a l'émission de raies spectrales de la haute atmosphère. L'*airglow* est causé par divers procédés dans la haute atmosphère comme la recombinaison d'atomes qui ont été photoionisés par le soleil durant la journée. Un des mécanismes principaux de l'*airglow* est la combinaison d'un atome d'azote et d'un atome d'oxygène pour former NO. Un photon est alors émis et peut avoir diverses longueurs d'ondes caractéristiques des molécules NO. Et cela est possible par dissociation des molécules  $N_2$  et  $O_2$  par l'énergie du Soleil. Les autres espèces majoritairement à l'origine de l'*airglow* sont la molécule OH et l'oxygène atomique O (Meinel 1950b,a; High *et al.* 2010). La lumière zodiacale est un fond de lumière diffuse plus spécifiquement présente lorsque l'on observe autour du plan de l'écliptique à cause de la concentration de grains et de poussières observées à ces déclinaisons (Leinert *et al.* 1981). La lumière de la Lune et la lumière des étoiles diffusée par l'atmosphère sont également à prendre à compte (Noll *et al.* 2012; Jones *et al.* 2013). C'est la totalité de ces phénomènes et leur contribution qui sont regroupées sous la bannière du bruit de fond de ciel  $\sigma_s$ .

### 3.4.2 Courant d'obscurité

Les détecteurs usuels sont des dispositifs à transfert de charge (*charge-coupled devices* (CCD) en anglais) ou des détecteurs CMOS (*complementary metal-oxide-semiconductor*). À la fin d'une pose, les CCDs se servent du principe de transfert de charge pour les déplacer dans le substrat de photosite en photosite. Les détecteurs CMOS sont utilisés sur tous les instruments infrarouge (celui d'ExTrA fait partie de cette catégorie). Ils sont composés de photodiodes à l'instar d'un CCD et chaque photosite possède son convertisseur charge/tension et son amplificateur.

Ces senseurs de photons réagissent et transforment l'énergie lumineuse en charge. Le courant d'obscurité est l'ensemble des charges accumulées en l'absence de lumière. Ce courant dépend principalement de la température du détecteur, de la partie électronique de l'instrument. Celle-ci agit comme un corps noir qui peut être vu par le détecteur.

Le courant d'obscurité est exprimé en électrons par pixel par unité de temps. Si l'on ne sature pas le détecteur, l'accumulation est linéaire avec le temps. Corriger du courant d'obscurité revient à enregistrer un courant à illumination nulle, c'est-à-dire en n'ouvrant pas le télescope, puis soustraire ce courant à l'observation. Le bruit associé est l'équivalent du bruit de photon pour le courant d'obscurité.  $G$  désignant le gain du convertisseur en ADU/électron,  $n_{pix}$  le nombre de pixels et  $n_{e^-}$  le nombre d'électrons par unité de temps, on a :

$$\sigma_{Dark} = \sqrt{G n_{pix} n_{e^-}} \quad (3.15)$$

En pratique, refroidir le détecteur s'avère nécessaire pour réduire ce bruit. Le refroidissement est d'autant plus important si l'on veut pousser les observations sur des objets très faibles et/ou en allant dans les bandes infrarouges.

### 3.4.3 Bruit de lecture

Le bruit de lecture (*read-out noise RON* en anglais) pour chaque pixel est exprimé en électrons. On réalise la somme quadratique de l'ensemble des pixels du détecteur :

$$\sigma_{RON} = \sqrt{n_{pix}RON^2} \quad (3.16)$$

Il est causé par l'amplificateur de charge du détecteur qui compte les électrons de la grille de pixels. Ce procédé transforme les charges en voltage et implique une incertitude sur la conversion. Le bruit dépend de la fabrication du détecteur et peut être réduit en utilisant un gain plus faible (s'exprimant en électrons par ADU ou *analogic to digital unit*).

### 3.4.4 Scintillation

Les zones turbulentes de l'atmosphère terrestre sont des zones où l'indice de réfraction de la lumière fluctue causant des variations d'intensité pour les étoiles parce que le front d'onde n'est plus plan et interfère avec lui-même au sol (figure 3.4). Les étoiles *scintillent*. Les variations photométriques en jeu sont de l'ordre de 0.1% à 1%, et limitent la précision nos mesures faites depuis le sol (Heasley *et al.* 1996; Ryan et Sandler 1998). La scintillation a été modélisée pour la première fois dans les années 60 par Reiger puis Young (Reiger 1963). Ce n'est qu'avant le nouveau millénaire que Dravins a complété ces modèles de manière exhaustive dans une série d'articles (Dravins *et al.* 1997a,b, 1998) de référence pour la description du phénomène.

Considérons une onde plane passant à travers une interface entre deux milieux, à travers un écran de phase, qui représente la couche turbulente de l'atmosphère (figure 3.4). L'onde résultante peut être décomposée en série de Fourier pour lesquels on obtient des périodes d'oscillations  $d$  qui est la longueur caractéristique de l'onde. Pour une couche turbulente d'altitude  $h$  et une longueur d'onde d'observation  $\lambda$ , on obtient la longueur caractéristique :

$$d = \sqrt{\lambda h} \quad (3.17)$$

Il existe 2 régimes de scintillation selon les valeurs de cette longueur caractéristique  $d$  et de la taille du télescope  $D$ . Dans la zone de Fresnel,  $D < d$  et  $D \gg d$  en dehors. Dans le cas de petits télescopes comme ceux du projet ExTrA,  $D \sim d$ . La scintillation, dans ce régime, est indépendante de la longueur d'onde mais dépend toujours de la durée d'exposition, de l'altitude, de la masse d'air, respectivement  $t$ ,  $h$ ,  $\chi$  dans l'équation 3.18.

$$\frac{\sigma_{scint}}{N} = 0.09 \frac{\chi^{3/2}}{D^{2/3} \sqrt{2t}} \exp\left(-\frac{h}{8}\right) \quad (3.18)$$

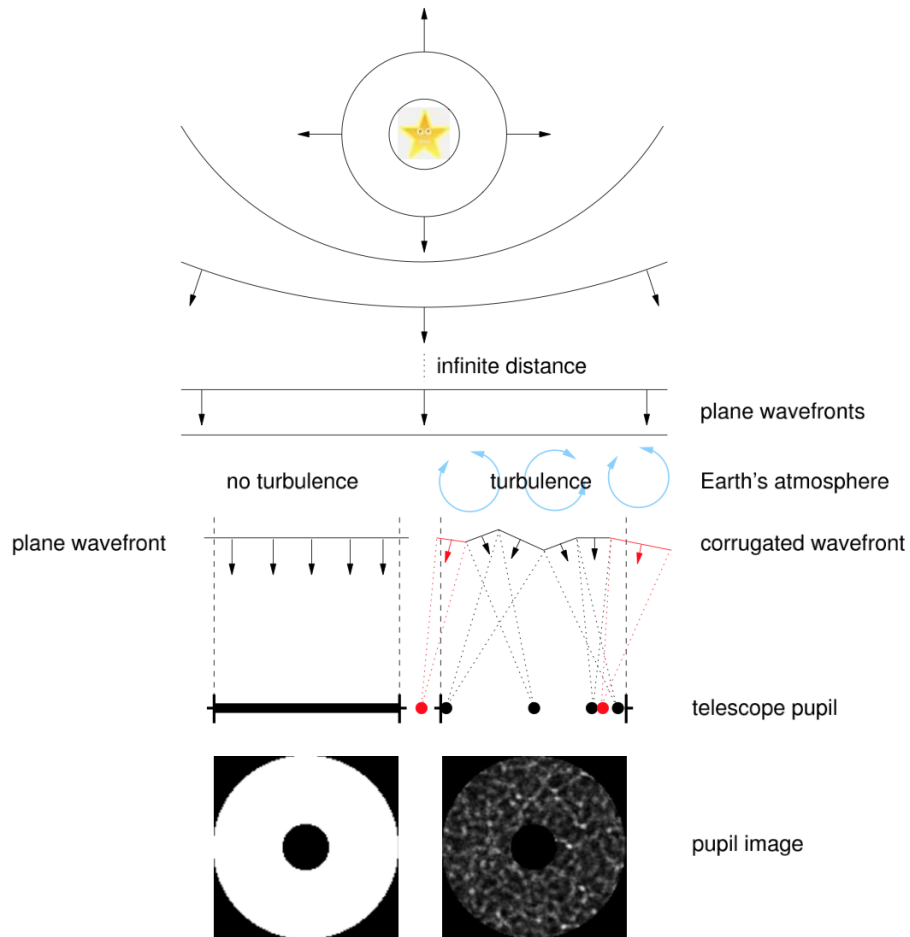


FIGURE 3.4 – Schéma décrivant le phénomène de scintillation. Tiré de Osborn *et al.* (2011). Un front d'onde sphérique émis par une étoile apparaît plat lorsqu'il entre dans l'atmosphère. En l'absence de turbulence, le front d'onde plat est enregistré directement par la pupille du télescope (à gauche). En présence de turbulence, le front d'onde est diffracté par les variations d'indice de réfraction qui accompagnent les mouvements turbulents de l'atmosphère. Le front d'onde interfère alors avec lui-même au sol et cause des fluctuations d'intensité. Un modèle géométrique simple est montré ici à droite.

## Résumé du chapitre

- ✓ L'équation de transfert radiatif permet de comprendre comment l'atmosphère terrestre atténue la lumière des étoiles. La magnitude des étoiles diminue linéairement avec la masse d'air.
- ✓ L'extinction a différentes causes : l'absorption, la diffusion par aérosols et la diffusion Rayleigh. Pour s'affranchir de l'extinction atmosphérique, on utilise une étoile du même champ qui aura la même masse d'air. À priori, en soustrayant la magnitude de l'étoile cible et de l'étoile de comparaison, le terme d'extinction s'annule.
- ✓ En photométrie différentielle, les différents bruits statistiques sont les suivants : bruit de photon, bruit de fond de ciel, courant d'obscurité, bruit de lecture, scintillation. Les bruits systématiques sont traités dans le chapitre suivant.

# Chapitre 4

## Effets systématiques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Identification</b>	<b>56</b>
4.1.1	Effet de couleur atmosphérique	56
4.1.2	Taches/activité stellaire(s)	59
<b>4.2</b>	<b>Simulation : effet de couleur</b>	<b>61</b>
4.2.1	Spectres	61
4.2.2	Effet de couleur en bande large	62
4.2.3	Effet de couleur et vapeur d'eau	64
4.2.4	Effet de couleur et $\log(g)$	67
<b>4.3</b>	<b>Simulation : Tache stellaire</b>	<b>69</b>

---

Ajoutés aux bruits statistiques des mesures photométriques, des effets *systématiques* sont présents dans les courbes de lumières en photométrie différentielle. Ils peuvent être dus aux variations des conditions atmosphériques, à des variations d'efficacité du détecteur ou de la fonction d'étalement du point (PSF). Ces effets peuvent également changer d'étoile en étoile, selon leur couleur, leur activité ou leur position sur le détecteur. Parmi ceux-ci, il y a donc l'effet de couleur, autrement appelé extinction atmosphérique de second ordre. En préparation du projet ExTrA, j'ai simulé cet effet.



## 4.1 Identification

Dans une courbe de lumière typique comme la figure 4.1 tirée de Pont *et al.* (2006), on trouve des corrélations. Ce bruit corrélé a été modélisé dans ce même article comme un bruit rouge en  $\frac{1}{f}$ ,  $f$  étant la fréquence. Je montre dans la figure 4.2 comment un tel bruit peut être modélisé : à partir d'un bruit blanc additionné à un bruit rouge.

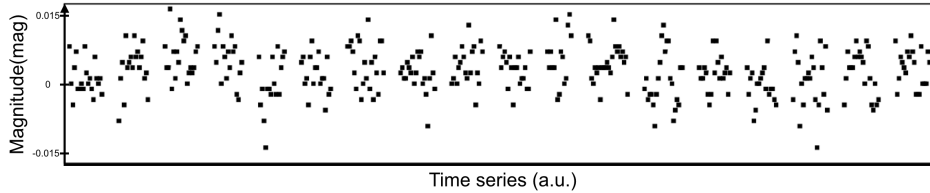


FIGURE 4.1 – Exemple de courbe de lumière de la campagne de recherche de transits exoplanétaire OGLE. Les intervalles de temps entre les différentes nuits sont compressés pour la figure. La dispersion verticale est de 0.03 mag. Les effets systématiques sont visibles à différentes échelles de temps. Ils sont de l'ordre de la millimagnitude. Figure tirée de Pont *et al.* (2006).

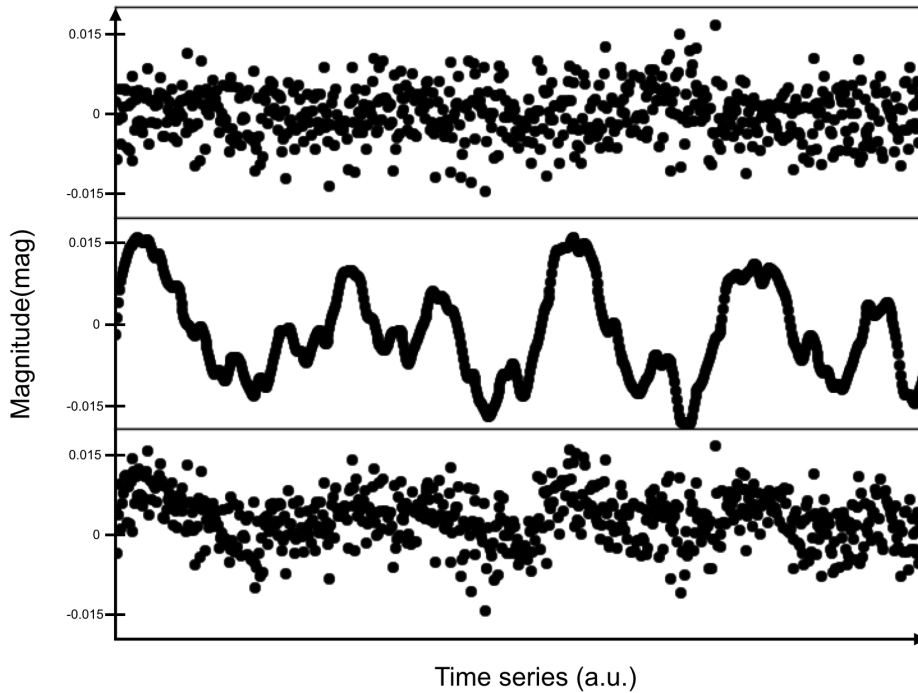


FIGURE 4.2 – Courbes de lumière avec du bruit blanc seulement (en haut), bruit rouge seulement (au milieu), et bruit blanc et rouge (en bas). Des courbes de lumières typiques, d'observation à haute précision pour la recherche ou la caractérisation d'exoplanètes en transit, ressemblent à des portions de la courbe du bas.

### 4.1.1 Effet de couleur atmosphérique

Parmi les bruits corrélés, l'*effet de couleur* atmosphérique m'intéressait tout particulièrement dans ma thèse. Sa dépendance en longueur d'onde nous permettrait de le corriger en ayant accès à l'information spectrale en photométrie différentielle. La question sera traitée

dans le chapitre 5 mais d'abord décrivons le.

Dans l'équation 3.12, si l'on suppose le coefficient d'extinction indépendant de l'étoile cible, alors on devrait obtenir une courbe plate en comparant deux étoiles du même champ (partie 3.3). Ce n'est pas ce qui est observé. En effet, selon Mann *et al.* (2011), les résidus de la photométrie différentielle varient avec la période de l'observation, la ligne de visée ainsi que selon la couleur des étoiles et la bande spectrale considérée. L'effet est identifié par Berta *et al.* (2012) qui analyse les variations photométriques accompagnant une variation de quantité de vapeur d'eau (PWV) au dessus du télescope.

Pour la clarté de l'explication, on utilisera la masse d'air comme paramètre de variation des conditions atmosphériques<sup>1</sup>. On peut donc calculer la systématique  $s_\lambda$  pour une différence de masse d'air  $\Delta\chi = \chi_2 - \chi_1$  (équation 4.1) :

$$s_\lambda = (\delta m_{\chi_2} - \delta m_{\chi_1})_\lambda \quad (4.1)$$

Pour expliquer mathématiquement cette extinction différentielle, le modèle de Budding et Demircan (2007) implique un coefficient d'extinction atmosphérique d'ordre multiple. Ce modèle s'explique par l'expansion de l'éclairement, selon sa dépendance en longueur d'onde  $\lambda$ , comme une série de Taylor autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda_0$ . Je développe de manière détaillée les calculs de ce modèle en Annexe A. Il faut cependant retenir les quelques points suivants :

- (a) Le développement en série de Taylor autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda_0$  est une approximation pour de petites distances spectrales et donc plus la bande est large et moins cette hypothèse est valable.
- (b) Cette formulation prend en compte l'effet du système photométrique par l'ajout de  $T(\lambda)$  et l'effet atmosphérique via  $a_\lambda$ .
- (c) Le reste de la photométrie différentielle est la différence entre le terme de couleur de l'étoile cible et celui de l'étoile de comparaison. Les termes proportionnels à la masse d'air s'annulent. Note : Par la simulation (4.2) on trouve que l'effet systématique  $s(\lambda)$  ne correspond pas au modèle de Budding et Demircan ( $1.086\chi(\frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda} \frac{a'_\lambda W_2}{W_0}|_{target} - \frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda} \frac{a'_\lambda W_2}{W_0}|_{comp})|_{\lambda=\lambda_0}$ ). Nous nous attendions à cette différence à cause de la validité de l'expansion en série de Taylor dans les bandes spectrales plus larges.

En conclusion, si l'équation 3.12 est valable dans le cas monochromatique, plus la bande considérée est large, moins cette équation s'ajuste aux observations. L'approximation d'un coefficient d'extinction indépendant de l'étoile reste valide mais pour obtenir les mesures les plus précises, meilleures que la millimagnitude, un développement d'ordre supérieur sur le flux est nécessaire. Le modèle de Budding et Demircan (2007), dépendant de la dérivée des spectres et de la largeur des bandes, est une réponse possible prévue pour expliquer la photométrie différentielle dans une bande définie. Dans ce modèle  $a_\lambda$  est décomposé en deux parties, l'une dite de premier ordre indépendante de l'étoile et l'autre dite de second ordre qui dépend de la dérivée du spectre de l'étoile.

En complément et contrepoint de ce modèle, j'oublie ici la transmission atmosphérique et j'utilise une extinction scindée en deux parties, l'une indépendante de l'étoile  $a'_\lambda$  et l'autre dépendante du spectre de l'étoile  $a''_\lambda C$ .  $C$  est le facteur dépendant du spectre de l'étoile dont la lumière est atténuée par l'atmosphère.

$$a_\lambda = a'_\lambda + a''_\lambda C \quad (4.2)$$

Afin d'illustrer cette partie, je présente un cas schématique avec la figure 4.3. Les spectres stellaires hors atmosphère sont linéaires avec la longueur d'onde. L'étoile rouge émet plus intensément dans les grandes longueurs d'onde et l'étoile bleue plus intensément dans les

1. De manière générale, toute variation des conditions atmosphériques comme la variation de PWV par exemple implique un effet systématique de cette forme

courtes longueurs d'onde. Entre deux observations, respectivement à  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$ , la photométrie différentielle est identique si la transmission de l'atmosphère est achromatique et donc l'effet systématique  $s(\lambda)$  est nul que l'étoile de comparaison ait un spectre identique ou non à l'étoile cible. Dans le cas où la transmission de l'atmosphère est chromatique, si l'étoile cible et l'étoile de comparaison ont le même spectre,  $s$  est nul encore une fois. Enfin, la photométrie différentielle varie entre  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$  lorsque les spectres de la cible et de la comparaison sont différents. Dans ce cas schématique, l'effet de couleur est de l'ordre de quelques pourcents.

Le spectre de transmission atmosphérique ne varie pas seulement avec la masse d'air et donc l'angle zénithal d'observation, mais également la composition de l'atmosphère, les vents, toute variation climatique en somme ayant lieu au dessus du télescope. L'effet prépondérant dans l'infrarouge est dû à la vapeur d'eau ( $PWV$  = precipitable water vapor [mm]) sur la ligne de visée, pouvant varier grandement dans une nuit ou entre plusieurs nuits d'observation. Pour le site chilien de Paranal, la valeur médiane est de  $\sim 2.5mm$  (Noll *et al.* 2012). Dans les nuits les plus sèches,  $PWV_{min} \sim 0.5mm$  et pour les conditions les plus humides tout en étant propices à l'observation,  $PWV_{max} = 20mm$ . Pour le site chilien de La Silla, où seront installés les télescopes ExTrA, la valeur moyenne est le double de celle de Paranal.

Quel est l'effet systématique en bande large dans les différentes bandes du visible et de l'infrarouge en fonction des étoiles ciblées? C'est ce que je simule dans la partie suivante (Sect.4.2).

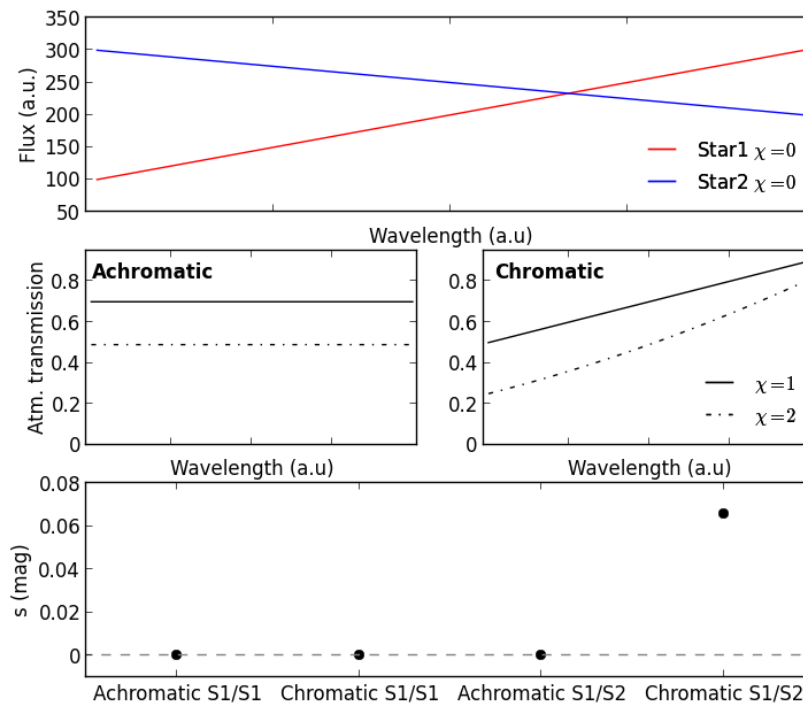


FIGURE 4.3 – En haut: Spectres des étoiles, au dessus de l'atmosphère. Au milieu à gauche: Transmission atmosphérique achromatique à  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$ . Au milieu à droite: Transmission atmosphérique chromatique à  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$ . En bas: Coefficient d'extinction atmosphérique de second ordre avec une atmosphère chromatique et achromatique et en comparant l'étoile S1 à elle-même ou à l'étoile S2. Cela montre d'une part que la chromaticité de l'atmosphère est une condition pour l'apparition de ce terme de couleur stellaire. D'autre part, si les spectres de l'étoile cible et comparaison sont identiques, l'effet de couleur est nul.

### 4.1.2 Taches/activité stellaire(s)

L'activité stellaire est une autre cause d'effet systématique en photométrie différentielle. Plus précisément, la présence de taches module la brillance totale de l'étoile. Dans le cas de HD 189733, qui est une naine K active, le cycle de rotation est de 12 jours (Winn *et al.* 2007). Nous avons également le cas de la naine M GJ 674 (Bonfils *et al.* 2007) dont le cycle de rotation identifié par l'étude en vitesse radiale est proche de 35 jours. Dans ces deux cas, la perturbation photométrique est de 1-2%, comparable à l'assombrissement produit par le transit planétaire dans le cas de HD189733. Une perturbation de cet ordre de grandeur est également limitante pour la détection de transit autour de GJ 674. Il est donc essentiel de prendre en compte la présence de taches. La figure 4.4 illustre l'effet d'une tache stellaire sur la mesure de transit exoplanétaire. Pour un transit planétaire sur une étoile sans taches, l'atténuation est proportionnelle à la fraction de disque stellaire occultée par la planète (1.14).

Si la surface de l'étoile présente des taches, alors la relation devient :

$$D \propto \left(\frac{qR_p}{q'R_\star}\right)^2 \quad (4.3)$$

Où  $q$  est la brillance moyenne de la partie occultée par la planète et  $q'$  est la brillance moyenne de la surface stellaire comparée à la surface sans tache. Deux cas de figure permettent aux taches stellaires d'affecter l'ajustement des courbes de lumières. D'abord, si la planète occulte une ou plusieurs taches, la profondeur de transit sera sous-estimée et donc la taille de la planète également d'un facteur  $\sqrt{q}$ . Ensuite, s'il y a des taches non-occultées par la planète mais situées sur la face visible de l'étoile pendant le transit, on surestime la profondeur de transit et par conséquent le rayon planétaire d'un facteur  $\sqrt{q'}$ .

Les deux effets ont des amplitudes similaires. Ils sont proportionnels à la fraction de flux stellaire bloquée par les taches. Ces effets dépendent aussi de la longueur d'onde car les taches stellaires ont une température différente de la moyenne photosphérique et donc une distribution spectrale d'énergie différente.

Pont *et al.* (2013) expliquent de manière détaillée comment corriger ces effets et dériver des estimations réalistes d'incertitudes liées aux taches stellaires, occultées et non-occultées. Cette méthode a été prévue pour être appliquée dans la campagne de transits du JWST (Barstow *et al.* 2015) et a déjà été utilisée dans le cas de HAT-P-12 (Mallonn *et al.* 2015), étoile possédant une planète transitant.

Pour ma part, je simule ci-après l'effet systématique correspondant à un cas générique de tache stellaire créant une baisse de luminosité chromatique afin d'évaluer l'importance de l'effet de couleur lié aux taches stellaires lors de la recherche de planètes en transit en photométrie.

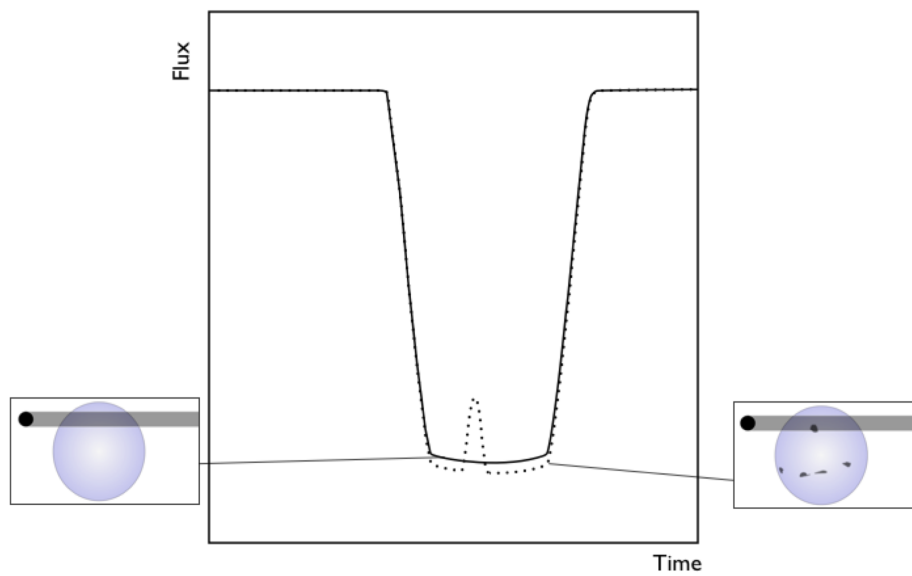


FIGURE 4.4 – Effet de la présence de taches stellaires sur un courbe de transit. Les taches non-occultées par la planète produisent un transit plus profond. Les taches occultées par la planète produisent une augmentation du flux à l'échelle de temps d'un ingress/egress. Figure tirée de Pont *et al.* (2013).

## 4.2 Simulation : effet de couleur

Un des premiers travaux de ma thèse a été de simuler l'effet de couleur que j'ai décrit dans la partie précédente. Ces simulations ont été possibles grâce à des grilles de modèles pour l'atmosphère des étoiles et l'atmosphère de la Terre.

### 4.2.1 Spectres

#### Spectres stellaires

Grâce à l'amélioration de nos connaissances sur la formation et l'évolution stellaire, la précision sur nos modèles d'atmosphères stellaires s'est fortement accrue. Comme c'est le cas dans cette étude, j'ai sélectionné les modèles prenant en compte les naines M mais également les naines G ou K qui seront les étoiles de comparaison typiques du champ. Les grilles de modèles les plus récents répondant à ce critère sont NextGen (Allard *et al.* 1998; Hauschildt *et al.* 1999) et Phoenix (Husser *et al.* 2013). Le premier a un intervalle de température allant de 900 à 9000K et le second allant de 2300 à 12000K. Leurs résolutions spectrales sont respectivement de quelques milliers pour NextGen et entre  $10^4$  à  $10^6$  pour Phoenix.

Pour les simulations effectuées dans cette étude, je me suis intéressé aux types spectraux allant de naines L avec une température effective de  $T_{eff} = 2200K$  jusqu'à des étoiles de type G précoces de température  $T_{eff} = 6000K$ .

Sur la figure 4.5, je montre un spectre NextGen et un spectre Phoenix d'une naine M de température  $T_{eff} = 3000K$ ,  $\log(g) = 4.5$ , et de métallicité  $[Fe/H] = -4$ . Dans les bandes du visible et du proche infrarouge ( $0.3\mu m$  à  $3\mu m$ ), la grille de modèles NextGen a des éléments de résolution de  $\Delta\lambda = 0.2nm$ , c'est à dire une résolution de 5000 à  $1\mu m$ . La grille de modèle Phoenix a des éléments de résolution de  $6 \cdot 10^{-7}\mu m$  à  $1 \cdot 10^{-5}\mu m$  entre 0.3 et  $0.5\mu m$ . Plus particulièrement la résolution est de  $\sim 10^6$  à  $1\mu m$ . Les spectres NextGen et Phoenix diffèrent par leur résolution spectrale tout d'abord. Le modèle Phoenix possède beaucoup plus de raies spectrales, spécifiquement dans les bandes de l'eau à  $0.92\mu m$  et  $1.12\mu m$ . Le modèle Phoenix propose une géométrie sphérique afin de garantir une grille homogène. Un tel modèle atmosphérique est alors décrit par la température efficace  $T_{eff}$ , la gravité de surface  $\log(g)$  et la masse  $M_*$ . À partir de ces paramètres sont dérivés tous les autres paramètres stellaires, i.e. la masse nous informe sur le rayon et la luminosité de l'étoile. Le modèle Phoenix ne fixe pas la masse, contrairement au modèle NextGen, dans le but d'obtenir des atmosphères plus stables numériquement et plus réalistes. Dans le cadre de cette thèse, i.e. de simulation d'atmosphères stellaires d'étoiles naines, nous avons choisi de commencer l'étude avec les spectres NextGen, suffisamment précis et résolus. Le modèle Phoenix, plus récent, avec une meilleure résolution et une synthétisation plus adéquate pour les étoiles géantes, pourra cependant être utilisé pour l'étude des hautes résolutions spectrales ( $R > 5000$ ).

#### Spectre de transmission atmosphérique

Pour simuler des effets comme l'extinction atmosphérique de second ordre avec la résolution spectrale, il est nécessaire d'estimer très précisément la transmission de l'atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde.

Un calculateur a été mis en place pour le site chilien de Paranal, le *Sky Model Calculator* (Noll *et al.* 2012, SMC). Il a permis d'améliorer la précision des calculateurs de temps de pose pour l'observatoire européen (ESO) au VLT en incluant tous les paramètres principaux tels que l'émission de la Lune, la lumière zodiacale, l'émission thermique et non-thermique (*airglow*) atmosphérique mais aussi la transmission atmosphérique dont nous avons besoin.

Une comparaison du modèle SMC a été réalisée avec les spectres FORS1 (Patat 2008) et les données photométriques, concernant la brillance de fond de ciel, présentes dans la littérature. L'étude de Noll *et al.* (2012) indique une précision de 20% sur le modèle, ce qui est une amélioration considérable par rapport aux modèles pré-existants.

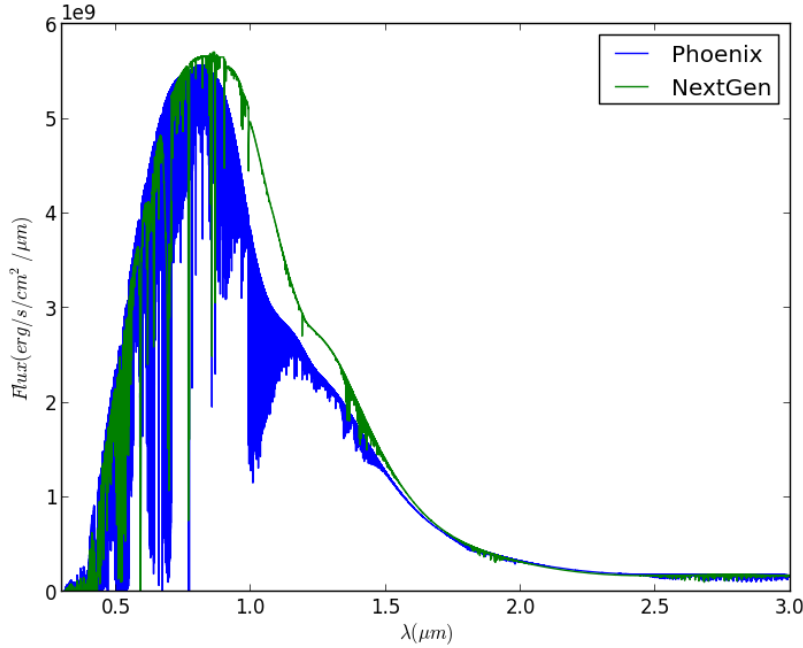


FIGURE 4.5 – Spectres brut d’une naine M5 avec une température photosphérique  $T_{eff} = 3000K$ , une gravité de  $\log(g) = 4.5$  et une métallicité de  $[Fe/H] = -4$ . Comparaison entre la grille NextGen et Phoenix.

Le SMC est facile d’accès et d’utilisation mais il est aussi intéressant pour simuler le ciel du projet ExTrA qui sera installé à La Silla au Chili. On suppose que le modèle appliqué au site de Paranal est une bonne approximation pour le site de La Silla comme pour l’ensemble des sites d’observations chiliens.

Concernant la résolution spectrale, dont nous aurons besoin dans les chapitres suivants, le SMC peut fournir des spectres d’émission comme de transmission allant jusqu’à une résolution de  $10^6$  de  $0.3\mu m$  à  $3\mu m$ . Je présente des exemples de transmissions dans la figure 4.6. Les causes principales de variations des conditions atmosphériques sont la variation de masse d’air  $\chi$  et de quantité de vapeur d’eau (PWV). Ce sont ces variations qui entraînent une systématique atmosphérique de second ordre. La figure 4.6 montre donc les variations attendues entre des observations à masses d’air  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$  : entre 5 et 15% hors bandes d’absorption de l’eau et jusqu’à 40% dans ces bandes. Lorsque la quantité de vapeur d’eau au dessus du télescope double de  $PWV=2.5mm$  à  $PWV = 5mm$ , on observe très peu de variations (<1%) en dehors des bandes de l’eau et jusqu’à 40% dans ces bandes.

#### 4.2.2 Effet de couleur en bande large

Aidé des modèles d’atmosphères stellaires et de la transmission atmosphérique décrits ci-dessus, j’ai calculé le coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre en utilisant l’équation 4.1 quand les étoiles sont observées entre  $\chi = 1$  to  $\chi = 2$ .

L’étoile cible et l’étoile de comparaison appartiennent au même champ et la masse d’air d’observation est supposée identique pour les deux étoiles. Le choix des étoiles de comparaison se fait en rapport avec le type et la magnitude de l’étoile cible. Plus sa couleur et sa magnitude apparente sont similaires, moins on s’attend à des variations sur la courbe de lumière différentielle. C’est ce que l’on va quantifier ici. De manière pratique, la simulation consiste à normaliser les spectres des étoiles à une magnitude donnée en bande J. Puis ces spectres normalisés sont multipliés par la transmission atmosphérique à masse d’air  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$

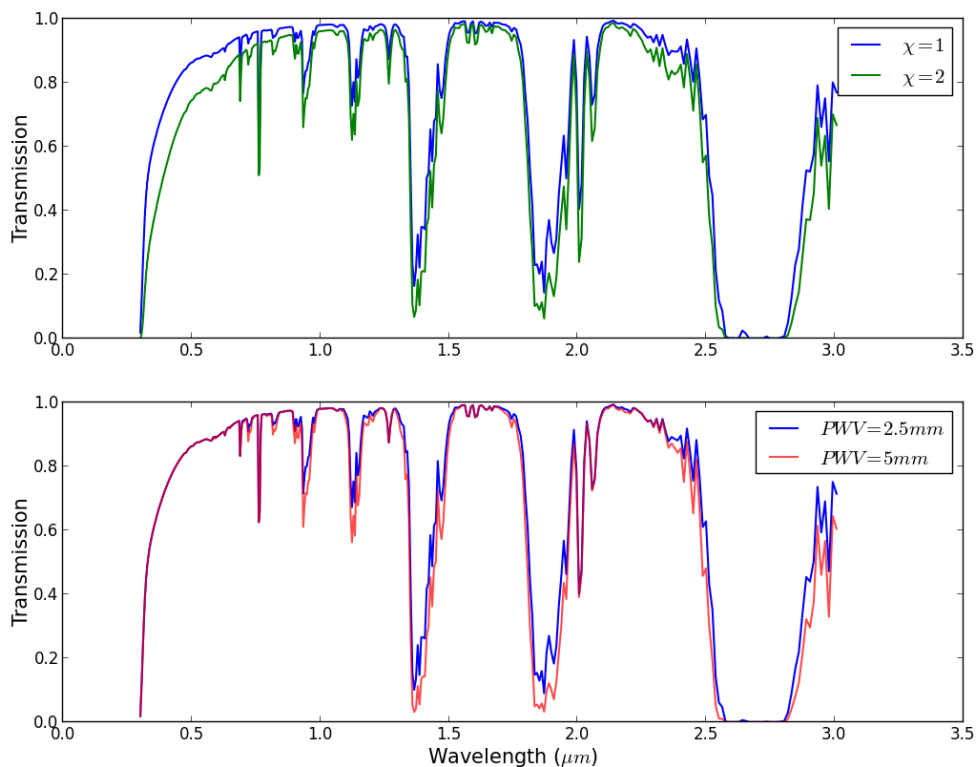


FIGURE 4.6 – **En haut**: Spectres de transmission atmosphérique du Sky Model Calculator dans le visible et l’infrarouge proche pour des masses d’air  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$  à quantité de vapeur d’eau médiane pour le site de Paranal (2.5mm). **En bas**: Spectres de transmission atmosphérique du Sky Model Calculator dans le visible et l’infrarouge proche à  $\chi = 1$  pour des quantités de vapeur d’eau au dessus du télescope PWV = 2.5mm et PWV = 5mm.

pour les deux observations. Pour une bande spectrale choisie, on intègre le flux de l’étoile cible et on le rapporte au flux de la comparaison. On transforme ensuite ces valeurs en échelle de magnitude. La différence entre les deux observations, i.e. les deux masses d’air, est une systématique  $s_b$  pour la bande  $b$  exprimée en magnitude.

La figure 4.8 montre les résultats obtenus pour des températures d’étoile cible allant de  $T_{eff} = 2200K$  (L tardives) à  $T_{eff} = 6000K$  (G précoces). Nous montrons qu’un effet de couleur de quelques millimagnitudes est attendu en comparant une naine K à une naine M comme il a été montré dans Mann *et al.* (2011) pour les bandes  $z$ , SDSS  $z$ , SDSS  $r$  et B. Je montre dans la figure 4.7 la reproduction de ce résultat dans la bande  $z$  à la manière de Mann *et al.* (2011). L’étoile cible est une étoile de la séquence principale de type K avec  $\log(g) = 4.5$  et  $T_{eff} = 4500K$ . Cette étude a fait varier la température de l’étoile de comparaison de 3500K à 6000K en gardant la même gravité de surface.

D’autre part, l’extinction de second ordre est logiquement nulle en différentiant deux mêmes étoiles (i.e.  $T_{eff} = 4500K$ ) et augmente avec la différence de température entre les étoiles. Dans la bande  $g$  par exemple, en ciblant une étoile G de 6000K,  $s = 1.6 \cdot 10^{-2}mag$ . À l’autre bout de l’échelle de température adoptée ici (pour une naine L de 2300K),  $s = 2.2 \cdot 10^{-2}mag$ . Tout autre paramètre égal, l’ordre de magnitude de cette systématique est la même dans les bandes U, B, R,  $r$ , J, Ks et s’élève à quelques millimagnitudes dans les bandes V, I,  $i$ ,  $z$ , H. L’effet de couleur est le plus important pour des naines M tardives et des L. En effet, la valeur la plus haute ( $s = 6.6 \cdot 10^{-2}mag$ ) est enregistrée en comparant une naine K de



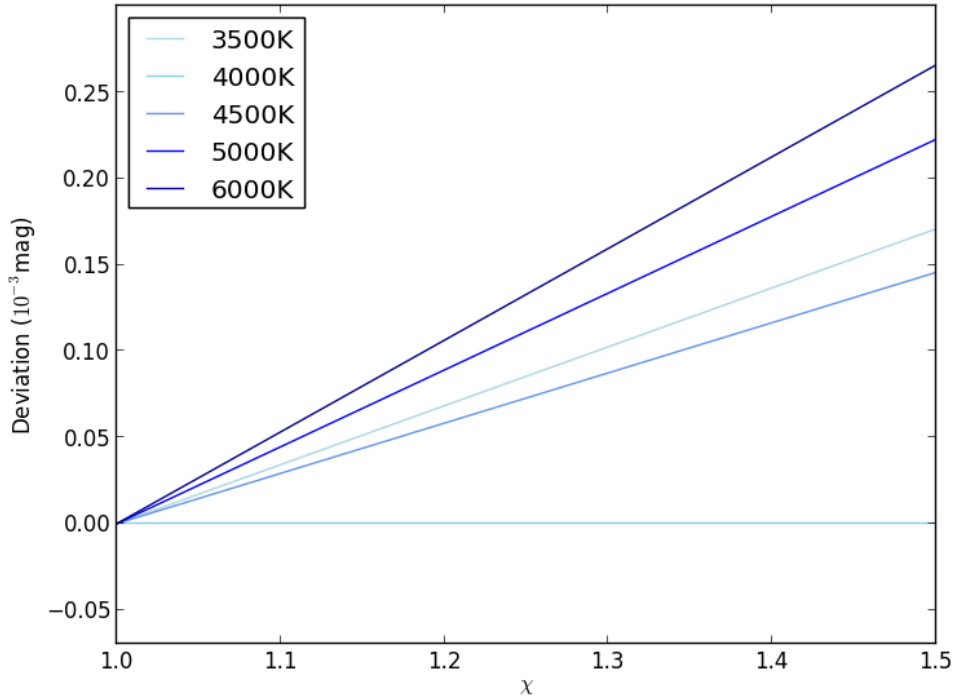


FIGURE 4.7 – Effet systématique ou déviation sur la photométrie différentielle causée par un changement de la masse d’air  $\chi$  en fonction de la température de l’étoile cible. Ces résultats sont en accord avec le résultat de Mann *et al.* (2011).

4500K avec une naine L de 2400K dans la bande ultraviolet U. À l’opposé, la bande spectrale la plus efficace en comparant une étoile K à une étoile M-L est la bande z ou la bande V pour seulement quelques millimagnitudes de systématique. Le flux en V est quelques unités moins important que dans la bande z pour une naine M de température  $T_{eff} = 3000K$ , ce qui avantage la bande z sur la bande V.

### 4.2.3 Effet de couleur et vapeur d’eau

Aidé des mêmes modèles d’atmosphères stellaires et de transmission atmosphérique décrits ci-dessus, j’ai calculé le coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre lors d’un changement de quantité de vapeur d’eau au dessus du télescope. L’effet de la quantité de vapeur d’eau est particulièrement fort dans l’infrarouge où il existe de larges et profondes raies d’absorption. C’est ce qu’on peut voir sur la figure 4.9 concernant la bande z.

Comme dans les paragraphes précédent, l’étoile cible et l’étoile de comparaison appartiennent au même champ et les conditions atmosphériques d’observation sont donc supposées identiques entre les deux étoiles. La simulation consiste à normaliser les spectres des étoiles puis à les multiplier par la transmission atmosphérique à masse d’air  $\chi = 1$  mais cette fois pour différentes valeurs de PWV. Sur la figure 4.9 j’ai calculé l’effet de couleur pour quelques  $\Delta PWV$  permis par le calculateur de spectres de transmission atmosphérique SMC. On peut doré et déjà constater que la variation de PWV peut fortement influencer la photométrie différentielle en bande large, allant jusqu’à presque deux dixièmes de magnitude pour de larges variations ( $\Delta PWV = 20mm$ ).

Afin d’analyser les diverses bandes spectrales, j’ai fixé  $\chi = 1$  et calculé l’effet de couleur pour différentes bandes du visible et de l’infrarouge. Les résultats sont répertoriés en figure 4.10. L’étoile cible varie de G ( $T_{eff} = 6000K$ ) à L tardives ( $T_{eff} = 2200K$ ). Cette figure

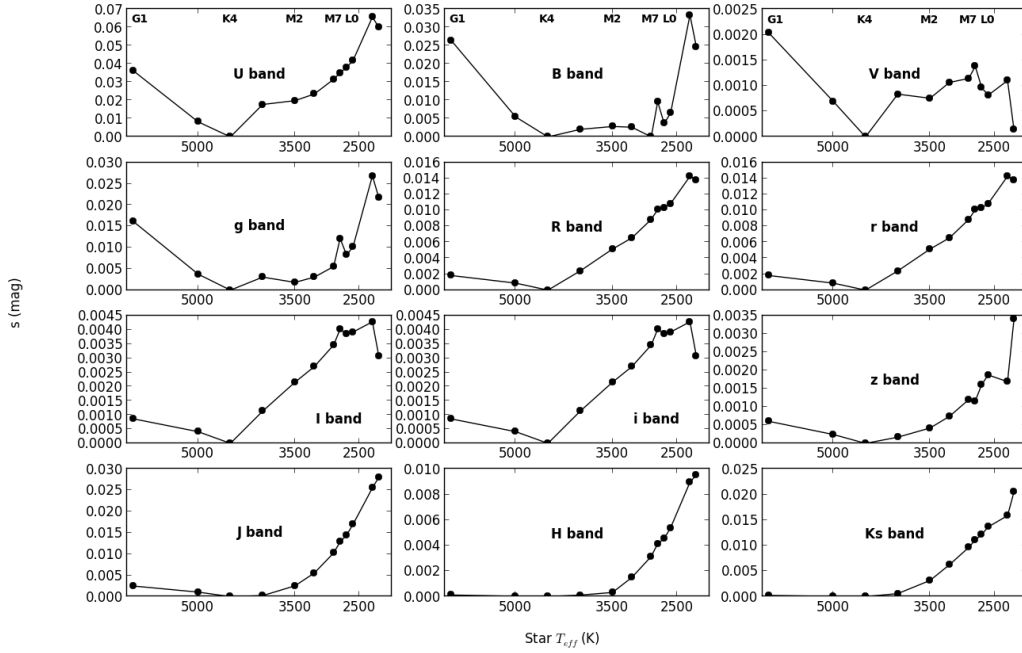


FIGURE 4.8 – Coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre pour des bandes spectrales usuelles. La température de l’étoile cible  $T_{eff}$  varie de 2200K(L3) à 6000K(G1). L’étoile de comparaison est une naine K ( $\log(g) = 4.5$ ,  $T_{eff} = 4500K$ ). Le résultat de Mann *et al.* (2011) est en accord pour les bande r, z, et B. Comparer une étoile de  $T_{eff} = 4000K$  à une étoile de  $T_{eff} = 4500K$  dans la bande B produit une déviation de  $1mmag$  avec  $\Delta\chi = 0.5$ . Ici, il s’agit de  $2mmag$  d’effet systématique pour  $\Delta\chi = 1$ .

montre qu’un effet de couleur inférieur à la millimagnitude est attendu en comparant une naine K à une naine M dans les bandes du visible comme g, U, B, V mais est très élevé pour les bandes de l’infrarouge, quelques pourcents de magnitudes en bande i, I, J, H, et quelques millimagnitudes en bande r, R, Ks. L’effet de couleur dû à un changement typique de vapeur d’eau dans une nuit d’observation ( $\Delta PWV = 2.5mm$ ) est bien inférieur à une variation de masse d’air dans les bandes de l’ultraviolet et du visible. Il est en revanche prépondérant dans les bandes de l’infrarouge. Cumuler ces deux changements ne fait qu’amplifier cet effet de couleur, rendant très difficile la détection de transits de petites planètes (c’est-à-dire très peu profond) dans les courbes de lumière dans ces bandes de transmissions qui nous intéressent pour observer les naines M.

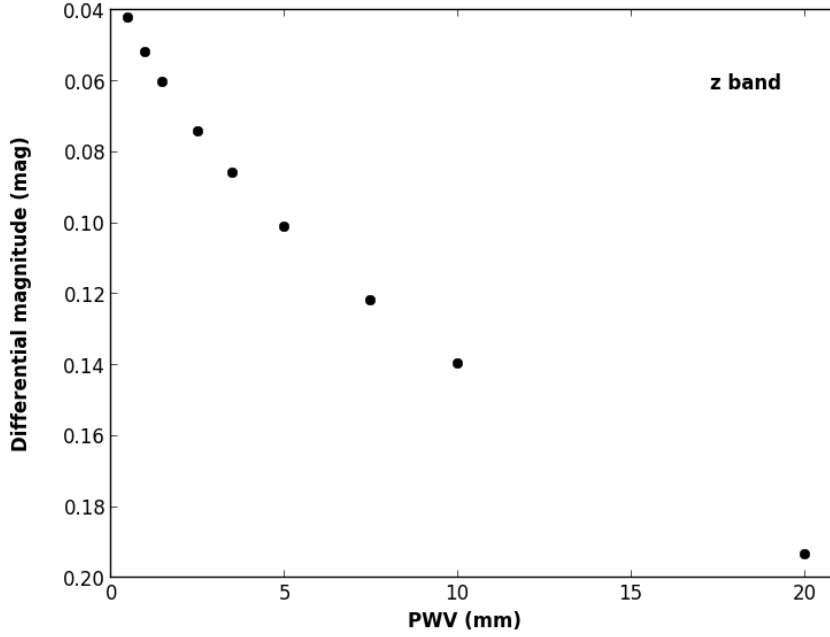


FIGURE 4.9 – Magnitude différentielle entre une étoile K6 ( $T_{eff} = 4000K$ ) et une étoile M2 ( $T_{eff} = 3500K$ ) évaluée dans la bande z. La magnitude différentielle est calculée entre le spectre hors-atmosphère et l’atmosphère courante ( $m_{pwv} - m_{pwv=0}$ ) et représente donc l’effet de couleur correspondant à une différence de condition atmosphérique  $\Delta PWV$ . La variation de PWV peut fortement influencer la photométrie différentielle en bande large, allant jusqu’au dixième de magnitude pour de larges variations ( $\Delta PWV = 10mm$ ).

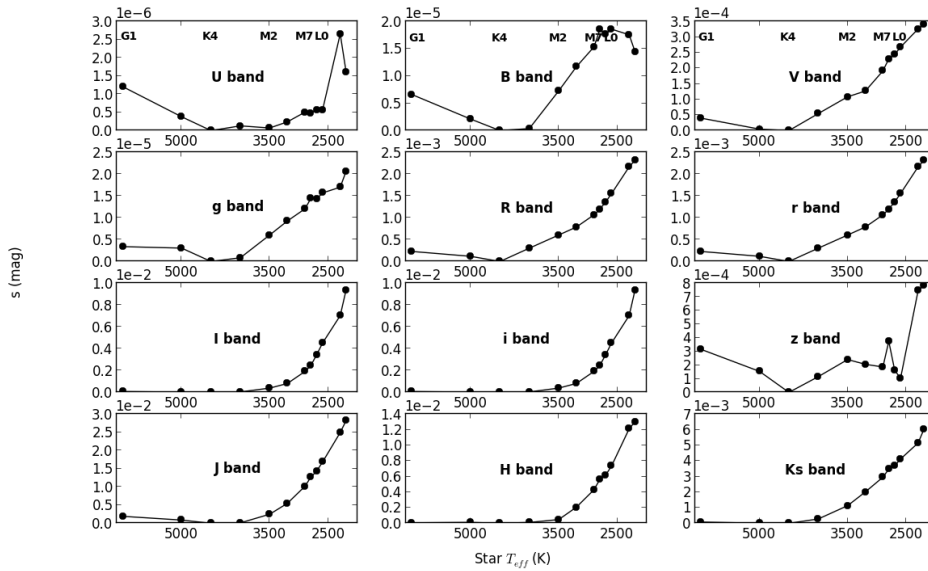


FIGURE 4.10 – Coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre correspondant à un changement de la quantité de vapeur d’eau ( $\Delta PWV = 2.5mm$ ) au dessus du télescope pour des bandes spectrales usuelles. La température de l’étoile cible  $T_{eff}$  varie de 2200K(L3) à 6000K(G1). L’étoile de comparaison est une naine K ( $\log(g) = 4.5$ ,  $T_{eff} = 4500K$ ).

#### 4.2.4 Effet de couleur et $\log(g)$

Les grilles de modèles d’atmosphères stellaires qui me permettent de dériver la photométrie dépendent de la température efficace  $T_{eff}$ , de la métallicité  $[Fe/H]$  et de la gravité de surface  $\log(g)$ . Ce dernier paramètre est généralement calculé à partir de nos mesures interférométriques nous donnant accès à la taille des étoiles. Pour les étoiles de faible masse dans notre environnement proche, les mesures interférométriques sont relativement récentes, grâce à Demory *et al.* (2009); Boyajian *et al.* (2012) notamment. Mann *et al.* (2015) ont utilisé une relation de calibration empirique pour obtenir la température effective puis les rayons d’étoiles de type K7 à M7 grâce à la loi de Stefan-Boltzmann avec une précision de  $\sim 2\% - 5\%$  ainsi qu’une relation entre la magnitude dans la bande Ks et le rayon avec une précision de  $\sim 3\%$ . Pour les étoiles pour lesquelles une telle analyse n’est pas possible, une étude des échelles de temps des variations de brillance causées par la couche convective a donné des résultats que l’on retrouve détaillés dans Kallinger *et al.* (2016). Enfin, Neilson et Lester (2012) exprime la contrainte que représente l’ajustement de l’assombrissement centre-bord sur la gravité de surface.

La gravité de surface est un paramètre fondamental de l’étoile que nous devons prendre en compte pour ajuster au mieux les simulations d’observations de cette thèse. En l’occurrence, je me suis intéressé à l’effet de couleur causé par une différence de gravité de surface  $\log(g)$  entre les étoiles. Les résultats sont résumés dans la figure 4.11. En utilisant une étoile de comparaison de type naine K de 4500K avec  $\log(g) = 4.5$ , j’ai fait varier  $\log(g)$  de l’étoile cible dans l’intervalle [3.5-6] (jusqu’aux naines brunes). La grille de modèle NextGen possède un pas en gravité de 0.5.

On remarque que l’effet le plus fort se trouve dans la bande U.  $s > 3mmag$  pour une étoile cible de  $\log(g) = 5$  et près de  $10mmag$  pour une étoile de  $\log(g) = 6$ . Les spectres de la grille de modèle montrent que l’émission est plus forte dans l’UV (jusqu’à 20 mmag pour une différence  $\Delta \log(g) = 1.5$ ). Cet excès est la différence principale faisant varier les dérivées des spectres qui dans la bande UV est une forêt de raies spectrales. En effet, avec une gravité réduite, les raies spectrales sont plus intenses car on enregistre une quantité plus grande de molécules.

De plus, on observe un excès de plus en plus important dans l’infrarouge lorsque  $\log(g)$  diminue. Cet excès correspond à l’émission d’une atmosphère stellaire moins dense et donc plus froide. Cela se matérialise par un effet de couleur dans les bandes de l’infrarouge. Par exemple, dans la bande J,  $s = 1.35mmag$  pour une étoile de comparaison de  $\log(g) = 4.5$  et une étoile cible de  $\log(g) = 6$ . De manière plus générale, l’effet de couleur n’excède pas la millimagnitude dans les autres bandes allant même jusqu’à seulement quelques  $10^{-3}mmag$  dans la bande i et I entre  $\log(g) = 3.5$  et  $\log(g) = 4.5$ .

Les naines qui m’intéressent plus particulièrement dans cette étude se situent dans l’intervalle de  $\log(g)$  [4.5,6], des naines K jusqu’aux naines L. Dans ces gammes de gravité, l’effet de couleur en bande i ou I se trouve entre 1 et  $4 \cdot 10^{-2}mmag$ . De même en bande z et H et l’effet s’étend à quelques  $0.1mmag$  en bande Ks, jusqu’à  $1mmag$  en bande J. Cette simulation a pu montrer que l’effet de couleur lié à d’autres paramètres fondamentaux de l’étoile comme la gravité de surface est moins importante que l’effet de couleur causé par une différence de température entre les étoiles. Cependant, cet effet n’est pas à négliger puisqu’il peut atteindre la millimagnitude dans la bande J par exemple.

Le projet Mearth (Nutzman et Charbonneau 2008) sélectionne ses étoiles de comparaison en fonction de leur luminosité (entre 0.2 et 1.2 fois la luminosité de l’étoile cible) et de leur couleur (prise en compte de la magnitude en bande i et z). Il reste probable de capturer des géantes parmi les étoiles de comparaison et l’effet de couleur attendu lorsqu’une étoile de comparaison est une géante peut limiter notre précision. Nous avons donc pu montrer également que la sélection des étoiles de comparaison à partir de leur couleur ne suffit pas si on se trouve en présence de géantes à cause de l’effet de couleur atmosphérique. En supposant pour la suite de cette thèse que nous n’aurons pas d’étoiles de comparaison de tailles trop

différentes de l'étoile cible, j'ai fixé la gravité de surface des étoiles simulées à la gravité d'une naine :  $\log(g) = 4.5$ .

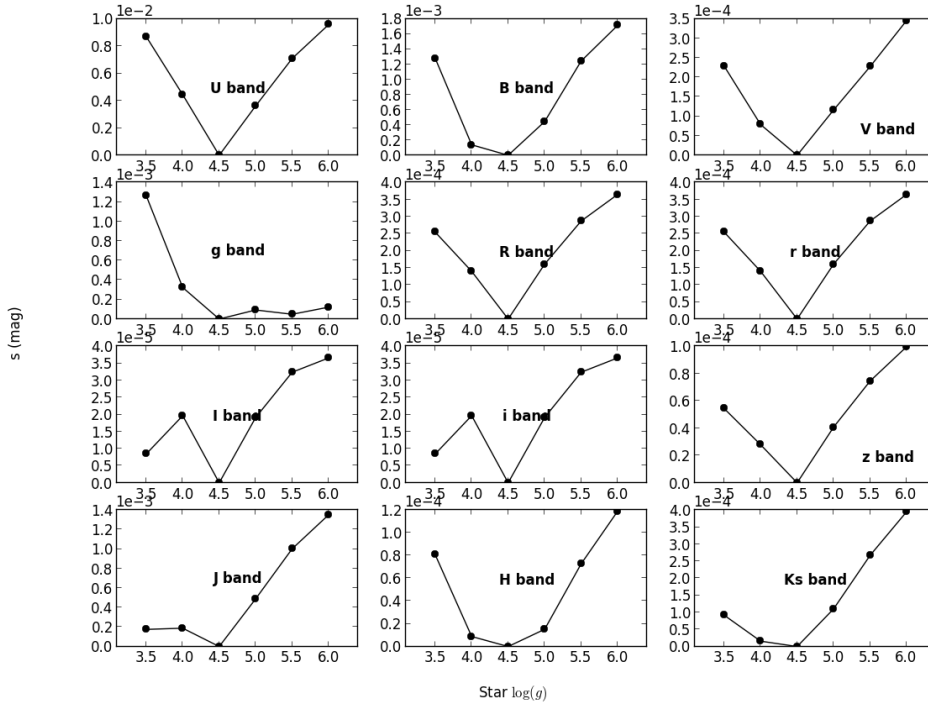


FIGURE 4.11 – Coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre pour des bandes spectrales usuelles. La température de l’étoile cible  $T_{eff}$  et de l’étoile de comparaison est de 4500K. Le  $\log(g)$  de l’étoile de comparaison est de 4.5. Celui de l’étoile cible varie dans l’intervalle [3.5-6] suivant la grille de modèle NextGen.

### 4.3 Simulation : Tache stellaire

Comme expliqué dans la section 4.1.2, l'activité stellaire peut mener à un effet de couleur car la température des taches et la température des plages sont différentes de la température de la photosphère. La différence de température d'une tache stellaire à la photosphère peut aller de quelques centaines pour des naines M à un maximum de 2000 Kelvins pour des étoiles de type solaire actives (Frasca *et al.* 2005; Andersen et Korhonen 2015). Pour l'étoile HD189733, Pont *et al.* (2008) utilisent l'effet systématique observé sur le spectre et trouvent une différence de température de 500 à 1000K entre la photosphère et la/les taches.

La présence d'une tache obscurcit partiellement l'étoile et cet obscurcissement possède une signature spectrale. En cela, on peut simuler l'effet de couleur que l'on obtiendrait lors de l'observation d'une étoile dont l'activité se manifeste par l'apparition d'une tache durant le suivi de l'étoile. Je modélise le spectre d'une étoile sans taches en utilisant la grille de modèle NextGen (Allard *et al.* 1998; Hauschildt *et al.* 1999) comme précédemment. J'utilise une métallicité solaire et une gravité de surface  $\log(g) = 4.5$ . À titre d'exemple, je simule ici l'observation d'une naine K de 4500K (température de la photosphère), typique étoile du champ servant d'étoile de comparaison en photométrie différentielle. Je simule également une naine M de 3500K.

Pour les taches stellaires, j'utilise la même grille de modèle avec des températures inférieures à la température de la photosphère. Le choix des températures de taches simulées est fonction du type de l'étoile. En l'occurrence, pour la naine K, j'ai fait varier le  $\Delta T$  de 100 à 1000K et pour la naine M, j'ai fait varier  $\Delta T$  de 100 à 700K. Plus la température de l'étoile est importante, plus le contraste de température entre la tache et la photosphère peut être grand (Andersen et Korhonen 2015). Je réfère ci dessous chaque spectre par son origine :  $F_{phot}$  est le spectre de la photosphère et  $F_{spot}$  est le spectre de la tache. Je calcule le spectre de l'étoile possédant une fraction  $\delta$  de l'aire projetée visible couverte par des taches à la température T :

$$F_{spotted}(\delta, \lambda, T) = (1 - \delta)F_{phot}(\lambda) + \delta F_{spot}(\lambda) \quad (4.4)$$

La fraction  $\delta$  dépend de l'étoile elle-même et peut aller d'une fraction de pourcentage jusqu'à 30% pour les étoiles les plus actives (Andersen et Korhonen 2015). Étant donné que l'on évalue l'activité des naines M comme un facteur limitant pour y déceler des planètes, nous avons tendance à donner plus de mérite aux étoiles les plus calmes comme le Soleil qui possède des taches mais dont la fraction de surface projetée couverte de taches est de l'ordre de 1%.

Formellement, calculer l'effet de couleur dans cette simulation de photométrie différentielle revient à modéliser le spectre de l'étoile avec taches grâce à l'équation 4.4 pour chaque température de tache. Chaque spectre est alors transmis par un spectre de transmission atmosphérique de la grille de modèles SMC (décrite en section 4.2.1, Noll *et al.* (2012),  $\chi = 1$ ). Ce spectre est comparé à celui de l'étoile de comparaison (naine K sans tache,  $T_{phot} = 4500K$ ,  $\log(g) = 4.5$ , métallicité solaire) puis différentié avec le cas d'une étoile cible sans taches. Ainsi, on a accès exclusivement à l'effet de couleur dû aux taches stellaires.

Deux cas sont présentés sur les figures 4.12 et 4.13, le cas d'une étoile K de  $T_{eff} = 4500K$  et le cas d'une étoile M de  $T_{eff} = 3500K$ . Pour chacun des cas, j'ai étudié l'ensemble des bandes photométriques suivantes (dans l'ordre de la longueur d'onde) : U,B,V,g,R,r,I,i,z,J,H,Ks. Notre première observation est que l'effet de couleur augmente avec la différence de température  $\Delta T$  dans la majorité des bandes et est nulle par définition lorsque les taches sont à la température de la photosphère (respectivement 4500K et 3500K). C'est bien l'effet auquel on s'attendait. L'ordre de grandeur de l'effet de couleur pour une étoile cible de type K est de quelques millimagnitudes, excepté dans les bandes J et H où il est inférieur à 0.1mmag et compris entre 0.1 et 1mmag respectivement. En ciblant une naine M, cet effet est tout aussi important. On peut noter que  $\Delta T = 500$  implique un effet de couleur de quelques millimagnitudes en bande I, i ou z. Dans les bandes J ou H, cet effet est d'un ordre de grandeur inférieur.

Je fais remarquer que la dépendance attendue en  $T_{spot}$  n'est pas retrouvée dans la bande H. Je n'ai à ce stade pas de modèle théorique qui expliquerait ce comportement inattendu mais l'ordre de grandeur de l'effet dans cette bande est 1.5 à 30 fois moins important que dans les autres bandes spectrales (exceptée la bande J).

J'insiste sur le fait que ces effets de couleur sont calculés en bandes larges. De plus, ils ne sont pas limitant concernant la précision photométrique totale mais ils y contribuent de manière non négligeable.

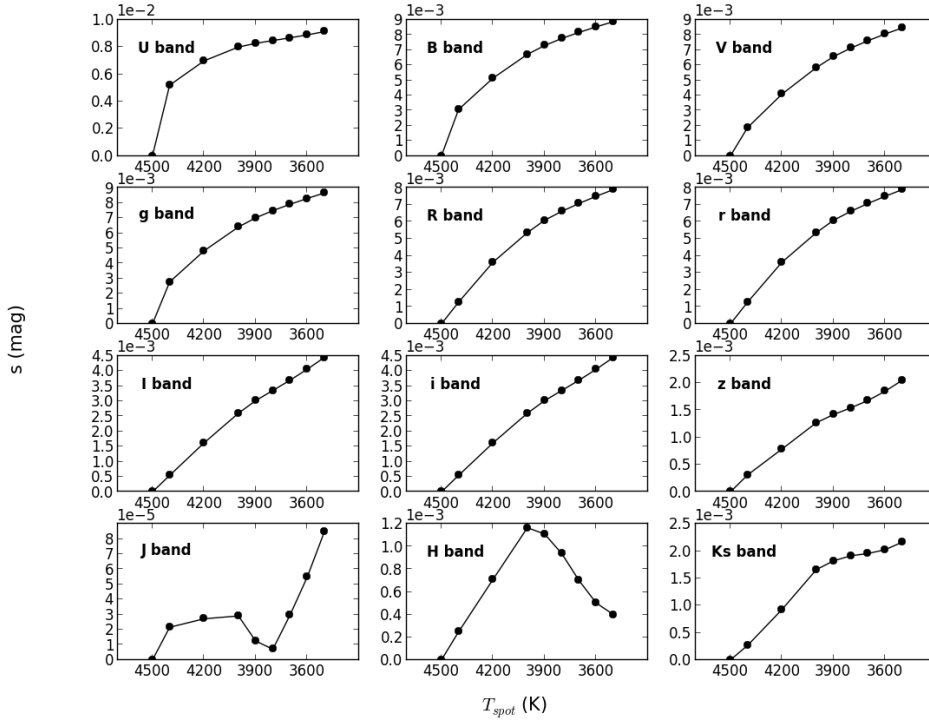


FIGURE 4.12 – Coefficient d'extinction atmosphérique de second ordre pour des bandes spectrales usuelles. La température de l'étoile cible  $T_{eff}$  et de l'étoile de comparaison est de 4500K. Le  $\log(g)$  des étoiles est de 4.5. L'une des deux étoiles, entre deux observations, arbore une tache et je fais varier la température de celle ci.

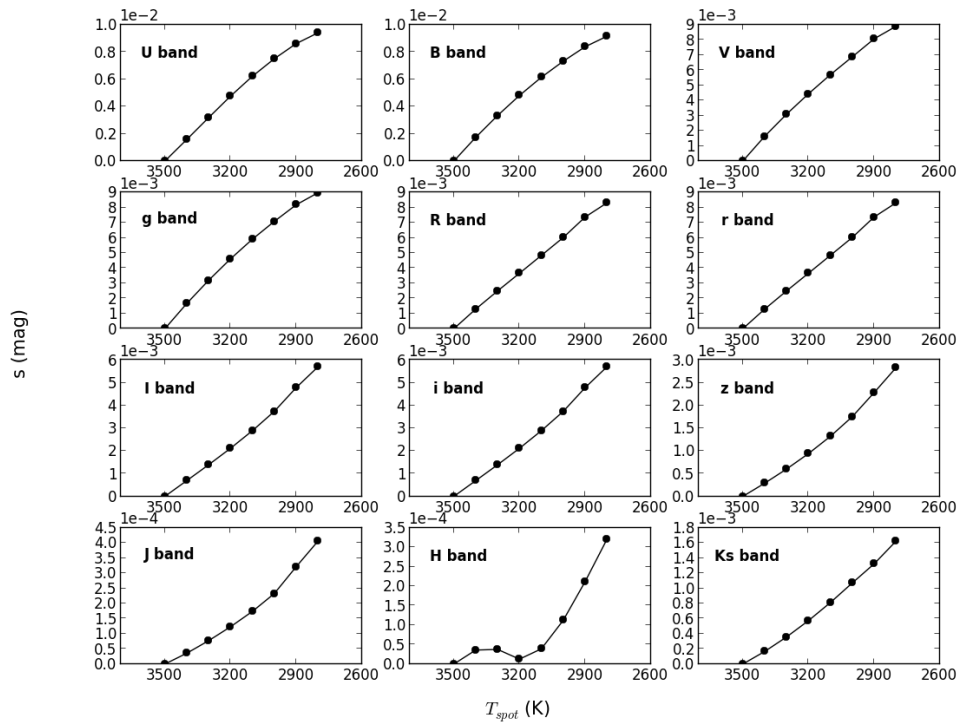


FIGURE 4.13 – Coefficient d’extinction atmosphérique de second ordre pour des bandes spectrales usuelles. La température de l’étoile cible est de 3500K et celle de l’étoile de comparaison est de 4500K. Le  $\log(g)$  des étoiles est de 4.5. L’une des deux étoiles, entre deux observations, arbore une tache et je fais varier la température de celle ci.

## Résumé du chapitre

- ✓ L’effet de couleur atmosphérique apparaît lorsque l’on compare deux étoiles dont les spectres sont différents **ET** lorsque l’atmosphère est chromatique. Le modèle analytique existant n’ajuste pas l’effet systématique de nos simulations en bande large.
- ✓ J’ai estimé l’effet de couleur pour un ensemble de bandes spectrales usuelles en fonction de la masse d’air, de la quantité de vapeur d’eau. J’ai également calculé l’impact de la différence de température entre l’étoile cible et l’étoile de comparaison ainsi que la différence de gravité de surface des étoiles. Ce dernier facteur a un impact sur la sélection d’étoiles de comparaison et indique qu’il serait nécessaire d’éviter les étoiles géantes (de gravité trop différente des naines M). D’autre part, mes simulations de l’effet de couleur en bandes larges sont consistantes avec les précédentes estimations.
- ✓ Les taches stellaires ont une signature spectrale et sont également à l’origine d’un effet systématique coloré. La simulation effectuée dans ce chapitre montre que la présence de taches stellaires sur une naine M peut engendrer une systématique de l’ordre de 0.1 à 0.4 mmag dans les bandes J et H et de plusieurs millimagnitudes voire dizaines de millimagnitudes dans les autres bandes usuelles.





Troisième partie

Spectrophotométrie différentielle



# Chapitre 5

## Méthode de spectrophotométrie et simulation de l'effet de couleur

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Méthode instrumentale</b>	<b>76</b>
5.1.1	Description de l'instrument	76
5.1.2	Calibration	78
5.1.3	Courbes de lumières et systématique globale	79
<b>5.2</b>	<b>Modèle simplifié</b>	<b>80</b>
5.2.1	Modèle linéaire	80
5.2.2	Modèle avec raies spectrales	83
5.2.3	Comportement de $s$ : Résumé	86
<b>5.3</b>	<b>Modèle complexe</b>	<b>88</b>
5.3.1	Spectres de systématiques	88
5.3.2	Systématique globale et résolution spectrale	91
5.3.3	Dépendance en $\log(g)$	92

---

En utilisant la photométrie différentielle pour éliminer l'extinction atmosphérique, des effets systématiques apparaissent. Il sont décrits dans le chapitre précédent. Avec le projet ExTrA, nous recherchons des transits de petites exoplanètes similaires à la Terre et en zone habitable de naines M. La précision requise pour une Terre en zone habitable est de près de 0.01% à 1% des étoiles de type solaire aux naines M les plus tardives. Depuis le sol, une partie des programmes d'observations d'aujourd'hui tend vers de telles précisions (Perryman 2014), souvent aidé par des corrections numériques. Grâce au projet ExTrA, nous pourrions obtenir une précision meilleure que la millimagnitude depuis le sol en mettant en place une méthode nouvelle : la spectro-photométrie différentielle. C'est cette **méthode instrumentale** que je présente, développe et simule dans ce chapitre. L'amélioration de la précision réside principalement dans la réduction des effets systématiques par la mesure du spectre des étoiles, je concentre le propos autour de l'ajout de la résolution spectrale sur l'effet de couleur précédemment décrit.

## 5.1 Méthode instrumentale

### 5.1.1 Description de l'instrument

La technique de spectrophotométrie différentielle est avant tout instrumentale. Elle consiste à ajouter la dimension spectrale à la photométrie différentielle classique. Comment ? En associant un spectromètre multi-objets à un photomètre (une caméra CCD ou CMOS typiquement). Ainsi, on enregistre les spectres de l'étoile cible et des étoiles de comparaison en simultanément. La figure 5.1 montre le concept global, du collecteur (le télescope) au logiciel qui nous permet d'obtenir les courbes de lumière finales.

La lumière est d'abord collectée dans le télescope à l'arrière duquel est placée un ensemble de microlentilles qui forment les unités de champ. Chaque unité de champ est dédiée à une étoile et à son environnement. Puis, les microlentilles sont suivies de fibres dont le but est de conduire les photons jusqu'au spectrographe.

Le spectrographe disperse la lumière sur la caméra de manière à obtenir à la fois les spectres des étoiles et du fond de ciel. Chaque pixel voit une bande très fine de longueur d'onde, de la lumière venant de l'étoile cible ou d'une étoile de comparaison ou encore du fond de ciel proche de chacune des étoiles ciblées. On obtient donc un ensemble de  $N_{star} \times 2$  spectres. Le spectrographe utilisé par le projet ExTrA possède deux modes de fonctionnement, un mode de centrage et un mode science (figure 5.2). Le premier permet de centrer les étoiles dans les champs et ainsi de limiter les fluctuations d'intensité. Le second permet de faire les observations brutes.

L'incertitude sur la position des spectres sur la caméra peut entraîner des erreurs sur la longueur d'onde et créer des effets systématiques supplémentaires dans les courbes de lumière.

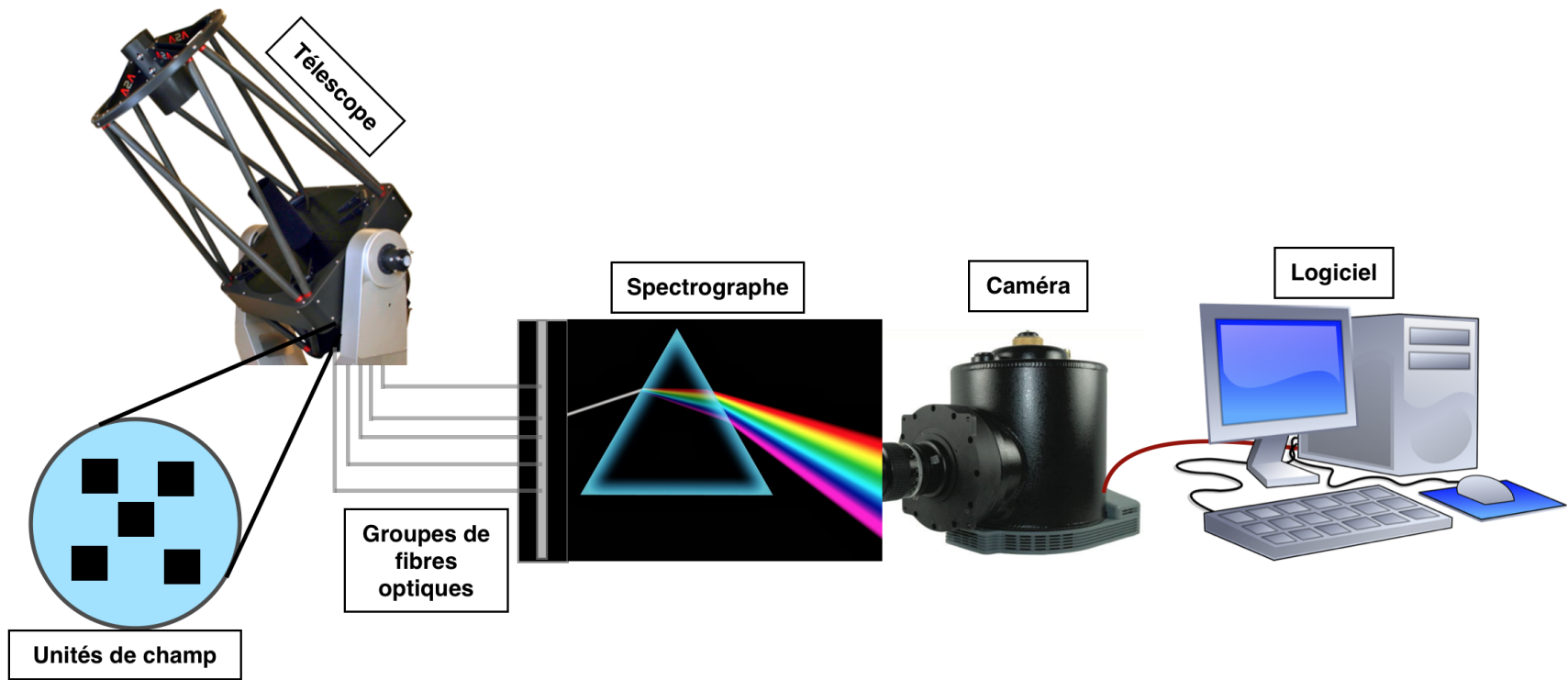


FIGURE 5.1 – Schéma de l'instrument, du télescope aux logiciels permettant de faire la (spectro-)photométrie différentielle. Il y a 5 groupes de fibres pour 5 unités de champ. Chaque groupe de fibres est composé de  $2 \times 4$  fibres qui ne sont pas représentées sur ce schéma. Le spectrographe du projet ExTrA est montré en figure 5.2, ici remplacé par un diffracteur musicalement célèbre. La partie logicielle permet l'extraction des spectres à partir des images enregistrées sur la caméra. Elle permet également de réaliser le traitement lié aux fond d'obscurité, au champ plat ainsi que le(s) traitement(s) numériques nous permettant d'obtenir les courbes de lumières finales. Crédit des images : catalogue ASA télescopes, catalogue Princeton instrument, *The dark side of the moon - Pink Floyd*

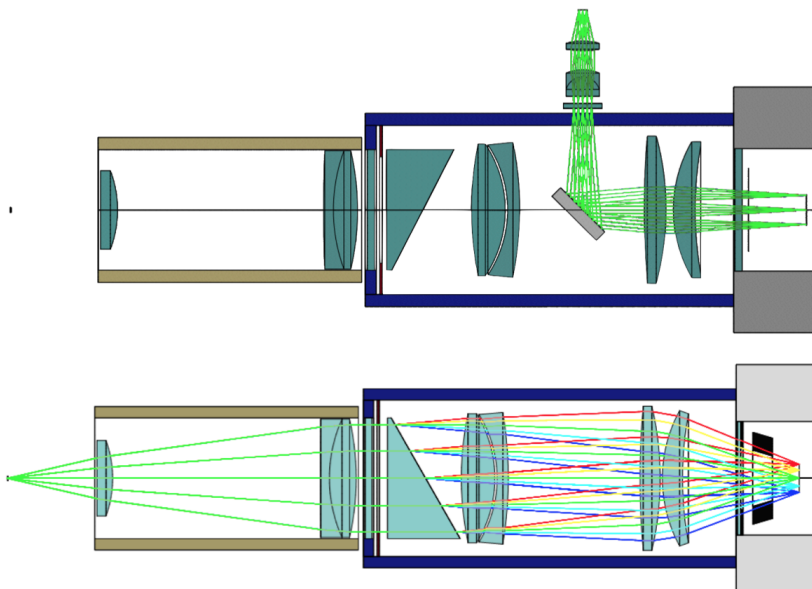


FIGURE 5.2 – Deux configurations du spectrographe. En haut : le mode de centrage. En bas : le mode science. Figure présente dans Bonfils *et al.* (2015).

### 5.1.2 Calibration

Tout comme en photométrie classique, il est nécessaire de réaliser une série de calibrations lors d'une mesure ou série de mesures. Examinons la valeur numérique  $I$  lue sur un pixel de l'image brute. Cette valeur est la somme de trois composantes :

$$I = B + T + L \quad (5.1)$$

- ◇  $B$  est le signal de bias, aussi appelée offset. C'est une valeur constante, pour ce pixel, qui apparaît sur toutes les images, quelque soit le temps de pose et la lumière reçue. Pour faire une image de bias, il suffit de placer la caméra dans l'obscurité complète et de faire une pose avec un temps d'intégration le plus court possible.
- ◇  $T$  représente le bruit thermique. C'est une valeur proportionnelle au temps de pose et qui apparaît sur toutes les images, quelle que soit la lumière reçue. Le thermique augmente d'autant moins vite que la caméra est mieux refroidie. Pour calibrer  $T$ , il suffit de placer la caméra dans l'obscurité complète et de faire une pose avec un temps d'intégration identique à l'image brute qu'il faudra prétraiter. On peut également mesurer la dépendance temporelle et soustraire la valeur calculée à l'image brute.
- ◇  $L$  est la contribution lumineuse. Elle est égale à l'éclairement incident  $E$  multiplié par  $R$ , le facteur de réponse dû aux effets de l'optique : transmission, poussières et vignettage. Ce dernier effet est volontairement évité sur la plupart des instruments avec une attention particulière aux imperfections de toutes les parties optiques. Il faut donc déterminer la réponse  $R$  de l'instrument. Pour cela, on enregistre une image sur un champ uniforme. Il peut être formé à partir d'une lampe dont on injecte la lumière dans les fibres optiques de l'instrument de manière uniforme. De cette façon,  $E$  ne dépend pas du pixel et est considéré comme une constante ( $E_0$ ). Ainsi, on nomme le champ plat *F (flat field)* l'image  $F = E_0 \times R$ .

Une série d'observations est composée de calibrations et d'expositions sur ciel. On obtient alors des images prétraitées en soustrayant le courant d'obscurité  $D$  et en divisant par la

réponse inter-pixel représentée par le champ plat  $F$ .

$$E = \frac{I - B}{F} \quad (5.2)$$

Ajouté à ces calibrations instrumentales liées à la photométrie, on utilise une lampe spécifique pour repérer la position du spectre sur la caméra et associer une longueur d'onde à une position  $(x,y)$  sur le détecteur.

$$\lambda_c = f(x, y) \quad (5.3)$$

### 5.1.3 Courbes de lumières et systématique globale

Une fois ces calibrations instrumentales réalisées, il faut encore compter que le fond de ciel est présent dans la photométrie de l'étoile. Étant donné que nous avons enregistré des spectres d'une zone proche des étoiles, corriger du fond de ciel revient à soustraire ces spectres aux spectres des étoiles. Enfin, les courbes résultantes sont des courbes de spectrophotométrie de chaque étoile, respectivement notées  $F_t$  pour l'étoile cible et  $F_c$  pour les étoiles de comparaison.

Dans le cas d'une étoile cible et d'une étoile de comparaison, pour obtenir la spectrophotométrie différentielle, il faut diviser le spectre de l'étoile par le spectre de l'étoile de comparaison, chacun respectivement corrigé du fond de ciel.

$$\Delta m = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F_t}{F_c} \right) \quad (5.4)$$

S'il y a plusieurs étoiles de comparaison, plusieurs techniques sont à disposition. (a) La première est de réaliser la photométrie différentielle entre l'étoile cible et chaque étoile de comparaison indépendamment, puis de moyennner ces courbes. (b) La seconde est de créer une étoile de comparaison fictive en combinant les étoiles de comparaisons. L'étoile créée est une étoile "moyenne" avec laquelle on fera la photométrie différentielle dans un deuxième temps. Finalement, un cube de données est créé. Il s'agit de la magnitude relative en fonction de la longueur d'onde et du temps.

Pour connaître la systématique sur la bande totale  $S$ , on utilise notre connaissance de la décomposition spectrale de l'effet systématique  $s$ .

$$S = \frac{1}{\sum_{\lambda} SNR(\lambda)} \sum_{\lambda} s(\lambda) \times SNR(\lambda) \quad (5.5)$$

L'équation 5.5 étend l'équation 4.1 à un groupe de longueurs d'onde en co-additionnant l'ensemble des systématiques dans les différents canaux spectraux. On donne un poids approprié à chaque bande de longueur d'onde, en fonction du rapport signal à bruit (SNR).

Dans l'infrarouge, l'extinction due à l'eau est forte. La perte de flux typique autour de  $1.35 \mu m$  est de 50% (voir figure 3.3). À ces longueurs d'ondes, nous supposons que l'effet systématique est fort et on ne pourra certainement en corriger qu'une partie (voir section suivante avec la figure 5.13). Dans la pratique, le projet ExTrA utilisera l'information spectrale des bandes d'absorption de l'eau pour ajuster l'extinction mais il sera certainement nécessaire de supprimer ces bandes avant de faire la photométrie.

De plus, la variation de la quantité de vapeur d'eau fait seulement fluctuer le spectre de transmission atmosphérique des bandes de l'eau (figure 3.3). Cela suggère que l'on puisse modéliser l'extinction de second ordre via la masse d'air et la quantité de vapeur d'eau en décorrélant ces deux paramètres.



## 5.2 Modèle simplifié

Dans cette section, je souhaite simuler des observations spectrophotométriques simples et évaluer l'effet de couleur en fonction de la longueur d'onde et de la résolution spectrale. Cette partie se segmente de la manière suivante : Description et construction des spectres stellaires et atmosphériques. Analyse de l'effet de couleur. Ajout de la résolution spectrale.

### 5.2.1 Modèle linéaire

#### Spectres stellaires et atmosphériques

Le but de ce modèle est d'analyser le comportement de l'effet systématique en fonction de la différence de couleur entre les étoiles, et donc de la différence de pente entre les spectres. Dans ce premier modèle testé, les spectres stellaires sont linéaires avec la longueur d'onde. La transmission atmosphérique l'est également.

$$\begin{cases} F_s(\lambda) = a + b\lambda \\ F_c(\lambda) = c + d\lambda \\ T(\lambda)|_{\chi=1} = e + f\lambda \end{cases} \quad (5.6)$$

Ce modèle reproduit le cas spécifique dans lequel il n'y a pas de signature spectrale particulière à résoudre à mesure que la résolution augmente.

La transmission atmosphérique pour une masse d'air de  $\chi = 2$  est calculée à partir du spectre de transmission à  $\chi = 1$  (figure 4.3). L'ajout de masse d'air multiplie l'absorption. Cette équation est une bonne approximation pour simuler l'atmosphère en considérant que la quantité d'atmosphère entre ces deux masses d'air est simplement multipliée et que les variations climatiques ne jouent aucun rôle.

$$T(\lambda, \chi = n) = T^n(\lambda, \chi = 1) \quad (5.7)$$

Les spectres de l'étoile cible et de l'étoile de comparaison sont représentés dans la figure 5.3 en rouge et bleu respectivement et en ligne pointillée. Dans cette figure, je montre 4 cas de spectres initiaux pour lesquels j'ai fait varier la pente spectrale de l'étoile cible. Les lignes pleines représentent les spectres transmis par l'atmosphère à  $\chi = 1$ .

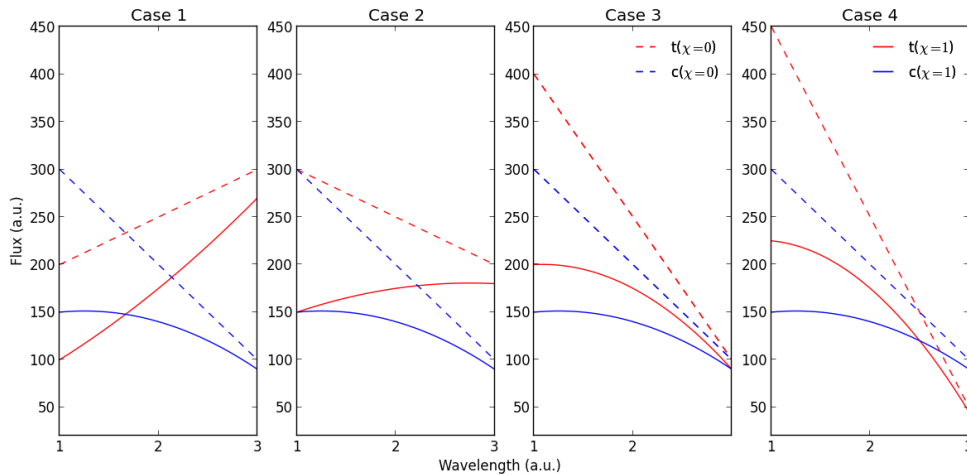


FIGURE 5.3 – En haut : Spectres de l'étoile cible et de l'étoile de comparaison non-transmis ( $\chi = 0$ ) et transmis par une atmosphère chromatique ( $\chi = 1$ , de la figure 4.3).

## Effet systématique

Résultant de l'extinction plus ou moins importante de l'étoile de comparaison ou de l'étoile cible entre deux observations (deux conditions climatiques, deux masses d'air), l'effet systématique  $s(\lambda)$  varie. Nous avons vu dans la section 4.1.1 que l'étude analytique de Budding et Demircan (2007), faisant référence à un effet de couleur, ne reproduisait pas la simulation dans les bandes étudiée au chapitre précédent. Afin d'explorer qualitativement l'effet systématique, j'ai construit une grandeur que je nomme  $C_s$ , le rapport de couleur, pour rendre compte du comportement de la systématique  $s$ , son signe et son intensité relative dans les différentes bandes spectrales. Ce paramètre s'exprime directement avec la pente du spectre de l'étoile et du spectre de transmission :

$$C_s = \left(\frac{dF_s}{d\lambda}\right)F_s^{-1}\left(\frac{dT}{d\lambda}\right)^{-1}T \quad (5.8)$$

$C_s$  est le rapport des dérivées du spectre de l'étoile et du spectre de transmission atmosphérique. Pour les 4 cas présentés dans la partie précédente, la figure 5.4 montre le coefficient  $C_s$ . On peut noter que le rapport de couleur  $C_t$  de l'étoile cible  $t$  peut être inférieur ou supérieur à  $C_c$  pour l'étoile de comparaison  $c$ , ce qui veut dire que l'atmosphère privilégie une étoile par rapport à l'autre. Dans les deux premiers cas, la pente de l'étoile cible est plus proche de la pente de la transmission atmosphérique que l'étoile de comparaison. On a  $C_t > C_c$ . L'étoile cible perd moins de flux entre  $\chi = 1$  et  $\chi = 2$  que l'étoile de comparaison. Il s'ensuit que la systématique est toujours négative à toutes les longueurs d'ondes et toutes les décompositions spectrales. Dans les deux autres cas, la pente de transmission de l'atmosphère est plus proche de celle de l'étoile de comparaison et on obtient  $C_t < C_c$ . L'effet de couleur  $s$  est positif à toutes les longueurs d'ondes et pour toutes les décompositions spectrales (toutes les résolutions).

De la définition de l'extinction atmosphérique de second ordre, on sait que lorsque l'on compare deux spectres identiques (cible et comparaison),  $s$  est nul. Les étoiles sont plus semblables dans le cas 2 que dans le cas 1. On voit que l'écart entre le coefficient  $C_s$  de l'étoile cible et de l'étoile de comparaison a diminué. De même entre le cas 3 et le cas 4. De plus, on notera que l'effet de couleur  $s(\lambda)$  semble avoir le même comportement que  $C_t(\lambda) - C_c(\lambda)$ . Il est plus grand à longue longueur d'onde qu'à courte longueur d'onde.

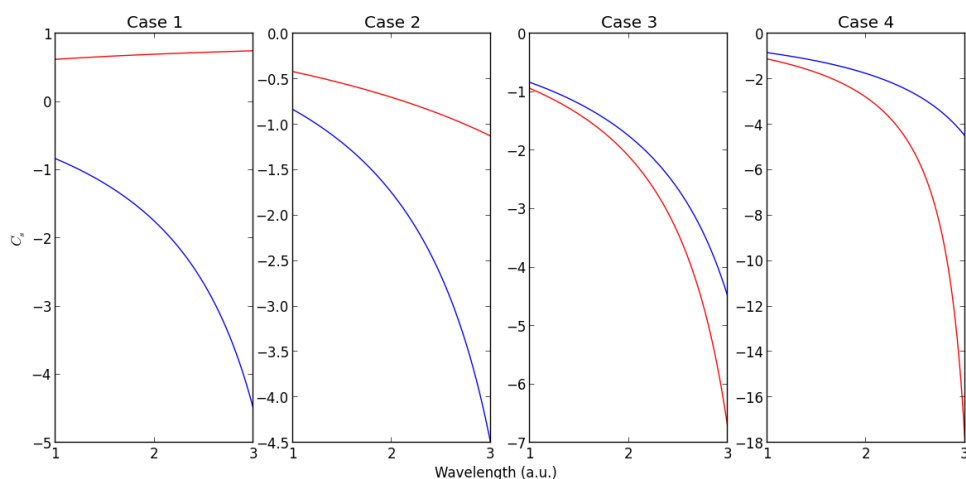


FIGURE 5.4 – Le rapport de couleur  $C_s$  de l'étoile et de la comparaison en fonction de la longueur d'onde pour les 4 cas présentés dans la figure 5.3.

Bien qu'il n'y ait aucune relation mathématique avérée entre le rapport de couleur et l'extinction atmosphérique de second ordre, ce paramètre  $C_s$  est le meilleur proxy pour com-

prendre l'effet de couleur jusqu'à présent, de son signe à son comportement en fonction de la longueur d'onde et donc de la bande spectrale.

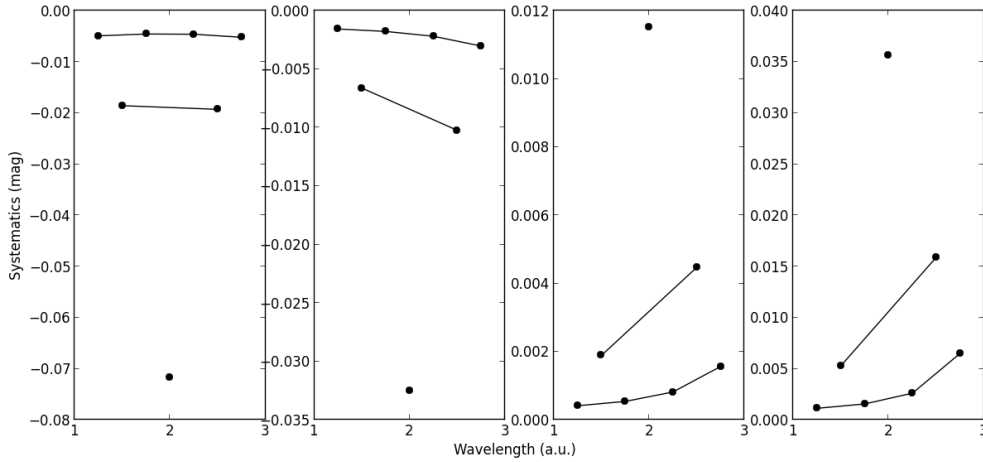


FIGURE 5.5 – Spectres de systématiques pour une différence de masse d'air  $\Delta\chi = 1$ , décomposés en 1, 2 and 4 bandes spectrales, pour les 4 cas exposés dans les deux figures précédentes.

### Gain en fonction de la résolution spectrale

Dans le premier cas adressé en figure 5.3, j'ai calculé  $S(R)$  avec la formule 5.5. Le résultat est présenté sur la figure 5.6 (Les autres cas ont été annexés : annexe B). La première observation que l'on peut faire est que l'extinction de second ordre (ou effet de couleur) diminue avec la résolution  $R$ . À plus haute résolution (en dehors des limites de la figure 5.6), l'effet de couleur tend vers la précision numérique ( $10^{-17}$  ici), atteinte lorsque la résolution étudiée est la résolution des spectres d'entrée  $R = R_{input}$ . De plus, notons que ceci est un cas particulier et simplifié et qu'il faut prendre la généralisation avec précaution. On peut dire que si aucune raie spectrale ne reste à résoudre en augmentant la résolution, le fait d'obtenir plus de résolution permet de diminuer la systématique totale. De manière plus formelle, si  $R \rightarrow \infty$ ,  $S \rightarrow 0$  car  $s(\lambda) \rightarrow 0 \forall \lambda$ . En revanche, nous ne pouvons présupposer que cette fonction est toujours monotone comme sur la figure 5.6.

D'autre part, on se pose la question suivante : À basse ou moyenne résolution, quel est l'impact de raies spectrales (en absorption ou en émission) non-résolues sur l'effet de couleur global en fonction de la résolution ?

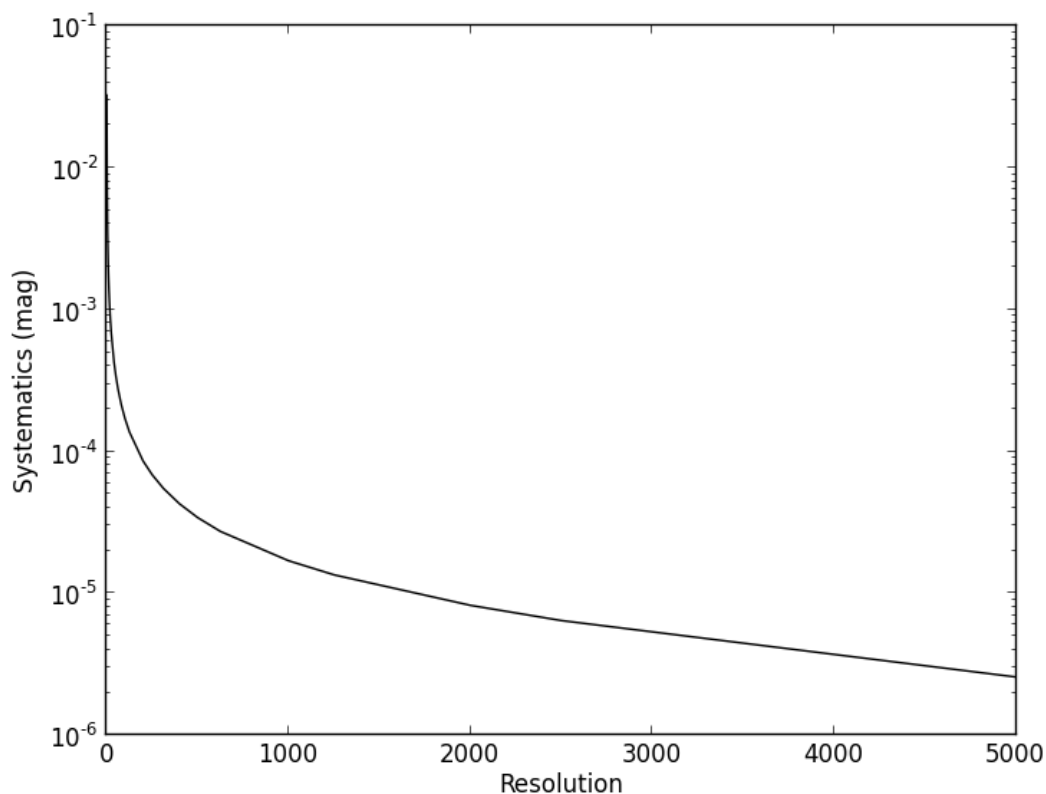


FIGURE 5.6 – Modèle-jouet. Cas 1 de la figure 5.3. Extinction atmosphérique de second ordre en fonction de la résolution spectrale. Les spectres d'entrée, atmosphériques à  $\chi = 1$  et stellaires sont linéaires avec la longueur d'onde.

## 5.2.2 Modèle avec raies spectrales

### Spectres stellaires et atmosphériques

Lorsque la résolution n'est pas suffisante pour résoudre un spectre réel observé, on peut se demander quel est l'impact de raies spectrales non-résolues sur les effets systématiques de couleur. Pour répondre à cette question, j'ai testé un modèle simpliste en simulant une raie spectrale en émission au milieu de cette bande fictive de longueur d'onde ajoutée à un spectre plat. La figure 5.7 illustre deux nouveaux cas correspondant à l'ajout d'une raie en émission dans le spectre constant de l'étoile cible. Les flux transmis sont chromatiques parce que l'atmosphère est chromatique. J'ai utilisé le même spectre de transmission atmosphérique que dans la figure 4.3.

$$\begin{cases} F_s(\lambda) = 1 + \frac{cst}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{(\lambda-\mu)^2}{2\sigma}} \\ F_c(\lambda) = 1 \\ T(\lambda)|_{\chi=1} = e + f\lambda \end{cases} \quad (5.9)$$

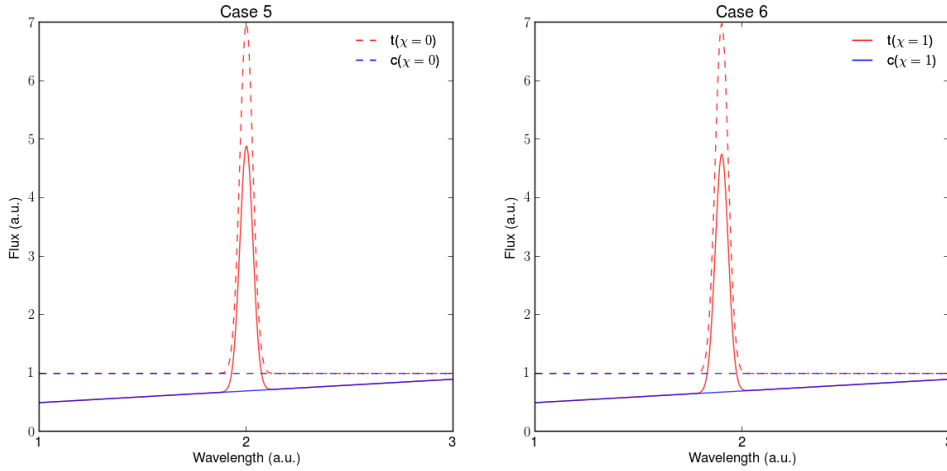


FIGURE 5.7 – Spectres d’entrée du modèle-jouet, non-transmis et transmis par une atmosphère chromatique à  $\chi = 1$  que l’on retrouve dans la figure 4.3. Une raie spectrale de forme gaussienne a été ajoutée à un spectre constant pour l’étoile cible  $t$  dans la bande spectrale considérée. Cette raie se trouve centrée dans le cas 5 et décalée très légèrement vers les basses longueurs d’onde dans le cas 6. La différence entre ces deux cas sera discutée dans les paragraphes suivants.

### Effet systématique

De la même manière que dans le paragraphe précédent, je me suis intéressé au paramètre  $C_s$  dans les cas 5 et 6 décrits dans la figure 5.7. La figure 5.8 montre que le coefficient  $C_t$  est consécutivement supérieur puis inférieur à  $C_c$  le long de la raie spectrale et donc  $C_t - C_c$  change de signe le long de cette raie. Dans le cas 5, ce changement arrive naturellement au centre de la bande spectrale où se trouve le maximum de la raie spectrale. Dans le cas 6, ce changement de signe est décalé vers les courtes longueurs d’onde, tout comme la raie encore une fois. Cette répartition du coefficient  $C_s$  dans les cas 5 et 6 nous permet de prédire non seulement le signe de l’effet de couleur mais également l’intensité relative entre les canaux spectraux en fonction de la longueur d’onde. En effet,  $C_t - C_c$  étant positif aux courtes longueurs d’onde, l’effet de couleur devrait être négatif pour la première moitié du spectre dans le cas 5. À longues longueurs d’onde, observer le signe opposé et le même ordre de grandeur pour  $C_t - C_c$  indique que l’effet de couleur serait positif et du même ordre de grandeur en valeur absolue qu’à courtes longueurs d’onde. Dans le cas 6, on peut faire le même constat avec un décalage en longueur d’onde pour le changement de signe.

La décomposition de la systématique  $s(\lambda)$  est présentée dans la figure 5.9) avec seulement 3 nombres de bandes différentes : 1 seule (sans résolution), 2 et 4 bandes. Les prédictions réalisées grâce au rapport de couleur  $C_s$  sont exactes pour le cas 5. Dans le cas 6, il faut prendre en compte la décomposition en longueur d’onde qui coupe la bande spectrale au centre. L’effet majoritaire est situé dans les longueurs d’onde courtes. La valeur absolue de  $s$  est en effet plus importante, que ce soit avec 2 ou 4 bandes spectrales.

En conclusion, le spectre d’effets de couleur peut être prédit qualitativement en présence d’une raie spectrale à l’aide du paramètre  $C_s$ , tout comme il l’a été lorsque les spectres étaient linéaires dans la section précédente. On peut également supposer que dans le cas général les différentes répartitions des canaux spectraux influencent la répartition des systématiques positives et négatives et surtout leurs intensités. Nous pensons que l’effet systématique total puisse augmenter malgré l’augmentation de la résolution spectrale (voir section suivante)

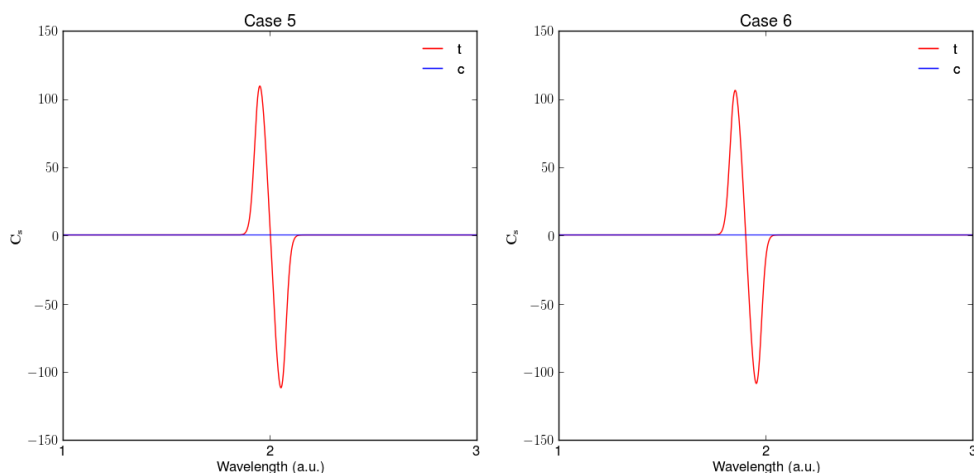


FIGURE 5.8 – Le rapport de couleur  $C_s$  de l'étoile et de la comparaison en fonction de la longueur d'onde pour les cas 5 et 6 dont les spectres d'entrée sont montrés en figure 5.7.

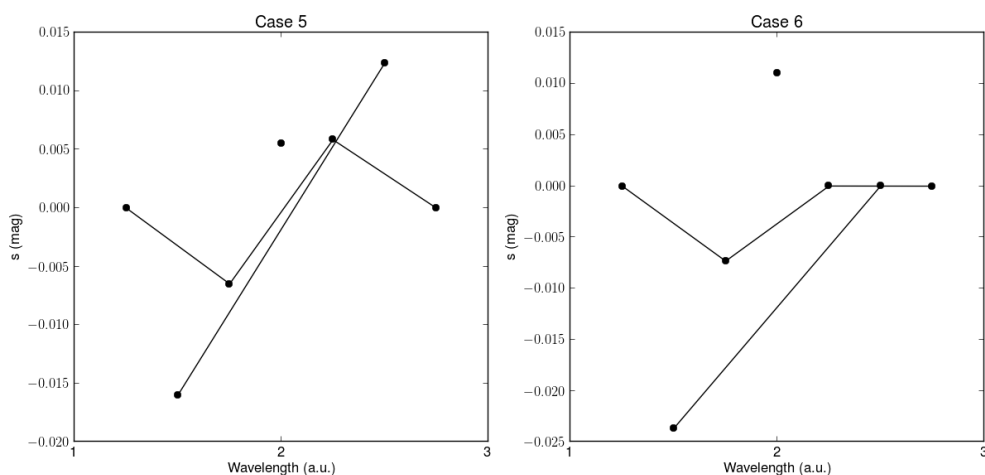


FIGURE 5.9 – Spectres de systématiques pour des spectres d'entrée de la figure 5.7.  $s(\lambda)$  est calculé pour une différence de masse d'air  $\Delta\chi = 1$ , décomposés en 1, 2 and 4 bandes spectrales.

### Gain en fonction de la résolution spectrale

Dans les cas 5 et 6 décrits ci-dessus, je montre l'effet de couleur sur la bande totale  $|S(R)|$  dans la figure 5.10. Le spectre de transmission atmosphérique est chromatique et décrit par la fonction de la figure 4.3. Le résultat obtenu est que l'effet de couleur  $S$  est décroissant lorsque la résolution est supérieure à quelques unités, que ce soit dans le cas 5 ou le cas 6.

Entre le cas où nous analysons une bande large ou deux bandes égales,  $|S|$  augmente dans le cas 5. Visible sur la figure 5.11, ce phénomène s'accompagne d'un changement de signe de  $S(R)$  et ce changement de signe existe également dans le cas 6. La compensation entre les deux bandes ainsi créées, rend l'effet systématique inférieur à l'effet systématique sans résolution.

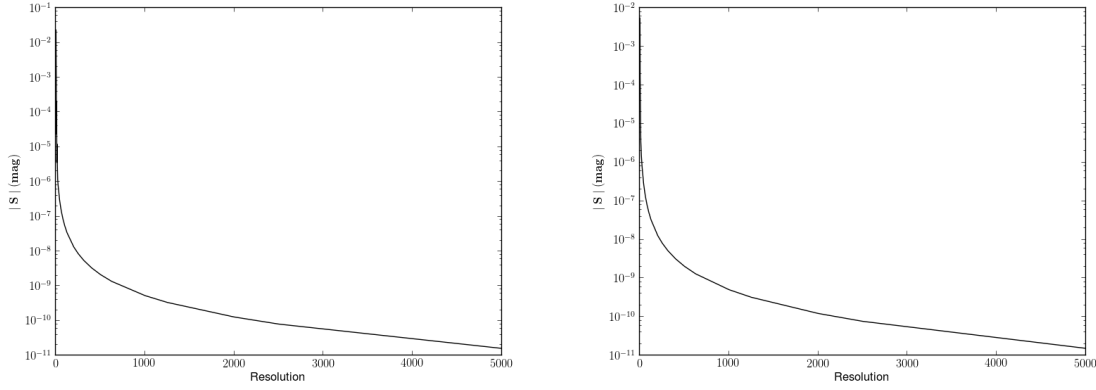


FIGURE 5.10 – Résultat du modèle simplifié. Effet de couleur sur la bande spectrale totale en fonction de la résolution spectrale. Les spectres stellaires d'entrée sont constants avec la longueur d'onde. Une raie spectrale de forme gaussienne a été ajoutée, en émission, à l'étoile cible  $t$  (figure 5.7). Le spectre de transmission atmosphérique à  $\chi = 1$  est linéaire avec la longueur d'onde (voir figure 4.3). L'effet de couleur de la bande totale diminue avec la résolution.

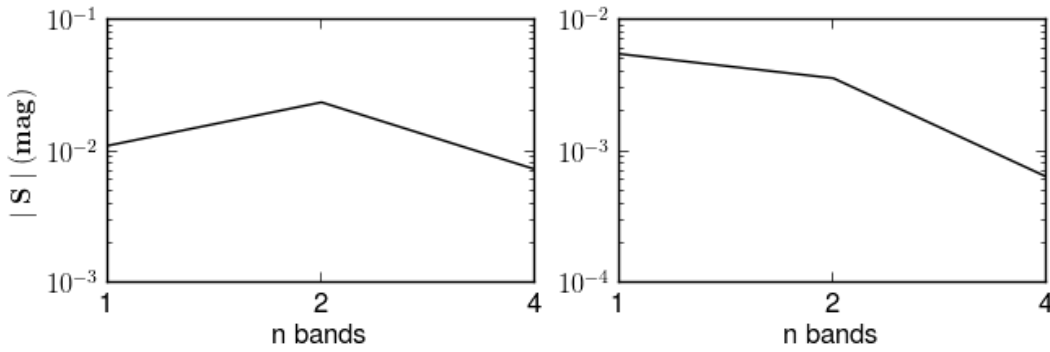


FIGURE 5.11 – Résultat du modèle simplifié. Effet de couleur sur la bande spectrale totale en fonction du nombre de bandes qui composent la bande totale (i.e. en fonction de la résolution). Ceci est un simple zoom sur les 3 premiers points de la figure précédente permettant de mettre l'emphase sur les différences entre les cas 5 et 6. On décompose la raie spectrale en deux parties égales dans le cas 6 et non-égales dans le cas 5 et on observe qu'en décomposant en 2 bandes égales dans le cas 6, la systématique diminue alors qu'en décomposant en deux parties inégales, la systématique augmente. À l'origine de cette constatation, la perte de flux différentiel entre les deux étoiles est *transférée* entre la bande de droite et la bande de gauche (entre le cas 6 et le cas 5).

### 5.2.3 Comportement de $s$ : Résumé

À partir des résultats et des remarques ci-dessus, je peux résumer ici les différents aspects de cette systématique atmosphérique ainsi que l'implication de l'ajout de la dimension spectrale sur les données observées.

- Comportement aux limites : le test avec la résolution maximale des spectres dans nos simulations s'apparente à une résolution infinie dans la réalité.

$$R = \infty \Rightarrow s(\lambda) = 0, \forall \lambda \quad (5.10)$$

— Différence de couleur :

$$\begin{cases} F_t = F_c \Rightarrow s(\lambda)|_R = 0, \forall \lambda \text{ and } \forall R \\ \frac{dF_s}{d\lambda} \left( \frac{dF_c}{d\lambda} \right)^{-1} \rightarrow 1 \Rightarrow s(\lambda) \rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.11)$$

— Atmosphère achromatique :

$$\begin{cases} T = cst \Rightarrow s(\lambda) = 0, \forall \lambda \\ T \rightarrow cst \Rightarrow s(\lambda) \rightarrow 0 \end{cases} \quad (5.12)$$

— En présence de spectres plus complexes, le comportement de la systématique globale n'est pas exclusivement décroissant avec la résolution spectrale.



### 5.3 Modèle complexe

Très peu d'études ont tenté de contraindre l'effet de couleur. Il a été estimé en bande large dans les articles de Young *et al.* (1991), et Mann *et al.* (2011) notamment. Les premiers affirment que l'effet de couleur est de l'ordre de 2mmag dans la bande B, au moins 2mmag dans la bande U et jusqu'à 8 fois moins dans la bande V. Mann *et al.* (2011) affirment que l'effet de couleur en bande B est  $\sim 7mmag/\chi$ , jusqu'à  $\sim 1mmag/\chi$  dans la bande r et z et seulement quelques dixièmes de millimagnitudes dans la bande z étroite, suggérant que la taille de la bande spectrale était proportionnelle à l'effet de couleur observé.

Que se passe-t-il dans un cas plus réaliste et comment cela se compare-t-il avec les estimations précédentes? J'utilise dans cette section des spectres d'étoiles de grilles de modèles NextGen (Allard *et al.* 1998) multiplié à un spectre de transmission atmosphérique du SMC (voir figure 5.12). J'applique l'équation 5.5 aux bandes usuelles du visible et de l'infrarouge proche. Les bandes choisies sont les suivantes : SDSS Sloan (g-r-i-z), 2MASS(J-H-Ks) et Subaru(U-B-V-R-I).

#### 5.3.1 Spectres de systématiques

Tout d'abord, analysons l'effet systématique en fonction de la longueur d'onde. En effet, un aspect primordial est d'essayer de minimiser l'effet de couleur dans la bande totale en évitant les zones du spectres les plus sensibles. En l'occurrence, c'est le cas des bandes de l'eau dans lesquelles  $s(\lambda)$  est plus élevé, parfois de plusieurs ordres de grandeur. On peut en voir un exemple dans la figure 5.13. Le signal dans les bandes d'absorption de l'eau est plus faible. Dans le but d'améliorer la précision en réduisant l'effet de couleur, je l'ai comparé pour des spectres à résolution  $R = 3500$  dans la bande J et dans la bande J imputée des bandes d'absorption de l'eau autour de  $1.13\mu m$  et  $1.35\mu m$ . L'effet de couleur total dans la bande J imputée de l'eau est  $|S([1.17, 1.33])| = 1.55 \cdot 10^{-5} mag$  alors que l'effet de couleur dans la bande totale est  $|S(J)| = 1.31 \cdot 10^{-3} mag$ , deux ordres de grandeur plus grand. Nous suggérons donc ici qu'il est nécessaire d'éviter d'utiliser la bande de l'eau dans la photométrie afin de réduire l'effet systématique de 1 à 2 ordres de grandeurs.

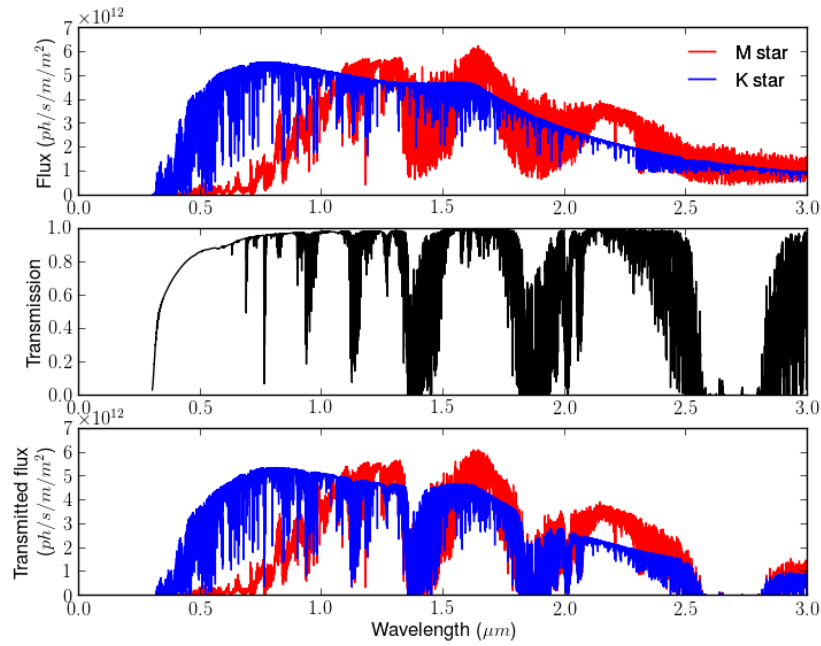


FIGURE 5.12 – Spectres en dehors de l’atmosphère (NextGen, Allard *et al.* (1998)), transmission atmosphérique à  $\chi = 1$  (SMC, Noll *et al.* (2012)), et spectres transmis par l’atmosphère. La résolution spectrale est de  $R = 3500$ .

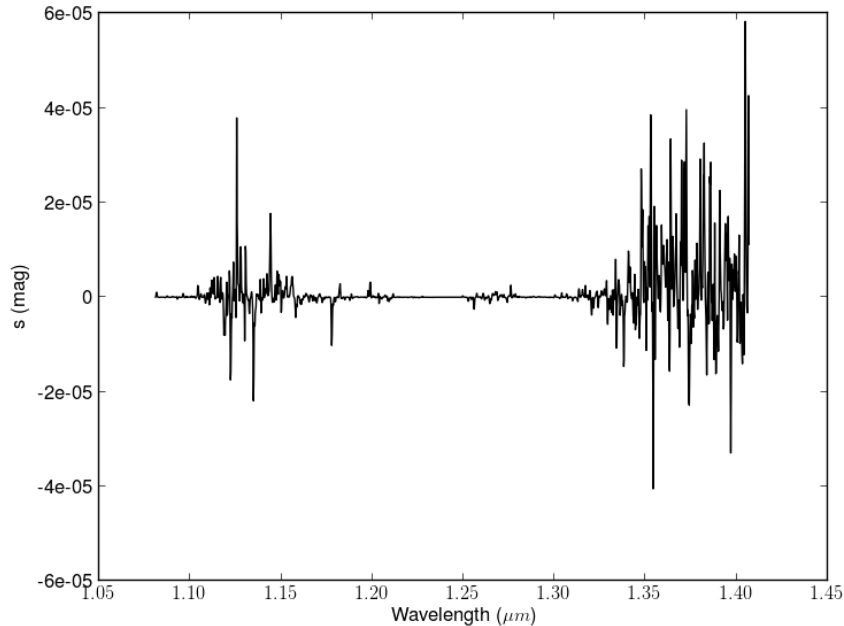


FIGURE 5.13 – Décomposition spectrale de l’effet de couleur  $s$  dans la bande J (2MASS). L’étoile cible est une naine M5. Elle est comparée à une naine K4 de même magnitude apparente. Les spectres d’entrée permettant de calculer  $s$  sont montrés en figure 5.12. La résolution spectrale est de  $R = 3500$ .

En évitant la bande de l'eau, j'ai calculé le gain en précision photométrique lorsqu'on élargit la bande spectrale. Sur la figure 5.14, à droite, on peut voir l'effet de couleur total diminuer de  $\sim 10^{-3}$  à  $\sim 10^{-4} mag$  en utilisant une bande plus large sans changer la résolution spectrale ( $R = 200$ ). La systématique pondérée par le rapport signal à bruit diminue dans chaque bande fine plus que ce que la variation de borne supérieure de la bande spectrale totale apporte comme effet systématique.

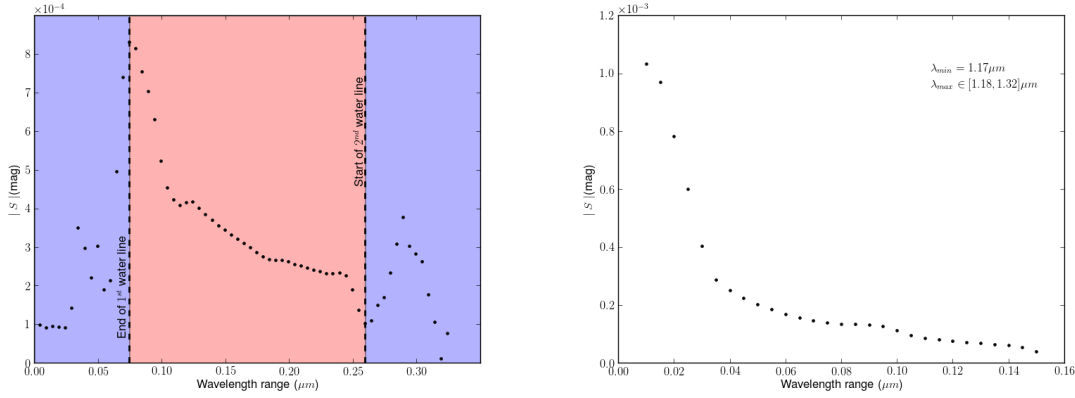


FIGURE 5.14 – Effet de couleur total  $S$  en fonction de la largeur de la bande spectrale et de la présence des bandes de l'eau. L'étoile cible est une naine M5. Elle est comparée à une naine K4. La résolution spectrale est de  $R = 200$ . À gauche: La longueur d'onde initiale est le début de la bande J à  $1.0806 \mu m$ . On fait varier la longueur d'onde maximale de la bande et donc sa taille jusqu'à la fin de la bande J à  $1.405 \mu m$ . La limite entre la zone bleue et rouge est la fin de la bande d'absorption de l'eau et la deuxième zone bleue représente la seconde bande d'absorption de l'eau autour de  $1.35 \mu m$ . À droite: Afin d'éviter les bandes de l'eau, j'ai utilisé une longueur d'onde de limite basse de  $1.17 \mu m$  et fait varier la longueur d'onde supérieure de la bande de  $1.18 \mu m$  à  $1.32 \mu m$ .

D'autre part, pour mesurer l'effet de la bande de l'eau sur l'effet de couleur dans la bande totale, je propose de calculer  $|S|$  en fonction de la taille de la bande, dans la bande J, qui contient des parties dominées par l'absorption de l'eau autour de  $1.15 \mu m$  et autour de  $1.35 \mu m$ . Ainsi, j'ai fait varier la longueur d'onde supérieure de la bande de  $1.085 \mu m$  à  $1.405 \mu m$ . Cette simulation est illustrée par la gauche de la figure 5.14. Lorsque l'étendue de la bande est telle qu'elle inclut la bande de l'eau à  $1.17 \mu m$  (zone bleue),  $S$  en pâtit jusqu'à prendre des valeurs 8 fois supérieures ( $8 \cdot 10^{-4} mag$ ) que lorsque la bande est très fine entre  $1.08$  et  $1.085 \mu m$  ( $s = 10^{-4} mag$ ). Puis, l'élargissement de la bande spectrale améliore l'effet de couleur total jusqu'à ce que l'étendue de la bande totale atteigne la nouvelle bande de l'eau autour de  $1.35 \mu m$  (zone rouge). Alors,  $S$  augmente à nouveau (deuxième zone bleue) et la précision photométrique en est dégradée. Cependant  $S$  reste de l'ordre du dixième de millimagnitude, ce qui est une précision suffisante pour atteindre les exoplanètes en transit recherchées (voir section 1.2.2).

### 5.3.2 Systématique globale et résolution spectrale

Comme expliqué dans la section précédente avec le modèle simplifié, l'ajout de la résolution spectrale peut réduire l'effet de couleur sur la bande totale selon la décomposition spectrale de  $s(\lambda)$ . Sur la figure 5.15, on peut voir l'évolution du spectre de systématiques dans la bande J en fonction de la résolution spectrale. Les raies dans les spectres enregistrés sont à l'origine des raies dans le spectre de systématique. Le terme de couleur dans la bande totale en fonction de la résolution spectrale est montré dans la deuxième partie de cette figure. L'effet de couleur total est d'abord négatif puis augmente jusqu'à passer par zéro autour de 240 de résolution.

Si la fonction  $S(R)$  passe par 0, cela équivaut à affirmer que la systématique négative

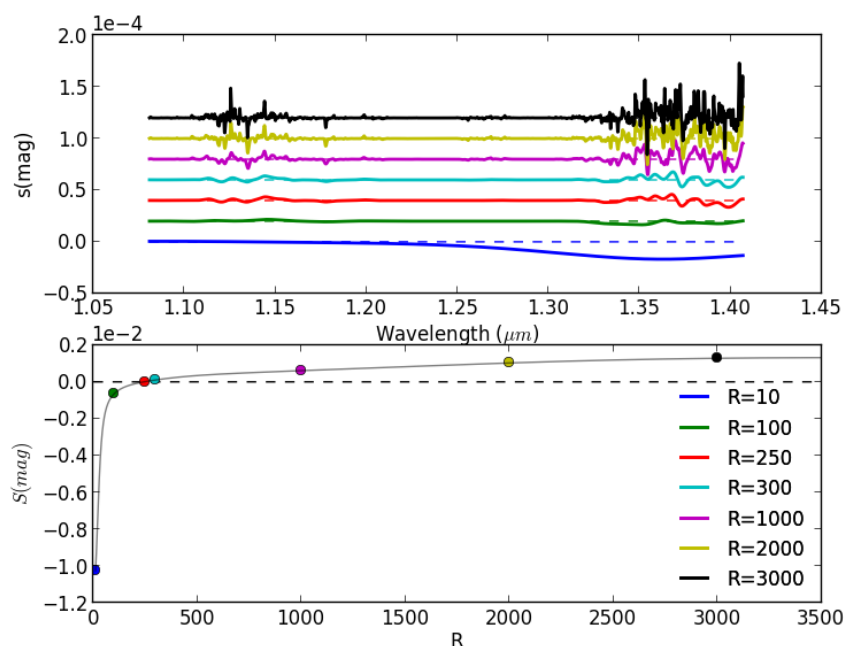


FIGURE 5.15 – En haut : Spectres d'effet de couleur dans la bande J pour un ensemble de résolutions données dans la figure du bas. En augmentant la résolution on voit l'effet systématique changer de signe dans certaines bandes de longueur d'onde. Les bandes contenant des raies profondes (autour de  $1.13\mu\text{m}$  et à partir de  $1.33\mu\text{m}$ ), voient leur effet de couleur augmenter en intensité, en négatif et en positif. En bas : Effet de couleur sur la bande totale en fonction de la résolution. À mesure que certaines longueurs d'onde arborent une systématique positive,  $S$  augmente jusqu'à devenir positif et continue d'augmenter aux échelles de résolution représentées ici. C'est le cas autour et dans les bandes de l'eau ( $1.11\mu\text{m} < l < 1.17\mu\text{m}$  et  $l > 1.33\mu\text{m}$ ).  $|S|(R=250)(=1.66 \cdot 10^{-5}\text{mag})$  est bien plus petit que  $|S|(R=10)(=1.02 \cdot 10^{-2}\text{mag})$ , un avantage certain d'avoir accès à la résolution spectrale.

totale est compensée par la systématique positive totale à partir d'une certaine résolution. Conjointement à cette observation, on remarque que le taux de canaux spectraux avec une systématique positive (relativement aux canaux à systématiques négatives) augmente jusqu'à ce que ce qu'il se stabilise autour de 50% après une résolution de quelques centaines. Dans la gamme de résolution  $R \in [500, 3500]$ , seule l'intensité de l'effet de couleur augmente dans chaque canal et comme la compensation n'est pas parfaite entre les systématiques positives et négatives, la systématique totale augmente.

Dans la figure 5.16 sont résumés les résultats pour les bandes usuelles. Une naine M5 est comparée à une naine K4. La luminosité des deux étoiles est atténuée par l'atmosphère terrestre. Je ne prends pas en compte la réponse chromatique de l'instrument ou, plus spé-

cifiquement, de la caméra. Le terme de couleur  $s$  est calculé entre deux observations, l'une à  $\chi = 1$  et l'autre à  $\chi = 2$ . Chaque chute brusque de  $|S|$  signifie un changement de signe pour  $S$ .

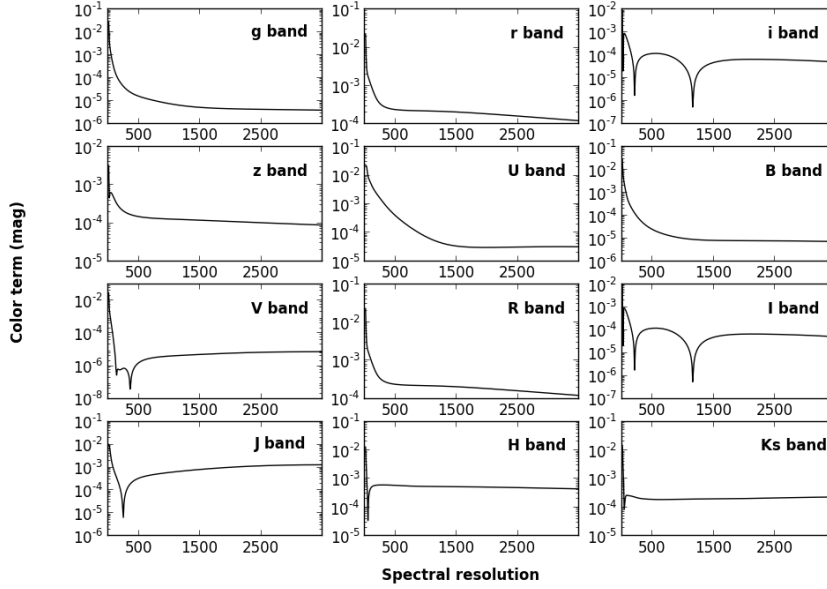


FIGURE 5.16 – Terme de couleur  $|S(R)|$  dans les bandes totales SDSS Sloan (g-r-i-z), 2MASS(J-H-Ks) et Subaru(U-B-V-R-I). L'étoile cible est une naine M5 comparée à une naine K4 de magnitude identique. Le terme de couleur est exprimé en valeur absolue. Toute chute piquée de la fonction est accompagnée d'un changement de signe de  $S(R)$ .

Le signe de  $S(R)$  peut changer de multiples fois (voir la bande I figure 5.16). Cependant, la condition 5.10 est toujours valide et la systématique tend vers 0.

Dans la bande g, le signe de  $S(R)$  ne change pas mais  $S(R)$  est décroissant avec la résolution de quelques dixièmes de magnitudes sans résolution spectrale à moins de  $10^{-5}mag$  au delà de  $R = 500$ . La bande i montre un triple changement de signe avec 3 chutes brutales de l'effet systématique total.

Observons, non plus le signe de la systématique, mais sa valeur dans la bande g. C'est ce qui nous permet d'affirmer qu'il y a une amélioration de la précision photométrique lorsque l'on recombine les canaux spectraux. Sans résolution, la systématique globale  $|S| = 10^{-2}mag$ . À  $R > 1500$ , la systématique globale  $|S| = 10^{-5}mag$ . Une description similaire peut être faite pour les autres bandes spectrales. À noter que le comportement de  $S(R)$  est très proche dans les bandes r et R ainsi que i et I. Cela confirme le constat suivant : faire varier les bandes spectrales (largeur, longueur d'onde efficace ou longueur d'onde moyenne) crée un continuum de fonctions  $|S|(R)$ . C'est en effet ce que j'ai pu vérifier indépendamment de cette simulation.

### 5.3.3 Dépendance en $\log(g)$

Si la fonction  $|S|(R)$  est connue à présent, elle l'est malheureusement pour un type fixe d'étoiles, typiquement des naines de  $\log(g) = 4.5$ , que ce soit pour l'étoile cible ou pour la comparaison. Les modèles d'atmosphère stellaire que j'utilise peuvent nous fournir des spectres de  $\log(g)$  très différents [3.5, 4, 4.5, 5, 5.5], correspondant à des étoiles très différentes. Une étoile de taille solaire aura un  $\log(g) \sim 4$ . Une étoile de 3 rayons solaires aura un  $\log(g) \sim 3$ . Ce

sont des naines autour de  $\log(g) \sim 4.5$  et des sous-naines au delà.

Observer des étoiles différentes en terme de taille (au delà de leur type spectral) a une incidence sur leur spectres et par extension sur l'effet de couleur observé. Je montre, sur la figure 5.17, l'effet de couleur dans la bande J en fonction de la résolution spectrale lorsque j'observe une étoile rouge M5 de  $\log(g) = [3.5, 4, 4.5, 5, 5.5]$  comparé à une naine K4 de  $\log(g) = 4.5$ . Ce que l'on peut noter en premier lieu, c'est le comportement similaire de toutes ces courbes. L'effet systématique diminue jusqu'à changer de signe et augmenter à nouveau dans ces gammes de résolutions.

En deuxième lieu, la résolution privilégiée où l'effet systématique absolu est minimal change en fonction du  $\log(g)$  de l'étoile cible. C'est ce que je montre sur la figure 5.18 à gauche. La gravité de surface de l'étoile cible conditionne la largeur des raies spectrales détectées dans son atmosphère. La raison pour laquelle on trouve  $R(S_{min})$  inférieur pour les plus grosses étoiles semble venir du fait que l'on résoud plus rapidement des raies plus larges et donc des étoiles dont le  $\log(g)$  est plus petit. Ces résolutions où les effets systématiques positifs compensent les effets systématiques négatifs sont par conséquent atteintes plus vite pour des étoiles plus grosses.

En troisième lieu, si l'on se concentre sur une résolution spectrale (autour de  $R \sim 200$ , celle utilisée par le projet ExTrA), la différence entre observer une naine M de  $\log(g) = 4.5$  et une naine de  $\log(g) = 5$  est de l'ordre de  $10^{-4}mag$  (figure 5.18, à droite). Cette variation n'est pas négligeable pour le niveau de précision requis pour atteindre des exo-Terres en zones habitables de naines froides. Il faut considérer cette différence de  $\log(g)$  entre les étoiles (cible et comparaison) si l'on veut être précis sur notre budget d'erreur au niveau de  $0.1mmag$ .

Comme nous l'avons déjà cité au chapitre précédent, le projet Mearth (Nutzman et Charbonneau 2008) sélectionne ses étoiles de comparaison en fonction de leur luminosité (entre 0.2 et 1.2 fois la luminosité de l'étoile cible) et de leur couleur (prise en compte de la magnitude en bande i et z). Il reste probable de capturer des géantes ou des sous-naines parmi les étoiles de comparaison. Je montre ici que la sélection des étoiles de comparaison à partir de leur couleur peut suffire pour atteindre une précision meilleure que la millimagnitude en terme d'effet de couleur, avec résolution spectrale ( $R \leq 100$ ). Avec une sous-naine comme étoile de comparaison, cet effet systématique à résolution  $R=200$  est entre 4 et 8 fois plus important ( $4 \cdot 10^{-4}mag$ ) qu'avec une étoile géante, ou de taille solaire. Avec résolution spectrale, je recommanderais donc d'utiliser préférentiellement de plus grosses étoiles de comparaison (taille solaire ou plus) afin d'optimiser la précision des mesures.

## Résumé du chapitre

- ✓ En utilisant l'information spectrale, on peut réduire l'effet systématique sur une bande large en effectuant une somme pondérée de l'ensemble des canaux spectraux. Il faut pour cela que la pondération soit telle que les canaux les plus bruités aient moins d'influence sur la photométrie totale.
- ✓ J'ai réalisé simulé l'effet de couleur pour des modèles simplifiés de spectres stellaires et de spectres de transmission atmosphérique. Ces simulations ont permis de mettre à jour le comportement de l'effet de couleur en fonction du rapport de couleur entre l'étoile cible et l'étoile de comparaison. De plus, j'ai pu montrer que sans raies spectrales, plus la résolution est grande, plus l'effet de couleur absolu sur la bande totale diminue. Au contraire, avec des simulations de spectres plus réalistes, l'effet de couleur peut diminuer et augmenter à nouveau en croisant 0.
- ✓ La résolution de systématique minimale dépend des paramètres stellaires et de la bande spectrale. Dans certaines bandes, j'ai même observé plusieurs résolutions pour lesquelles l'effet de couleur était minimal. À cause de sa dépendance dans les paramètres stellaires, il n'y a pas de loi simple qui définisse la meilleure résolution mais on peut affirmer que

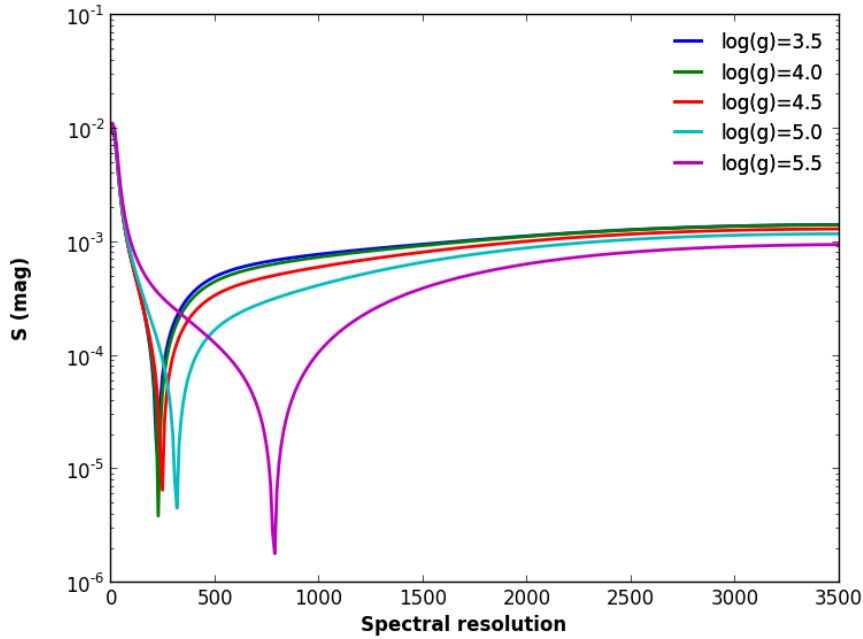


FIGURE 5.17 – Effet de couleur  $|S|$  sur la bande J en fonction de la résolution spectrale à basse et moyenne résolution. Les différentes courbes représentent différents  $\log(g)$  de l'étoile cible (de type M5). L'étoile de comparaison est de type K4 avec  $\log(g) = 4.5$ . La brusque chute à basse résolution de  $|S|$  représente un changement de signe.

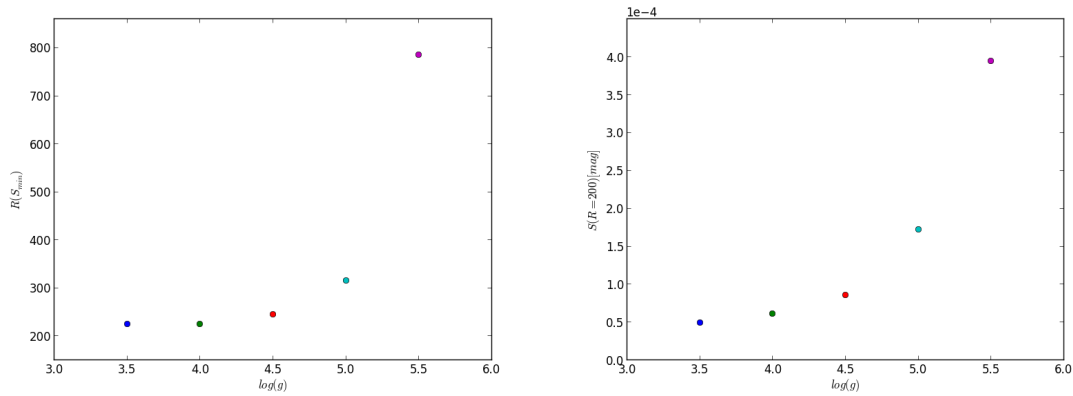


FIGURE 5.18 – À gauche: Résolution spectrale correspondant  $|S|$  minimum en fonction de la gravité de surface  $\log(g)$  de l'étoile cible. À droite:  $|S|$  ( $R = 200$ ) en fonction de la gravité de surface de l'étoile cible.

des résolutions spectrales de plusieurs centaines au minimum sont toujours bénéfiques pour la précision photométrique.

- ✓ Le comportement de l'effet de couleur dépend fortement de la présence d'eau dans l'atmosphère terrestre, spécifiquement dans l'infrarouge.

# Chapitre 6

## Performance du projet ExTrA

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Gain apporté par la résolution</b>	<b>96</b>
6.1.1	Effet de couleur sans résolution spectrale	96
6.1.2	Effet de couleur en spectrophotométrie	97
<b>6.2</b>	<b>Budget d'erreurs et ETC</b>	<b>98</b>
6.2.1	Budget d'erreur	98
6.2.2	ETC ExTrA	100
<b>6.3</b>	<b>Calibration de l'effet de couleur en laboratoire</b>	<b>104</b>
6.3.1	Description des tests photométriques	104
6.3.2	Spectrophotométrie différentielle	106

---

Dans ce chapitre, j'applique mes simulations au projet ExTrA. J'évalue le gain apporté par la résolution spectrale pour les paramètres instrumentaux propres à ce projet (bande spectrale et résolution, taille des télescope, champ, etc. . . ). J'utilise également mes simulations pour proposer un calculateur de temps de pose. Enfin, je rapporte quelques tests réalisés en laboratoire.



## 6.1 Gain apporté par la résolution

### 6.1.1 Effet de couleur sans résolution spectrale

La bande spectrale d'ExTrA est une bande infrarouge comprise entre  $0.8$  et  $1.6 \mu m$  (Sect. 2.3). De la même manière que dans le chapitre 4, j'ai simulé l'effet de couleur dans la bande large qu'utilise ExTrA avec une étoile de comparaison de  $T_{eff} = 4500K$  et une étoile cible dont la température  $T_{eff}$  varie de  $6000K$  pour les plus chaudes à  $2200K$  pour les plus froides (de G précoces à M tardives et L, figure 6.1).

En considérant une étoile de comparaison de type spectral K, la systématique  $s$  est comprise entre 1 et 3 mmag pour les étoiles FGK et pour les naines M précoces (M0-M4). Pour les étoiles plus tardives (M4-L), la systématique  $s$  augmente rapidement. Elle vaut 8 mmag par masse d'air pour une M8 et supérieur à 10 mmag pour les naines L. L'effet de couleur est donc plus important pour les surveys ciblant les étoiles tardives.

Comparée aux bandes V, i, I ou z, la bande ExTrA présente une systématique jusqu'à 4 fois plus importante sans résolution (voir figure 4.8). Les bandes V et I utilisées par le projet Apache sont moins sensibles que la bande ExTrA. Les bandes i et z, utilisées par Mearth ou Trappist sont également moins sensibles à l'effet de couleur comparées à la bande ExTrA. En revanche, l'effet systématique est du même ordre de grandeur pour la bande R, notamment utilisée par Apache. Le choix d'une large bande de  $0.8\mu m$  dans l'infrarouge a cependant l'avantage de recevoir plus de flux des naines M que les bandes usuelles.

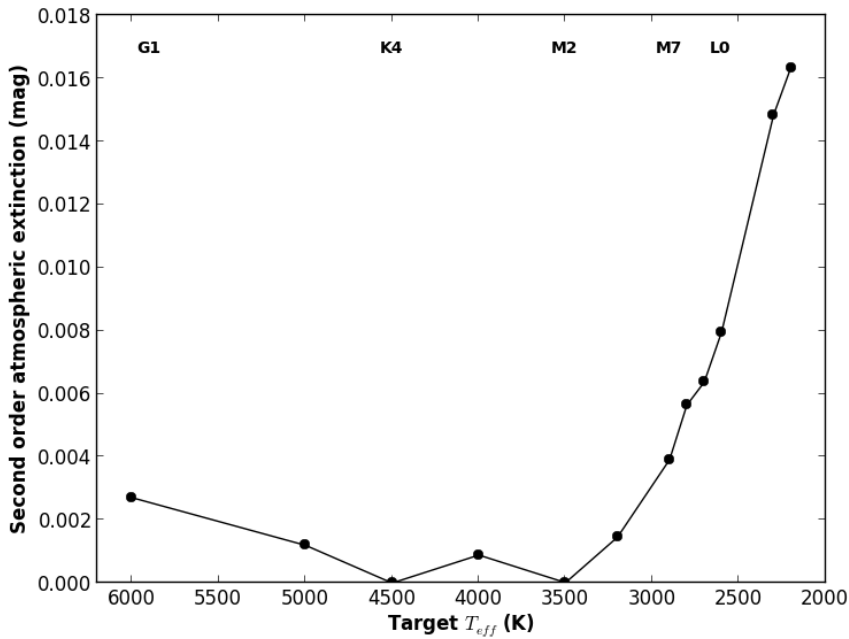


FIGURE 6.1 – Extinction atmosphérique de second ordre pour une différence de masse d'air de 1, dans la bande infrarouge  $[0.8,1.6]\mu m$  qu'utilisera le projet ExTrA. La température de l'étoile cible varie de  $2200K$ (L3) à  $6000K$ (G1). L'étoile de comparaison est une étoile K de  $T_{eff} = 4500K$ . Toutes les étoiles sont des naines de gravité de surface  $\log(g) = 4.5$ .

### 6.1.2 Effet de couleur en spectrophotométrie

Le projet ExTrA utilise l'information spectrale dans le but d'améliorer la précision en réduisant cette systématique atmosphérique qu'est l'effet de couleur mais également d'autres potentiels effets de couleur. J'étudie maintenant l'effet de couleur total sur la bande ExTrA en fonction de la résolution spectrale.

La question posée dans le chapitre précédent était "Comment utiliser l'information spectrale pour améliorer la précision des courbes de lumières?". J'ai utilisé l'équation 5.5 qui exprime l'effet de couleur sur la bande totale. Il s'agit d'une somme pondérée des effets de couleur de chaque canal spectral. Le poids utilisé est le rapport signal sur bruit obtenu dans le canal considéré.

Pour cette simulation, j'ai utilisé une étoile de comparaison naine de type K4 ( $T_{eff} = 4500K$ ,  $\log(g) = 4.5$ , grille de modèle NextGen). Le catalogue de cibles ExTrA contient tout type de naine M (de M0 à M8) ainsi que quelques naines L (Bonfils *et al.* 2015). J'ai par conséquent choisi de simuler une naine M5 ( $T_{eff} = 2800$ ,  $\log(g) = 4.5$ , grille de modèles NextGen) qui est un type commun du catalogue de cibles ExTrA. Pour être exhaustif, j'ai consigné les résultats concernant l'ensemble des types spectraux du catalogue dans l'annexe C.

La figure 6.2 montre l'évolution du spectre de systématiques  $s(\lambda)$  avec la résolution. Pour une résolution  $R=10$  (en bleu), la systématique est négative dans tous les canaux spectraux. En augmentant la résolution, on observe un spectre de systématiques positives ou négatives. Les canaux à systématiques positives sont principalement localisés autour des bande de l'eau (entre  $1.33\mu m$  et  $1.5\mu m$  mais également autour de  $1.17\mu m$  ou autour de  $0.92\mu m$ ). Plus la résolution augmente, plus le nombre de canaux spectraux dont l'effet de couleur passe de négatif à positif est grand. De plus, l'intensité de l'effet de couleur augmente également avec la résolution, autant pour les systématiques négatives que positives.

L'effet de couleur total  $S(R)$  passe quant à lui de valeurs négatives à positives. Notons que  $\frac{dS}{dR}$  est positif sur l'intervalle de résolutions simulé ici. Cela est dû à l'augmentation du nombre de canaux possédant un effet de couleur positif. Mais également au fait que l'intensité totale des effets systématiques positifs compense mieux l'intensité des effets négatifs. Une fois la compensation imparfaite entre les systématiques positives et négatives atteinte, l'amplification des systématiques dans chaque canal augmente l'effet de couleur total.

Sans résolution, l'effet systématique est maximal. À la résolution d'ExTrA, on retrouve l'effet de couleur de la figure 6.1, c'est-à-dire un dixième de millimagnitude par masse d'air ( $S \sim 10^{-2}mag$ ). L'apport de l'information spectrale diminue l'effet de couleur absolu total. L'effet de couleur minimal se trouve autour de  $R=170$ . Avec des résolutions supérieures à 100, la bande ExTrA devient jusqu'à 10 fois moins sensible à l'effet de couleur qu'en utilisant des bandes larges comme les bandes V, R, I, i, z, J (qui sont utilisées dans les surveys Apache et Trappist).

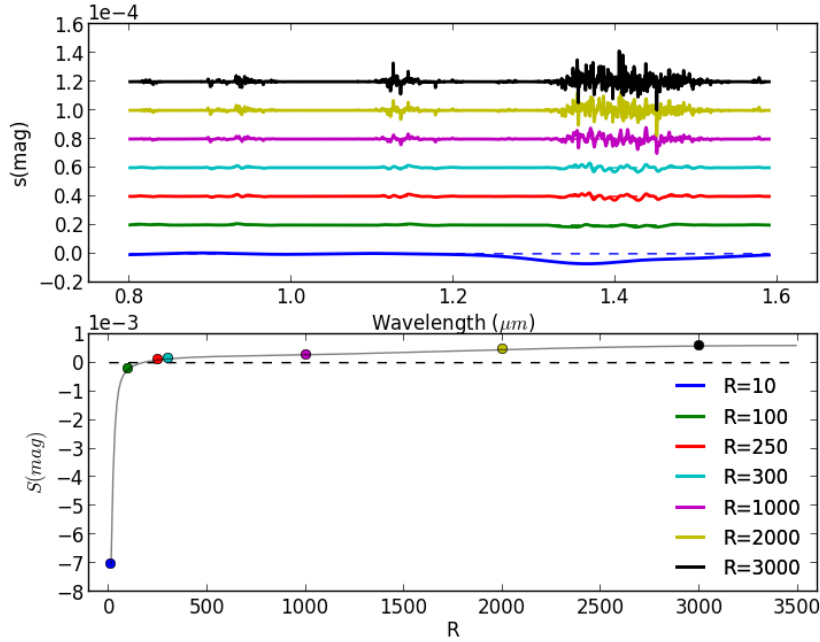


FIGURE 6.2 – **En haut** : Spectres d’effet de couleur dans la bande ExTrA pour un ensemble de résolutions données dans la figure du bas. En augmentant la résolution on voit l’effet systématique changer de signe dans certaines bandes de longueur d’onde. Les bandes contenant des raies profondes (autour de  $1.13\mu\text{m}$  et à partir de  $1.33\mu\text{m}$ ), voient leur effet de couleur augmenter en intensité, en négatif et en positif. **En bas** : Effet de couleur sur la bande totale en fonction de la résolution. À mesure que certaines longueurs d’onde arborent une systématique positive,  $S$  augmente jusqu’à devenir positif et continue d’augmenter aux échelles de résolution représentées ici. C’est le cas autour et dans les bandes de l’eau ( $1.11\mu\text{m} < l < 1.17\mu\text{m}$  et  $l > 1.33\mu\text{m}$ ).  $|S|(R = 250) (= 9.58 \cdot 10^{-5} \text{mag})$  est bien plus petit que  $|S|(R = 10) (= 7.01 \cdot 10^{-3} \text{mag})$ , un avantage certain d’avoir accès à la résolution spectrale.

## 6.2 Budget d’erreurs et ETC

### 6.2.1 Budget d’erreur

Pour prédire les performances de ExTrA, j’ai simulé l’ensemble des sources de bruit décrites dans le chapitre 3. Le fond de ciel de l’observatoire chilien est évaluée pour La Silla à  $16.3 \text{mag}/\text{arcsec}^2$  dans la bande utilisée par ExTrA pour une nuit moyenne. En effet, pour le site de La Silla, la magnitude de fond de ciel s’échelonne entre  $16.7 \text{mag}/\text{arcsec}^2$  dans la bande J pour une nuit sombre et  $15.8 \text{mag}/\text{arcsec}^2$  pour une nuit plus claire<sup>1</sup>. L’ouverture est de 4 arcsec de diamètre, le temps de pose de 1h, et la caméra est la caméra Princeton choisi pour le projet et dont j’ai utilisé la transmission mesurée par le fabricant. Puis j’ai effectué un budget d’erreurs en ajoutant l’effet de couleur décrit dans le chapitre 5 pour le cas général et dans ce même chapitre 6 (ci-dessus) dans le cas spécifique du projet ExTrA. La précision est calculée comme la somme des carrés des erreurs statistiques à laquelle on ajoute les erreurs systématiques (6.2). Pour illustrer ce budget d’erreur, on retrouve les différentes sources de bruit dans la figure 6.3 en fonction de la magnitude en J.

$$p_{\text{stat}} = \frac{2.5}{\ln(10)} \frac{\sqrt{N + n_{\text{pix}}(N_d + RON^2) + N_s + \sigma_{\text{scint}}^2 + \sigma_{\text{comp}}^2}}{N} \quad (6.1)$$

1. ESO website

$$p = p_{stat} + |S| \quad (6.2)$$

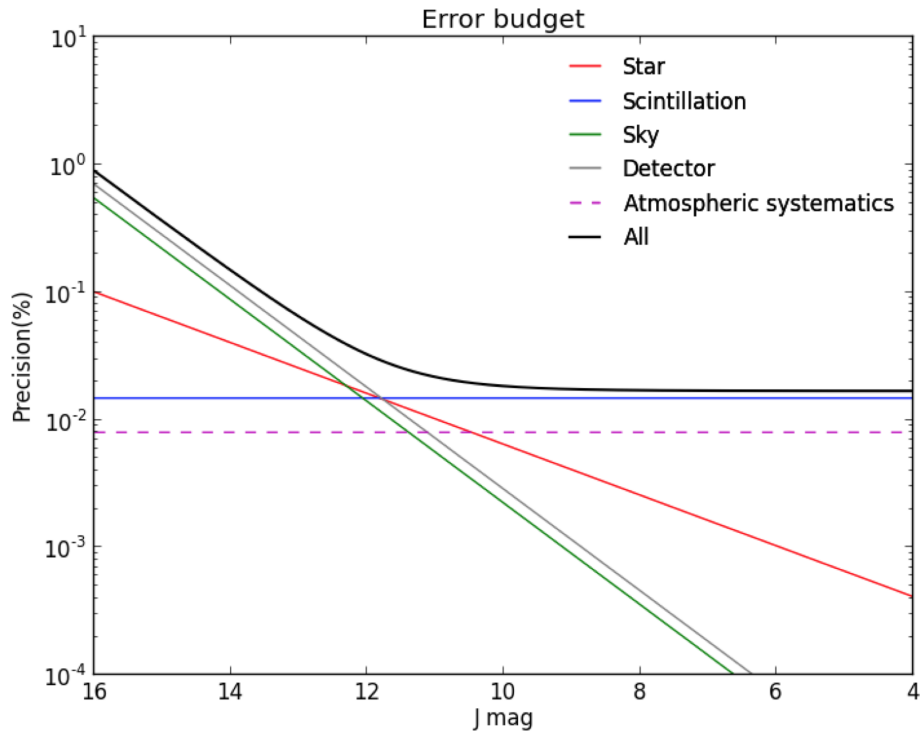


FIGURE 6.3 – Precision en fonction de la magnitude en bande J de l'étoile cible de type M5 pour une durée d'exposition de 1h. Pour le détail de l'ensemble des contributions, se reporter au chapitre ???. L'effet systématique dû à l'atmosphère terrestre est représenté pour une résolution de  $\sim 220$ .

ExTrA a la capacité d'atteindre  $0.02\% \cdot h^{-1/2}$  de précision pour des étoiles plus brillantes que  $J=10$ . Quand une précision moindre est nécessaire,  $0.1\%$  de précision est atteint en moins de 200s jusqu'à des magnitudes de  $J=11$ . Ce résultat valide la résolution spectrale choisie pour le projet ExTrA ( $R_{ExTrA} = 220$ ) et montre que le projet ne sera a priori plus limité par l'effet de couleur. La scintillation atmosphérique reste une limitation importante pour les étoiles brillantes ( $J < 11$ mag). Néanmoins, nous aurons l'opportunité d'explorer deux stratégies différentes pour atténuer ce bruit.

- ♣ La "lucky photometry". ExTrA utilise un détecteur infrarouge CMOS qui peut être lu tout en intégrant. Avec un échantillonnage d'une lecture par seconde, on a la possibilité de jeter les images trop bruitées pendant les moments les plus turbulents.
- ◇ La photométrie en plan conjugué. L'idée est d'imager le plan conjugué avec la couche turbulente de haute altitude. Dans une telle image, les effets de la scintillation apparaissent sur des surfaces moins larges, qui peuvent être masquées. Dans le cas d'ExTrA, nous imasons la pupille du télescope à l'entrée de chaque fibre et donc imager le plan conjugué ne représente pas un changement technique important. De plus, cette technique nécessite une approche multi-objets, et le spectromètre multi-objet est adapté à cette technique. Elle a été proposée par Osborn *et al.* (2011) et Osborn (2015) pour les grands télescopes.

### 6.2.2 ETC ExTrA

Les calculateurs de temps d'exposition (*exposure time calculators* ETCs) jouent un rôle important dans la préparation des observations en simulant de la manière la plus précise possible le temps de pose attendu pour atteindre un rapport signal à bruit donné, ou une précision donnée. Ces calculateurs prennent en compte l'ensemble des bruits instrumentaux, la sensibilité des composants comme l'ensemble des paramètres environnementaux que l'on peut calibrer, ainsi que, en général, des estimations de bruits liés aux objets ciblés et aux conditions astrophysiques (par exemple la vitesse de l'observateur dans le système solaire BERV en spectrométrie haute résolution avec la technique des vitesses radiales ou la présence du halo lunaire en photométrie, etc.). Ils répondent à une demande spécifique pour chaque programme d'observation.

En utilisant le budget d'erreur précédemment décrit, j'ai créé un calculateur de temps de pose adapté au projet ExTrA. Il permet non seulement d'évaluer la précision photométrique obtenu pour temps de pose donné mais également de résoudre le problème inverse. En effet, moyennant un temps de calcul un peu plus élevé (jusqu'à une quinzaine de secondes seulement) et en lui fournissant la précision photométrique voulue, il peut nous renseigner sur le temps de pose nécessaire pour atteindre cette précision avec une incertitude sur ce temps de pose de  $\pm 10s$ .

#### Module1 : Budget d'erreurs statistiques

Un module se concentre sur le calcul du budget d'erreurs statistiques dont les origines sont les suivantes : le bruit de photon de l'étoile cible, le bruit de scintillation, le bruit de fond de ciel, le bruit de courant d'obscurité, le bruit de lecture. Cela nécessite la connaissance de l'émission du fond de ciel, du temps de pose, de la masse d'air d'observation, la magnitude de l'étoile et le type de l'étoile ainsi que le type de l'étoile de comparaison. Concernant le fond de ciel, il dépend fortement de la présence de la Lune et de sa distance par rapport à notre ligne de visée, ainsi que de l'ouverture utilisée. Parmi ces paramètres, certains sont discrets :

- Présence de la Lune (gauche de la figure 6.4). Pour prendre en compte des cas extrêmes, j'ai considéré :
  - le cas où la Lune se trouve pleine dans le même ciel que la cible à  $10^\circ$  de séparation.
  - le cas où la Lune est absente lors de l'observation.

Le flux total du ciel dans la bande ExTrA avec la Lune proche de la cible est 40% plus important que lorsque la Lune est absente. En magnitude, cela représente une très petite variation, négligeable comparé à un changement d'ouverture (voir paragraphe ci-dessous). De plus, les valeurs moyennes utilisées pour le site Chilien Paranal sont de  $16.3\text{mag}/\text{arcsec}^2$  et  $293^\circ\text{C}$  respectivement (voir site de l'ESO). Celui de La Silla n'est pas très différent, cependant une légère déviation ( $\pm 10\%$  maximum) peut subvenir selon ces paramètres (température, Lune...). Ces déviations sont plus impactantes sur des observations d'objets faibles que des objets brillants comme le montre la figure 6.3.

- Ouverture. Le projet ExTrA sera doté de deux modes d'ouverture respectivement de 4 et 8 arcsec de diamètre à choisir selon la brillance de l'étoile. L'ouverture détermine la quantité de fond de ciel mais aussi la précision sur le centrage de l'étoile et par conséquent la stabilité photométrique.
  - ⊙ Avec l'ouverture de 4", le fond de ciel enregistré est moindre et donc sa contribution au bruit de mesure également (voir droite de la figure 6.4).
  - ⊙ Avec l'ouverture de 8", notre précision sur la position de l'étoile et donc sur notre stabilité photométrique est améliorée, mais cela augmente la contribution du fond de ciel dans la précision photométrique.

- La température de l'étoile cible (son type) : Via l'utilisation de grilles de modèles pour les spectres stellaires, ces températures de naines M se trouvent dans l'intervalle [2200,3700]K et séparées de 100K du type suivant.
- L'étoile de comparaison est fixe. Il s'agit d'une étoile de type K4 ( $T_{eff} = 4500K$ ), naine de gravité de surface  $\log(g) = 4.5$  et de métallicité  $[Fe/H] = -0.5$ . Il est important de noter que la magnitude de l'étoile de comparaison est identique à l'étoile cible dans ce calculateur. En général, la différence de magnitude entre l'étoile cible et les étoiles de comparaison choisies est de  $\pm 1mag$ .
- La masse d'air est également discrète de manière à créer une grille entre le zénith et  $60^\circ$  d'angle zénithal, i.e.  $\chi = 1$  à  $\chi = 2$  avec un pas de  $\Delta\chi = 0.1$ .

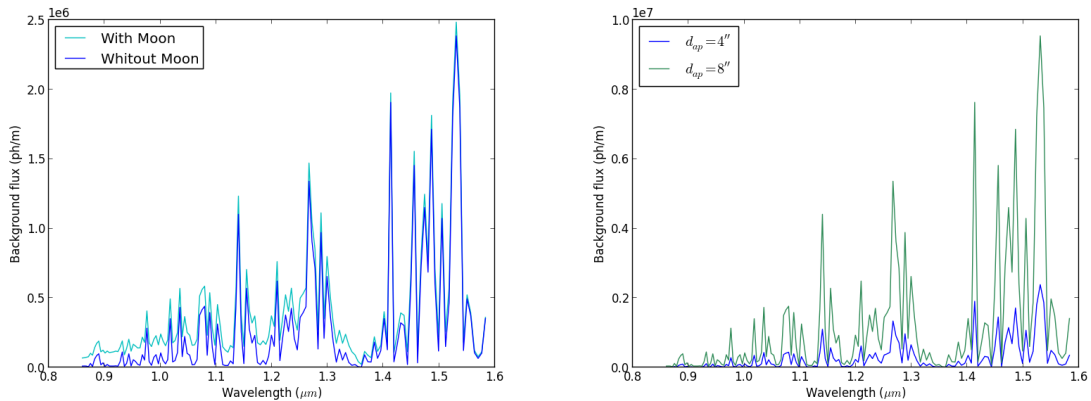


FIGURE 6.4 – Spectres d'émission de l'atmosphère à la résolution du projet ExTrA, comprenant la lumière stellaire diffusée, la lumière zodiacale, l'émission moléculaire de basse atmosphère, l'émission de raies de la haute atmosphère ainsi que l'*airglow*. À gauche : Flux de fond de ciel dans le cas où la Lune est absente du ciel et dans le cas où la Lune est pleine et présente dans le même ciel à une séparation de  $10^\circ$  de l'étoile cible. L'ouverture utilisée pour cette figure est l'ouverture de  $4''$  de diamètre. De ces deux cas extrêmes, on peut observer la différence entre une nuit sombre ( $16.7mag/arcsec^2$  dans la bande J) et une nuit claire ( $15.8mag/arcsec^2$  dans la bande J). À droite : Flux de fond de ciel lors de l'utilisation de l'ouverture de  $4''$  de diamètre ou  $8''$  de diamètre. Le fond de ciel varie d'un demi ordre de grandeur.

## Module2 : Budget d'erreur systématique

Le second module de l'ETC se concentre sur le calcul de l'effet de couleur engendré par la comparaison imparfaite de l'étoile cible avec la (ou les) étoile(s) de comparaison dans le même champs. Les origines et les détails de calcul de cet effet de couleur sont détaillés dans le chapitre précédent. Ce module laisse libre le paramètre le plus important selon notre étude, i.e. le type des étoiles via sa température  $T_{eff}$  et sa gravité de surface  $\log(g)$ . Dans un premier temps, on peut considérer que les étoiles ciblées sont toutes des étoiles relativement petites en fixant  $\log(g) = 4.5$  pour l'ensemble des étoiles. Ce paramètre pourra être laissé libre dans une version mise à jour de l'ETC pour pouvoir préciser nos estimations dans le cas de gravités plus grandes ( $\log(g) = 5$  ou  $\log(g) = 5.5$  ou encore  $\log(g) = 6$ )

L'effet systématique ne dépend pas du temps de pose ni de la taille du télescope car il s'agit d'une mesure différentielle. De même, l'effet de couleur est calculé par masse d'air et étant donné que la meilleure masse d'air possible est  $\chi = 1$  au zénith, l'effet de couleur est considéré nul à  $\chi = 1$  comme référence. C'est en comparant des mesures faites à différentes masses d'air que l'on constate que la courbe de lumière est biaisée. L'effet de couleur que donne le calculateur est donné par masse d'air ( $|S|$  en  $mag/\chi$ ) et sa contribution dans la

Temps de pose en entrée						
t [s]	$\chi$	$T_{eff}$ [K]	J [mag]	Ouverture	Lune	p [%mag]
300	1.5	2600	12	4	Non	0.145
300	1.5	2600	12	4	Oui	0.148
300	1.5	2600	12	8	Oui	0.176
600	1.5	2600	12	8	Oui	0.133
900	1.5	2600	12	8	Oui	0.114
1800	1.5	2600	12	8	Oui	0.089
Précision photométrique en entrée						
p [%mag]	$\chi$	$T_{eff}$ [K]	J [mag]	Ouverture	Lune	t [s]
1	1	3500	5	4	Non	10
0.1	1	3000	8	4	Non	100
0.1	1.5	3000	8	4	Non	130
0.02	1	3500	5	4	Non	2160
0.01	1	3500	5	4	Non	>3600
0.1	2	2800	11	8	Oui	630
0.1	1.5	2600	12	4	Non	800

TABLE 6.1 – Tableau comparatif de quelques valeurs test du calculateur de temps de pose pour le projet ExTrA.

précision totale est  $|S| \times (\chi - 1)$  en considérant que l'effet linéaire avec la masse d'air au premier ordre (voir chapitre 4).

### Utiliser l'ETC

Le calculateur regroupe le module qui calcule le budget d'erreur statistique et le module qui s'occupe de l'effet de couleur en particulier. Le calculateur permet soit de calculer la précision atteinte avec un temps de pose donné, soit de calculer le temps de pose nécessaire pour une précision photométrique voulue. Pour cela, il faut lui indiquer quel paramètre d'entrée il prend : soit "p" pour la précision voulue (en %mag), soit "t" pour le temps de pose imposé (en s), suivi de la valeur correspondante. Le reste des paramètres d'entrée du calculateurs sont les suivants : le mot clé pour la présence ou l'absence de la Lune ("moon" ou "nomoon"), l'ouverture du télescope(4 ou 8 arcsec de diamètre), la magnitude dans la bande J de l'étoile cible( $J < 16$ ), la température efficace de l'étoile cible (entre 2200 et 3700K) et la masse d'air d'observation ( $\chi \geq 1$ ).

Pour un utilisateur, observateur, sur les télescopes ExTrA, il suffit de lancer le script-interface en langage Python nommé etc-extra avec les paramètres précédemment cités. Voici quelques résultats illustratifs dans le tableau 6.1.

### Axes d'amélioration de l'ETC

**Les étoiles de comparaison.** Une seule étoile de comparaison a été intégrée dans cet ETC. Une première idée pour intégrer l'ensemble des étoiles de comparaison possible est de supposer que les étoiles de comparaisons sont identiques en magnitude et type. C'est une approximation raisonnable car dans le cas général, on peut trouver plusieurs étoiles de type K de magnitude similaire dans le même champ que l'étoile cible et la différence entre les étoiles de comparaison est minime comparée à la différence entre un spectre d'une étoile de type K et un spectre d'une naine M (voir figure 6.5). Ces dernières émettent moins de flux dans les longueurs d'onde courtes et au contraire émettent de plus en plus de flux en allant dans l'infrarouge. En revanche, la présence d'absorption moléculaire intense dans l'atmosphère même de l'étoile différentie les étoiles M et K.

Une seconde idée est de mettre en place une grille absolue permettant de prendre en

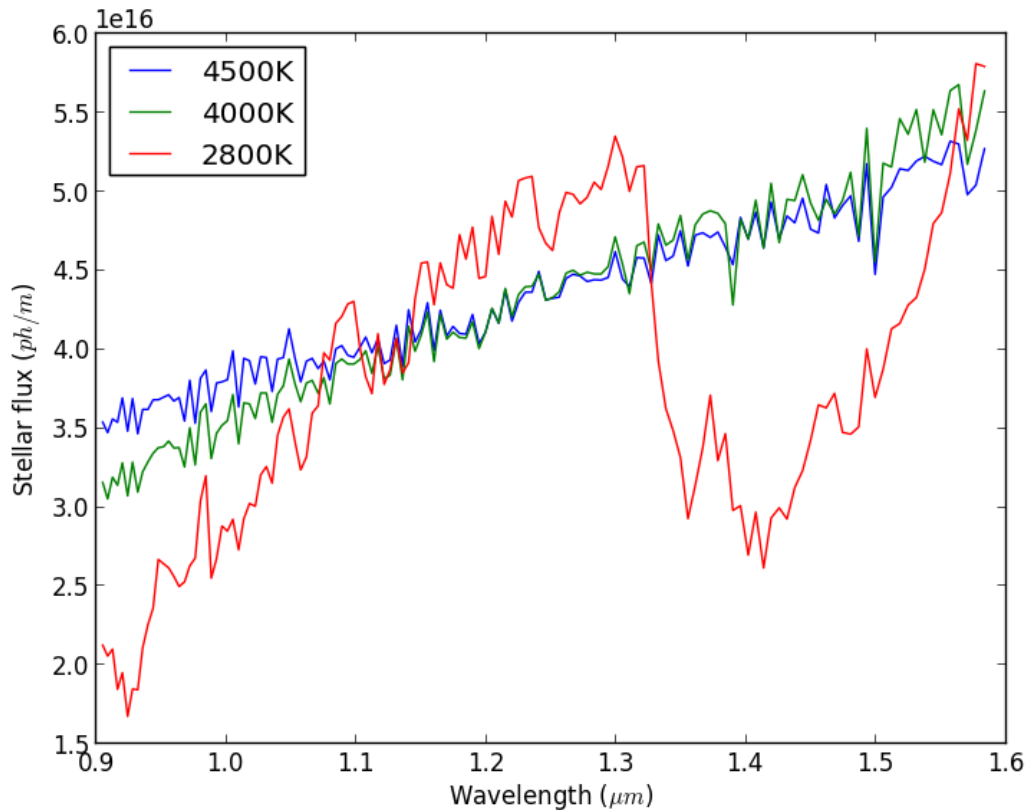


FIGURE 6.5 – Spectres stellaires à la résolution du projet ExTrA. Les spectres des 2 étoiles K sont très similaires comparés à l'étoile M.

compte à la fois le nombre d'étoiles de comparaison mais aussi le type et la température effective de chacune de ces étoiles choisies et connues. Cette solution n'est pas envisagée pour le moment car elle est couteuse en temps du côté du budget d'erreurs statistiques mais également du point de vue des systématiques.

**La gravité de surface et la métallicité** Pour une étoile naine, la gravité de surface (évalué en échelle logarithmique  $\log(g)$ ) s'échelonne de 4.5 à 6 selon les paramètres stellaires fondamentaux. Je n'ai utilisé ici que des spectres de la grille de modèle ayant une gravité  $\log(g) = 4.5$ . Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la gravité de surface a un léger impact, mineur car un ordre de grandeur plus petit que l'effet de la température  $T_{eff}$ , sur les prédictions d'effets de couleur. Cependant, on peut envisager qu'en démultipliant la grille de spectres initiaux par 4 (car le pas  $\Delta \log(g) = 0.5$ ), le calculateur puisse être d'autant plus fiable. De la même manière, la métallicité stellaire est un facteur à ne pas négliger pour une étude plus approfondie des effets de couleur en spectrophotométrie. Son impact n'a pas été évalué dans ce manuscrit, on peut cependant estimer que la déviation sur la précision photométrique dans le cadre de la stratégie de ExTrA sera minime comparé aux autres paramètres d'entrée.



## 6.3 Calibration de l'effet de couleur en laboratoire

L'instrument du projet ExTrA a été monté et assemblé à l'IPAG. Des tests ont été menés sur différentes parties : le dôme, le télescope, les unités de champs, les fibres, le spectromètre et la caméra. Dans le cadre de cette thèse, j'ai pu effectuer une étude préliminaire de la photométrie différentielle obtenue en laboratoire avant l'installation de l'instrument à La Silla. Cette étude s'inscrit dans le cadre de l'identification des effets systématiques instrumentaux, permet de donner une nouvelle limite de détection, et également de tester l'efficacité de la technique de spectrophotométrie pour améliorer la précision photométrique en réduisant les systématiques colorées. Je décris dans cette section les conditions de ce test photométrique puis dans un second temps mon analyse en utilisant l'information spectrale.

### 6.3.1 Description des tests photométriques

#### Étoile et fond de ciel

Comme source, on utilise une lampe associée à une sphère intégrante. La lumière de la source est conduite dans des fibres puis séparée en deux sources par un séparateur de faisceau consistant en un miroir laissant passer la moitié du flux total dans une fibre et réfléchissant l'autre moitié dans une deuxième fibre. On obtient ainsi deux étoiles sensiblement identiques dont on peut réaliser la photométrie différentielle. La lumière est collectée par des microlentilles appartenant aux unités de champs puis envoyée au spectromètre par des fibres optiques. Lui même, comme il a déjà été décrit dans la partie 5.1, disperse la lumière sur la caméra. En parallèle de la simulation d'étoiles, on enregistre le fond de ciel (des canaux spectraux sans sources). Les spectres obtenus en figure 6.6 illustrent les deux étoiles et leur fond de ciel respectif.

Dans le cas idéal, le séparateur de faisceau divise parfaitement la lumière de la lampe en deux. Les spectres de l'étoile cible et de l'étoile de comparaison sont localisés à différentes positions de la caméra mais la sensibilité celle ci est indépendante de la position. Ainsi, on s'attend à ce que le test photométrique montre que la photométrie différentielle est nulle (différence de magnitude) ou encore que le rapport de flux est de 1 quelque soit le canal spectral ou la pose.

Or, on peut remarquer que les spectres des deux étoiles ne sont tout simplement pas identiques bien que du même ordre de grandeur. Ces différences peuvent s'expliquer par les caractéristiques et imperfections du séparateur de faisceau mais également de la caméra. Notamment, on peut voir ce qui ressemble à deux raies d'absorption sur le spectre de la deuxième étoile. Il peut s'agir du dysfonctionnement d'un ou plusieurs pixels de la caméra à cette position. Précisons que cette position est unique puisque les deux étoiles sont enregistrées sur la même pose et que l'étoile cible et l'étoile de comparaison sont vues par des groupes de pixels différentes. Elle ne partagent donc pas les inhomogénéités de détecteur.

#### Echantillon de mesures

Intéressons-nous maintenant à l'échantillon de mesure qui a servi de test. Afin de caractériser les effets de couleur en laboratoire pour le projet ExTrA, j'ai utilisé des données de calibrations représentant 2000 poses de 1 seconde chacune. On s'attend lors d'un éclaircissement constant à ce que la courbe de lumière soit plate. Au contraire, la lampe n'a pas un éclaircissement constant comme on peut le voir dans la première partie de la figure 6.7. Le flux (et donc la magnitude) des deux étoiles fictives varie dans le temps. De plus, la perte de flux au cours du temps de l'étoile 1 n'est pas identique à celle de l'étoile 2.

Il en résulte que la magnitude différentielle évolue avec le temps à la manière dont un effet de couleur atmosphérique agirait en suivant une variation de masse d'air atmosphérique. En effet, après avoir retiré le spectre du ciel et rassemblé l'ensemble des pixels comme si nous ne possédions qu'un seul canal spectral, on obtient la courbe de lumière différentielle de la

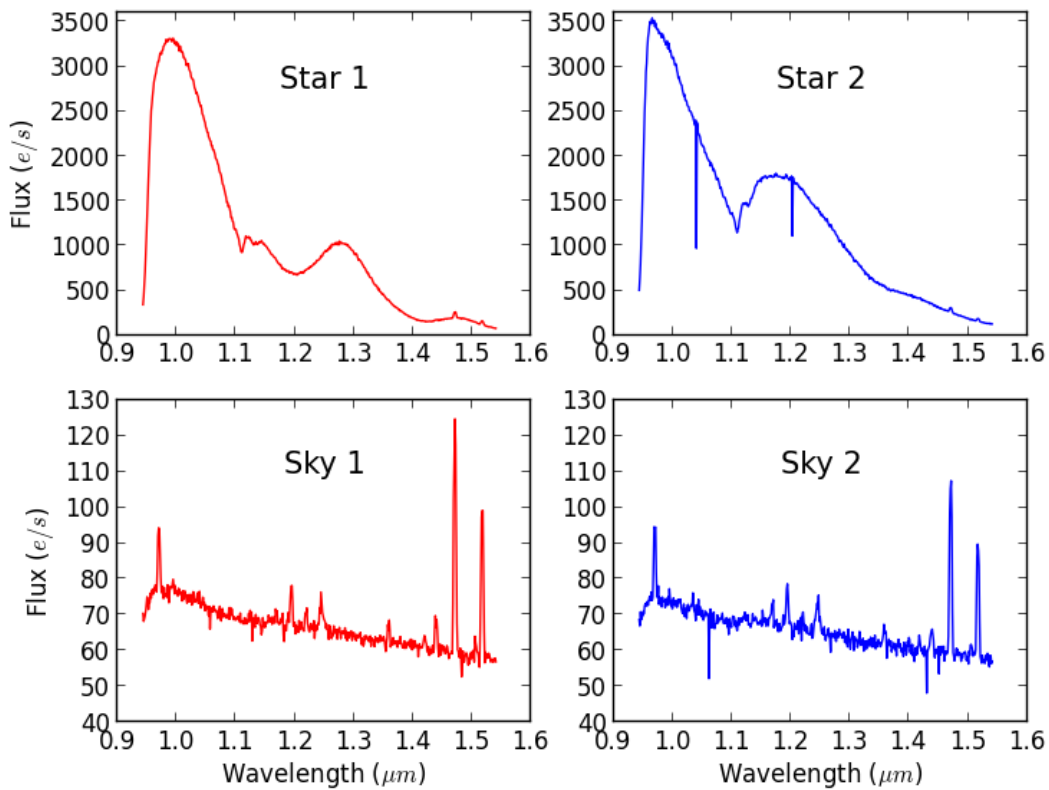


FIGURE 6.6 – En haut : Spectres des étoiles simulées par la lampe. En bas : Spectre de fond de ciel pour chaque étoile

seconde partie de la figure 6.7. On observe une systématique corrélée dans le temps.

À part de cette analyse, J’ai simulé la lampe avec un corps noir. En théorie, avec un séparateur de faisceau et une caméra parfaite, les flux des deux étoiles sont identiques et ne varient pas dans le temps. Aucun effets systématiques dans la photométrie différentielle. J’ai donc fait évoluer le rapport entre le flux total de l’étoile de comparaison(S2) et de l’étoile cible(S1). Je mime ainsi une instabilité photométrique différentielle survenue entre les deux chemins optiques et/ou les deux positions des spectres sur le détecteur. Une variation de ce rapport S1/S2 de 5% entraîne un effet systématique de  $5 \cdot 10^{-2} \text{mag}$ . Cela signifie qu’une variation de sensibilité différentielle entraîne un effet systématique indépendant de la longueur d’onde. Si une telle différence de sensibilité entre les deux chemins optiques et/ou les pixels de la caméra est possible, on peut s’attendre à un effet systématique instrumental de l’ordre de quelques pourcents de magnitudes entre les mesures extrêmes de ces données de calibrations.

Quand est-il de l’analyse de ces données extraites ? J’ai analysé l’évolution temporelle des spectres de la lampe. Le spectre ne se décale pas en longueur d’onde mais son intensité et sa forme évoluent, peut-être à cause de la stabilité photométrique des mesures.<sup>2</sup> J’illustre sur la figure 6.8 l’évolution des spectres en montrant l’écart relatif maximal à la valeur moyenne du flux pour chaque canal spectral (sur la gauche). Sur cette figure, on observe la trace de certains pics de luminosité, présents également dans le spectre de fond. On peut ignorer cette composante et constater que l’écart relatif entre les mesures extrême peut aller jusqu’à 20%. De plus, il a un motif différent sur les deux étoiles. On peut en conclure que chaque canal

2. En supposant que la chute de magnitude du début de l’échantillon (figure 6.7) est dû à la mise en place et à l’environnement de l’instrument lors du démarrage des mesures, je laisse de côté ces points de données pour cette analyse(quelques dizaines de poses).

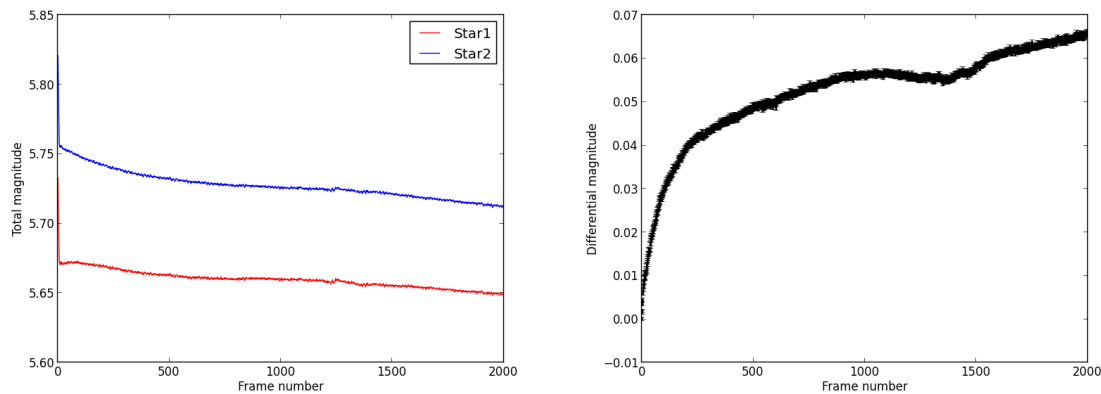


FIGURE 6.7 – Évolution de la magnitude totale des deux étoiles dans les données de calibrations (2000 poses de 1seconde chacune).

possède sa propre évolution le long des mesures, signe d'un effet systématique coloré.

Je rajoute à cela (sur la droite de la même figure) la racine des écarts à la moyenne au carré (le "*root mean square*" - rms). Cette quantité suit le spectre de l'étoile, ce qui rappelle simplement que cette marge observée sur la photométrie dans chaque canal est en partie liée au bruit de photon qui évolue avec l'intensité lumineuse.

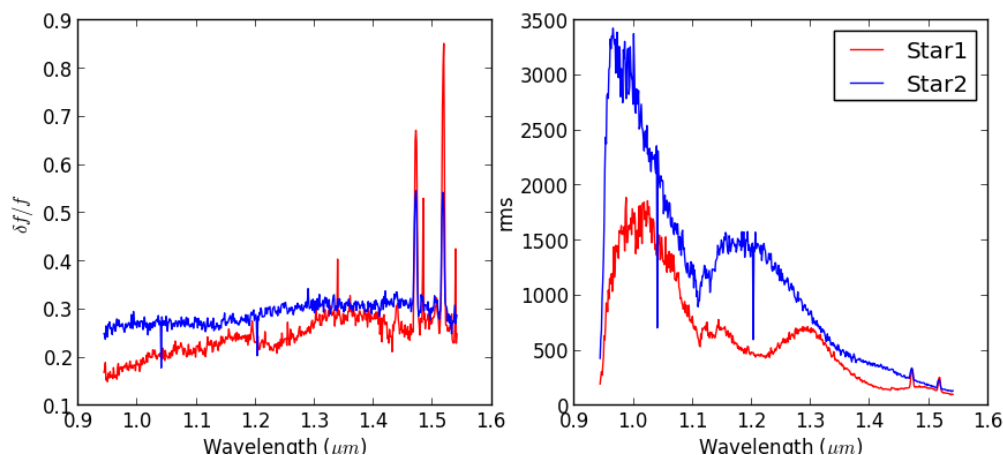


FIGURE 6.8 – À gauche: Écart de flux relatif à la moyenne calculée sur l'ensemble des 2000 poses (exceptées les premières où la variations photométrique est grande). À droite: Racine de la somme des écarts quadratiques à la moyenne (*root mean square*).

### 6.3.2 Spectrophotométrie différentielle

Comme je l'ai exposé dans le chapitre précédent, utiliser l'information spectrale permet d'améliorer la précision des courbes de lumières en sommant la contribution systématique de tous les canaux spectraux et en attribuant un poids relatif à chacun de ces canaux (équation 5.5). Le poids utilisé, comme il a été montré dans le chapitre précédent, n'est autre que le rapport signal sur bruit de la mesure et du canal en question.

En utilisant l'ensemble des données, on peut voir sur la figure 6.9 que l'utilisation de l'information spectrale diminue l'effet de couleur globalement. Cette figure illustre la magnitude différentielle (comparaison entre les deux étoiles) rapportée à la magnitude différentielle de la

première pose. En effet, la figure commence au zéro, ce qui revient à évaluer l'effet systématique apparu le long des mesures.

La diminution effective de l'effet de couleur ci-présent n'est pas flagrante puisque l'effet

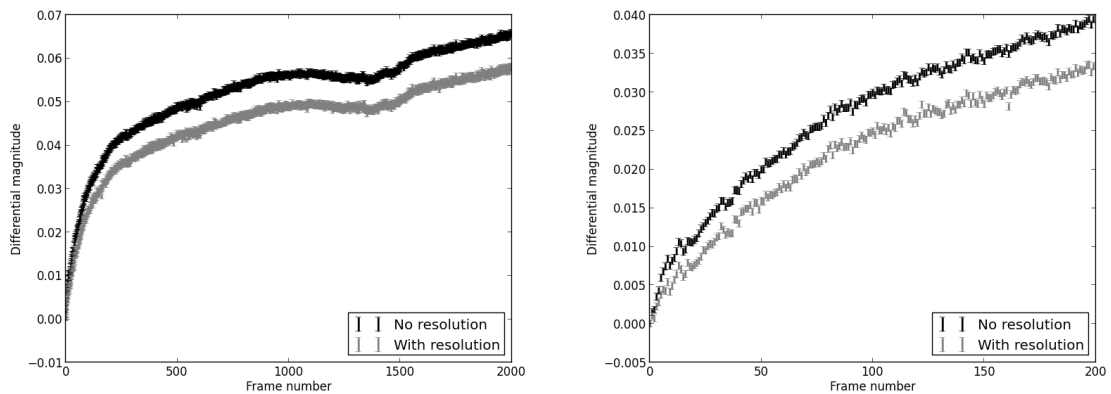


FIGURE 6.9 – Courbe de lumière large bande(noir) et courbe de lumière obtenue avec l'information spectrale ( $R \sim 200$ , gris) en pondérant chaque canal par son signal à bruit. À gauche: En utilisant toutes les poses(2000 au total). À droite: En utilisant les 200 premières mesures.

représente  $6.5 \cdot 10^{-2} mag$  à la fin de l'échantillon contre  $5.7 \cdot 10^{-2} mag$  en utilisant l'information spectrale des 2000 poses. Je donne également l'effet de couleur en ne considérant que les 200 premières poses :  $s = 0.039 mag$  à la 200<sup>me</sup> pose contre  $s = 0.033 mag$  en utilisant l'information spectrale. L'effet existe mais n'est pas corrigeable par l'obtention d'une information spectrale comme nous nous attendions si cela résulte d'un effet systématique instrumental indépendant de la longueur d'onde (paragraphe précédent).

On peut affirmer que la lampe a une stabilité photométrique relative de 5 à 20% selon le canal spectral. Dans l'échantillon de mesure, cela se répercute sur la magnitude différentielle, qui varie de quelques dixièmes de magnitude dès le début des mesures(0.04mag en 200 poses) puis cette variation diminue à quelques millimagnitudes en 1000 poses. L'utilisation de l'information spectrale en donnant du poids aux forts signaux permet de réduire cet effet de quelques millimagnitudes à chaque pose. Il reste malgré tout un fort effet systématique. Une question reste : Est-il possible de mieux stabiliser la source physiquement parlant pour obtenir un meilleure photométrie? Quoi qu'il en soit, cet effet restant est potentiellement corrigeable numériquement (voir chapitre 8).

## Résumé du chapitre

- ✓ Mes simulations ont permis de guider le projet ExTrA dans le choix d'une résolution spectrale pour l'instrument ( $R \sim 220$ ), résolution où l'effet de couleur est bien inférieur à la millimagnitude ( $S = 8 \cdot 10^{-5} mag$  en visant une naine M5 comparée à une naine K4 typiquement). Grâce à notre évaluation de l'effet de couleur et de l'ensemble des bruits instrumentaux et environnementaux lors d'une observation avec les télescopes de ExTrA, j'ai mis en place un calculateur de temps de pose adapté.
- ✓ Étant donné que l'effet systématique étudié dans le chapitre précédent est l'effet de couleur, il est important de pointer à nouveau le fait que cet effet de couleur ne s'annule pas mais se trouve réduit grâce à l'utilisation de la dimension spectrale. De plus, il n'est pas le seul effet systématique en jeu. Peut-on alors corriger numériquement les effets systématiques restants ?
- ✓ Les calibrations photométriques en laboratoire indiquent une corrélation temporelle. Une variation de sensibilité photométrique entre deux étoiles simulées de 5% entraîne un effet systématique de quelques dizaines de millimagnitudes et nous observons un effet systématique de cet ordre de grandeur dans les données de calibration entre la première et la 2000<sup>ème</sup> pose. L'effet systématique observé serait dû à ce type de variations.
- ✓ Parmi les corrélations présentes dans la courbe de lumière, certaines sont chromatiques. En utilisant l'information spectrale, j'ai amélioré la qualité de la courbe de lumière même si de fortes corrélations sont encore présentes. La question reste de savoir si l'on peut soit éviter instrumentalement de telles variations photométriques de l'ordre de quelques dixièmes de magnitude ou bien si l'on peut soustraire facilement cette composante cor-rélee.

## Quatrième partie

# Traitement numérique des données de spectrophotométrie



# Chapitre 7

## Traitements numériques connus

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Méthode BLS</b> . . . . .	<b>112</b>
7.1.1	Considérations préliminaires . . . . .	112
7.1.2	Formulation mathématique . . . . .	112
<b>7.2</b>	<b>Méthode TFA</b> . . . . .	<b>115</b>
7.2.1	Considérations préliminaires . . . . .	115
7.2.2	Formulation mathématique . . . . .	116
<b>7.3</b>	<b>Méthode PCA</b> . . . . .	<b>117</b>
7.3.1	Considérations préliminaires . . . . .	117
7.3.2	Formulation mathématique . . . . .	117
<b>7.4</b>	<b>Méthode Sysrem</b> . . . . .	<b>119</b>
7.4.1	Considérations préliminaires . . . . .	119
7.4.2	Formulation mathématique . . . . .	119
<b>7.5</b>	<b>Filtrer et ajuster un signal périodique en simultané</b> . . . . .	<b>121</b>

---

Selon la bande spectrale et la résolution atteinte, l'effet de couleur diminue en dessous du niveau de la millimagnitude. Il s'agit d'une réduction de l'effet systématique mais non d'une correction parfaite. Les systématiques restantes dans les courbes de lumières en spectrophotométrie peuvent être traitées numériquement. J'explore dans ce chapitre différentes méthodes et algorithmes existants permettant de corriger d'effets systématiques et/ou d'ajuster un transit. Je pointe leurs particularités, avantages et inconvénients selon le problème à résoudre. Les méthodes BLS, TFA, PCA et SYSREM décrites ci-dessous me permettent également de déterminer au mieux comment prendre en compte la résolution spectrale et chercher un transit dans des courbes de lumières bruitées, notamment par des effets systématiques.



## 7.1 Méthode BLS

### 7.1.1 Considérations préliminaires

La méthode BLS (Box-fitting Least Square) a été proposée par Kovács *et al.* (2002) pour répondre à l'intérêt grandissant de la recherche de transits d'exoplanètes dans la photométrie stellaire. À cause de la faible durée des transits relativement à la période orbitale du système, le signal est largement non-sinusoïdal. L'algorithme utilise la forme spécifique du signal de transit et se base sur la méthode des moindres carrés (LS) pour trouver un transit avec une fonction marche sur le signal replié sur une période orbitale.

### 7.1.2 Formulation mathématique

On suppose un signal purement périodique de période  $P_0$  qui prend seulement deux valeurs  $H$  et  $L$ . La durée du transit est  $p_T = qP_0$ .

Pour chaque ensemble de données, l'algorithme a pour but de trouver le meilleur modèle en estimant 5 paramètres :  $P_0$ ,  $q$ ,  $L$ ,  $H$ , et  $t_0$  l'époque du transit. On pose  $H = 0$  comme la valeur référence de la courbe de lumière exprimée en magnitude. Dans le cas d'un transit, on a alors  $L = D$  la profondeur de transit.

Définissons les données par  $x_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, n$ . Chaque  $x_i$  comprend un bruit gaussien additionnel correspondant au bruit de photon avec  $\sigma_i$  de déviation standard. On assigne à chaque point de donnée un poids  $w_i$  que l'on définit de la manière suivante :

$$w_i = \sigma_i^{-2} \left[ \sum_{j=1}^n \sigma_j^{-2} \right]^{-1} \quad (7.1)$$

De plus, on suppose que  $w_i x_i$  possède une moyenne nulle. Pour une valeur de période, on considère la série temporelle repliée en une période planétaire. Cette série est indiquée par  $\tilde{x}_i$  et les poids correspondants par  $\tilde{w}_i$ . On ajuste alors une fonction marche avec les paramètres :

$$dM = \begin{cases} \tilde{H}, & \text{dans l'intervalle } [0, i_1) \times (i_2, n] \\ \tilde{L}, & \text{dans l'intervalle } [i_1, i_2] \end{cases} \quad (7.2)$$

On caractérise également une durée de transit pondérée  $\acute{r}$ , la somme des poids dans l'intervalle  $[i_1, i_2]$ .

$$\acute{r} = \sum_{i=i_1}^{i_2} \tilde{w}_i \quad (7.3)$$

Pour chaque point de donnée, il faut minimiser :

$$\mathcal{S} = \sum_{i=1}^{i_1-1} \tilde{w}_i (\tilde{x}_i - \tilde{H})^2 + \sum_{i=i_2+1}^n \tilde{w}_i (\tilde{x}_i - \tilde{H})^2 + \sum_{i=i_1}^{i_2} \tilde{w}_i (\tilde{x}_i - \tilde{L})^2. \quad (7.4)$$

La minimisation de  $\mathcal{S}$  mène à une simple moyenne arithmétique sur les différents régimes (dans le transit ou en dehors du transit).

$$\begin{cases} \tilde{L} = \frac{\acute{s}}{\acute{r}}, \\ \tilde{H} = -\frac{\acute{s}}{1-\acute{r}}, \end{cases} \quad (7.5)$$

où

$$\acute{s} = \sum_{i=i_1}^{i_2} \tilde{w}_i \tilde{x}_i. \quad (7.6)$$

Avec ces équations,  $\mathcal{S}$  devient :

$$\mathcal{S} = \sum_{i=0}^n \tilde{w}_i \tilde{x}_i^2 - \frac{\hat{s}^2}{\hat{r}(1 - \hat{r})} \quad (7.7)$$

Une fois que l'expression de l'équation 7.7 est évaluée, il faut répéter ce calcul pour d'autres valeurs de  $i_1$  et  $i_2$  et trouver le minimum absolu de  $\mathcal{S}$  pour chaque période  $P_0$ . Le premier terme de l'équation ne dépend pas de la période. Il faut donc utiliser le second terme pour évaluer la qualité de l'ajustement. On définit *le spectre en fréquence de moindre carré d'ajustement de boîte* (Box-fitting Least Squares - BLS) par la quantité de résidu de signal (SR) de la série de donnée pour une période donnée.

$$SR = \text{MAX} \left\{ \left[ \frac{\hat{s}^2(i_1, i_2)}{\hat{r}(i_1, i_2)[1 - \hat{r}(i_1, i_2)]} \right] \right\} \quad (7.8)$$

La maximisation nécessite de faire varier les valeurs de  $i_1 = 1, 2, \dots, n^*$ , pendant que  $i_2$  satisfait l'inégalité  $\Delta i_{min} < i_2 - i_1 < \Delta i_{max}$ , où  $\Delta i_{min/max}$  sont déterminés par la durée minimum/maximum suspectée pour le signal. La valeur maximum de  $n^*$  est contrainte par la  $i_2 - i_1$  et couvre l'ensemble  $[n - \Delta i_{max}, n - \Delta i_{min}]$ .

À la valeur maximale de  $SR$ , en partant des équations 7.4 et 7.7,  $\mathcal{S}$  est relié à la variance moyenne du bruit. En se rappelant que la profondeur du transit est  $|D| = H - L = 0 - D$ , on trouve que  $SR$ , à la bonne période  $P_0$  nous permet d'estimer  $|D|$ .

$$SR = |\tilde{D}| \sqrt{r(1 - r)} \quad (7.9)$$

Voici en figure 7.1 un exemple de l'ajustement d'une série temporelle avec la méthode

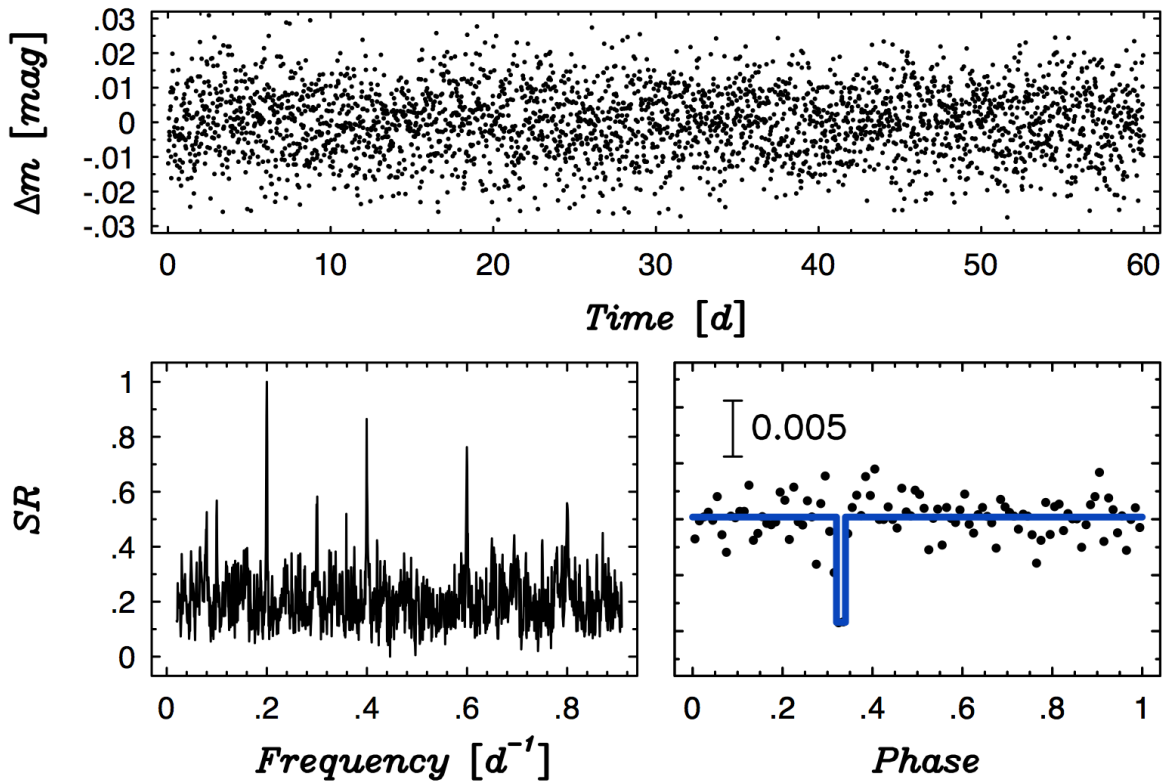


FIGURE 7.1 – Exemple de la méthode BLS. En haut : La série temporelle. En bas à gauche : Le spectre de fréquences normalisé. En bas à droite : La série temporelle repliée en fonction de la phase du signal détecté. Figure tirée de Kovács *et al.* (2002).

BLS, tirée de Kovács *et al.* (2002). En pratique, pour appliquer la procédure décrite ici, Kovács *et al.* (2002) suggère de diviser la base de temps de l'ensemble des observations en intervalles (ou *bins*) et d'évaluer  $SR$  dans ces intervalles. La solution dépend du nombre et de la taille de ceux-ci, cependant la résolution affecte l'efficacité de la détection du signal. Un compromis est nécessaire entre les contraintes numériques et l'efficacité de la détection. N'étant pas une implication directe pour la suite de ce manuscrit, ce compromis est également discuté dans Kovács *et al.* (2002). On peut noter en revanche que cette approche était le premier pas vers l'ajustement de signaux périodiques comme des transits. Elle est particulièrement appropriée pour des durées de transit très petites par rapport à la période orbitale (typiquement moins de 5%, Charbonneau *et al.* (2000); Mazeh *et al.* (2000)). En effet, plus la durée du transit relativement à la période orbitale est petite, moins le signal est sinusoïdal et mieux s'ajuste la fonction marche.

## 7.2 Méthode TFA

### 7.2.1 Considérations préliminaires

Successeur de la méthode BLS, l'algorithme de filtre de tendance (*trend filter algorithm* - TFA) prend en compte les variations importantes dans les courbes de lumières tout en identifiant des signaux périodiques. Formellement, l'algorithme de TFA peut être appliqué à deux types de problèmes. D'abord, l'objectif est de corriger les variations venant de dérives ou de bruits corrélés dans des séries temporelles. Cette correction augmente la probabilité de détecter des signaux faibles, périodiques ou non-périodiques. En second lieu, s'il y a un signal périodique, l'algorithme peut reconstruire la forme du signal en question. La figure 7.2 compare la distribution des fréquences de signaux dans une série temporelle de l'étoile G175 obtenu avec l'analyse BLS seulement et avec la méthode TFA ajoutée. La correction effectuée par la méthode TFA a largement amélioré notre sensibilité à des signaux périodiques. En effet, la méthode TFA a retiré d'importantes dérives journalières ( $0.5d^{-1}$ ).

Il est important de mentionner que l'approche la plus simple et générale pour filtrer des

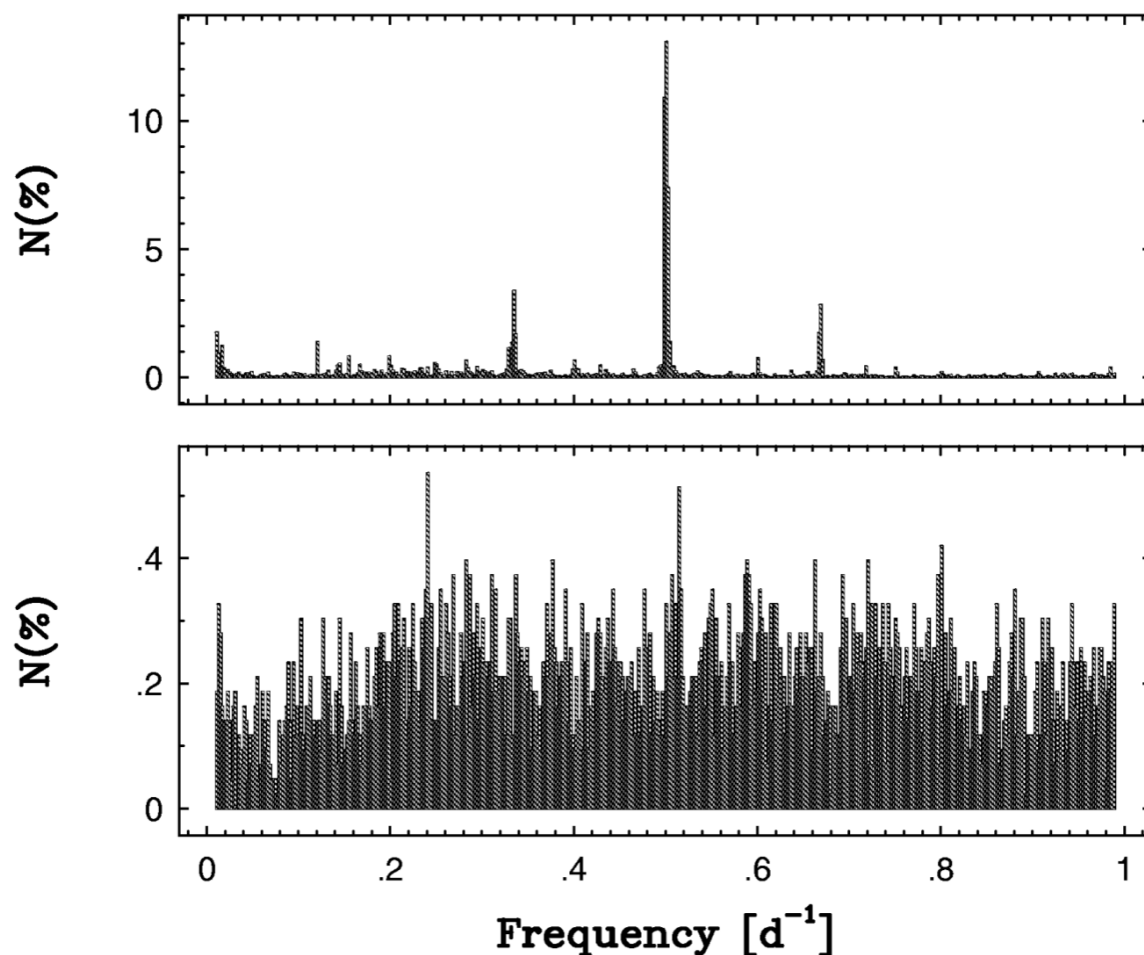


FIGURE 7.2 – Comparaison entre la méthode BLS seule et la méthode TFA en utilisant une boîte comme fonction filtre (venue de la méthode BLS). Les données utilisées appartient à 4293 étoiles les plus brillantes dans le même champ que G175 avec plus de 2800 points de mesure. Les bins ont une largeur de  $0.002d^{-1}$ . La somme de l'occupation des bins  $N$  sur l'ensemble des fréquences est égale à 100. **En haut**: Distribution des puissances de fréquences avec la méthode BLS seule. **En bas**: Distribution des puissances de fréquences avec la méthode BLS avec la méthode TFA. Figure tirée de Kovács *et al.* (2005).

dérives serait un ajustement de polynome. Kovács *et al.* (2005) ont exploré cette première solution mais ont également indiqué que cela ne pouvait être satisfaisant pour différentes raisons : (i) Les dérives sur des échelles de temps de l'ordre de la journée sont grandes mais d'autres échelles temporelles jouent un rôle équivalent ; (ii) il n'est pas aisé de discriminer la variation venant de l'étoile et celle de la dérive systématique. On peut donc imaginer différentes fonctions pour filtrer ces variations systématiques.

Le TFA est adapté à l'analyse de larges bases de données photométriques où les étoiles partagent des effets systématiques similaires. La question qui doit être posée est celle du choix de la fonction de filtre parce que nous n'avons à priori pas de connaissance sur la forme de la fonction de systématique. La deuxième question à se poser est de savoir comment choisir un poids pour cette fonction. Si les variations de toutes les courbes de lumière sont causées seulement par des effets systématiques, le choix naturel serait une analyse de moindres carrés, particulièrement avec des étoiles stables.

## 7.2.2 Formulation mathématique

Supposons une série d'observations de  $N$  étoiles, échantillonnées sur les mêmes instants et contenant le même nombre de points  $M$ . Soit notre filtre une combinaison linéaire d'un sous-échantillon de  $N$  courbes de lumière. Le filtre  $\{F(j); j = 1, 2, \dots, M\}$  est construit à partir de la série d'observations  $\{X_i(j); j = 1, 2, \dots, M; i = 1, 2, \dots, N\}$  par combinaison linéaire :

$$F(j) = \sum_{i=1}^N c_i X_i(j) \quad (7.10)$$

On suppose que l'échantillon d'observation a une moyenne nulle (i.e.  $\sum_{j=1}^M X_i(j) = 0$  pour tout  $i$ ). Les coefficients  $\{c_i\}$  sont déterminés à partir de la minimisation de l'expression :

$$S = \sum_{j=1}^M [Y(j) - A(j) - F(j)]^2. \quad (7.11)$$

Dans cette expression,  $\{Y(j); j = 1, 2, \dots, M\}$  est la série corrigée, et  $\{A(j); j = 1, 2, \dots, M\}$  est l'ensemble des meilleures estimations des courbes de lumière corrigées, défini de la manière suivante.

En appliquant les conditions suivantes :

- (i) on suppose que les observations sont dominés par les dérives systématiques et le bruit et nous n'avons pas de connaissance à priori sur un quelconque signal périodique ou apériodique dans la courbe de lumière. En conséquence,  $\{A(j)\}$  est la moyenne des observations sur l'étoile cible, i.e.  $A(j) = \langle Y \rangle \equiv M^{-1} \sum_{k=1}^M Y(k) = \text{const.}$
- (ii) on a déjà établi que les données contenaient un signal périodique. Les données repliées en fonction de la phase peuvent être utilisées de manière itérative pour estimer  $\{A(j)\}$ . D'abord une correction est faite avec  $A(j) = \langle Y \rangle$ . Les données corrigées  $\hat{Y}(j) \equiv Y(j) - F(j)$  sont alors repliées sur une période et regroupées temporellement (*binnées*) pour être replacées sur l'axe temporel total et ainsi donner une nouvelle estimation de  $\{A(j)\}$ , qui a son tour entre dans l'équation 7.11 pour trouver un nouvel ensemble de coefficients  $\{c_i\}$ . La nouvelle fonction-filtre amène une meilleure détermination de  $\{A(j)\}$  et ainsi de suite jusqu'à ce qu'un critère de convergence soit atteint (critère défini sur l'amélioration de la précision photométrique atteinte, i.e. la limite de détection pouvant potentiellement aller jusqu'à la mesure du bruit statistique lorsque toute systématique a été corrigée).

## 7.3 Méthode PCA

### 7.3.1 Considérations préliminaires

La méthode d'analyse en composante principale (ACP, ou principal component analysis - PCA en anglais) est un outil standard dans l'analyse de données dans divers champs scientifiques allant des neurosciences à l'informatique ou aux mathématiques appliquées. C'est une méthode qui consiste à transformer des variables corrélées en nouvelles variables décorréelées les unes des autres. Ces nouvelles variables sont appelées *composantes principales*. Les variables décorréelées sont moins nombreuses que les variables corrélées. Cela permet donc de rendre l'information moins redondante et en cela, de traiter des effets systématiques et révéler des signaux comme des transits cachés dans des courbes de lumière.

Il s'agit d'une approche à la fois géométrique car les variables sont représentées dans un nouvel espace. Et il s'agit à la fois d'une approche statistique car on recherche des axes indépendants expliquant au mieux la variabilité, i.e. la variance, des données.

### 7.3.2 Formulation mathématique

La méthode se base sur l'identification de la base vectorielle orthogonale qui a le plus de sens pour réexprimer les données. Elle fait appel à une supposition forte : la linéarité des phénomènes et des modèles à l'origine de nos observations.

Soit  $\mathbf{X}$  les données d'origine, où chaque colonne est un échantillon de nos données (i.e.  $\vec{X}$ ). Soit  $\mathbf{Y}$  une autre matrice de taille  $M \times N$  définie par la transformation  $P$ .  $\mathbf{Y}$  est la nouvelle représentation de l'ensemble des données :

$$\mathbf{P}\mathbf{X} = \mathbf{Y} \quad (7.12)$$

On peut également définir les quantités suivantes :

$\mathbf{p}_i$  sont les lignes  $\mathbf{P}$

$\mathbf{x}_i$  sont les colonnes  $\mathbf{X}$  (ou les  $\vec{X}$  individuels)

$\mathbf{y}_i$  sont les colonnes  $\mathbf{Y}$

$\mathbf{P}$  étant la matrice qui transforme  $\mathbf{X}$  en  $\mathbf{Y}$ , on dit également que les lignes de  $\mathbf{P}$  sont les éléments vectoriels de la nouvelle base pour exprimer les colonnes  $\mathbf{X}$ . Ceci peut être exprimé explicitement dans le produit  $\mathbf{P}\mathbf{X}$  :

$$\mathbf{P}\mathbf{X} = \begin{bmatrix} p_1 \\ \dots \\ p_m \end{bmatrix} \cdot [x_1 \quad \dots \quad x_n] \quad (7.13)$$

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} p_1 x_1 & \dots & p_1 x_n \\ \dots & \dots & \dots \\ p_m x_1 & \dots & p_m x_n \end{bmatrix} \quad (7.14)$$

Utiliser la méthode PCA se réduit à trouver un changement de base approprié et tel que les vecteurs de base soient orthogonaux. Les vecteurs lignes  $\{p_1, \dots, p_m\}$  dans cette transformation deviendront les *composantes principales* de  $\mathbf{X}$ . Dès lors, comment réexprimer au mieux les données  $\mathbf{X}$  et quelle est la transformation  $\mathbf{P}$  adéquate ? Pour cela, il faut se baser sur l'information recherchée dans ces données (comme un transit, ou un signal sinusoïdal ou encore une systématique d'une autre forme).

## Exemples

Foreman-Mackey *et al.* (2015) utilisent des courbes de lumières en tant que vecteur propre pour modéliser les courbes de lumière de la mission K2 comme une combinaison linéaire de ces courbes propres et d'un modèle de transit. De manière similaire à l'approche de ?, ces deux approches sont des modélisations complètes dans le sens où cela implique l'ajustement combiné de systématiques et de signaux. En l'occurrence, Foreman-Mackey *et al.* (2015) supposent que tous les événements transit sont indépendants afin de faire face au défi numérique que représente la recherche de paramètres de transit tout en isolant la contribution des systématiques.

De la même manière, une chaîne de traitement appelée PDC-MAP (Presearch Data Conditioning-Maximum A Posteriori Stumpe *et al.* (2012); Smith *et al.* (2012)) pour la mission Kepler utilise la méthode PCA dans le but de corriger d'effets systématiques dans les courbes de lumières. Un autre algorithme nommé TERRA (Petigura et Marcy 2012) basée sur la méthode PCA a également été développé pour l'analyse des courbes de lumière du satellite Kepler. Il permet de produire des courbes de lumière avec 33ppm de rms dans des bins de 12 heures, ce qui rend des planètes de la taille de la Terre détectables autour d'étoiles de type solaire avec un indice de confiance à  $\sim 3\sigma$ .

Un exemple d'utilisation de la méthode PCA sur des données simulées est présentée dans la figure 7.3. La méthode PCA y est comparée avec la méthode SYSREM, développée dans la section suivante, cette dernière en étant une particularisation. Les données simulent 3000 étoiles sur 1000 images. Toutes les étoiles ont des magnitudes constantes avec un bruit de photon de distribution normale mais d'amplitudes différentes. Des effets systématiques ont été ajoutés dépendant de la masse d'air, de la position sur la caméra et de la phase de la Lune ainsi qu'un transit pour trois de ces étoiles. Pour simuler des courbes de lumière les plus réalistes possible, ils ont assigné des niveaux de bruit différents pour chaque étoile comme si nous observions des étoiles brillantes et d'autres peu lumineuses. Le rms se trouve dans un intervalle de 0.01 à 1mag avec une moyenne de 0.3mag. Ils ont également assigné à chaque mesure une incertitude prise aléatoirement autour du rms stellaire avec une variation de 10%. La méthode PCA a réduit de 2 à 4 fois la différence entre les mesures avec systématiques et sans systématiques (passant d'un écart-type de 0.05 sur la distribution des différences de magnitude, panneau A, à un écart-type de 0.02 magnitudes, panneau B).

## 7.4 Méthode Sysrem

### 7.4.1 Considérations préliminaires

Les effets systématiques présents dans un ensemble de courbes de lumières peuvent être associés à l'effet de couleur (systématique atmosphérique), aux variabilités de l'efficacité du détecteur ou encore aux changements de fonction d'étalement de point (PSF pour *point spread function*), qui définit l'étalement ou la place que prend une étoile sur le détecteur. D'un côté, l'effet de couleur dépend de la couleur des étoiles et d'un autre côté, la PSF varie d'une étoile à l'autre selon sa position.

Tamuz, O. ; Mazeh (2005) propose un algorithme de traitement de toute les systématiques (SYSREM : *Systematics removal*) dans un large échantillon de courbes de lumières en présumant que les effets systématiques affectent la majorité de ces courbes et sont linéaires. On notera que dans le cas où tous les points ont la même variance, l'algorithme SYSREM est identique à la méthode d'analyse en composantes principales (PCA) expliquée dans la section suivante (7.3).

### 7.4.2 Formulation mathématique

Considérons un nombre de courbes de lumières  $N$  avec chacune  $M$  mesures.  $r_{i,j}$  est le résidu pour chaque observation  $j$  sur la courbe  $i$ . On définit le coefficient d'extinction  $a_i$  et la masse d'air  $\chi_j$ . On suppose que le résidu  $r_{i,j}$  est linéaire avec la masse d'air :

$$r_{ij} = a_i \chi_j + \text{Noise} \quad (7.15)$$

On souhaite retirer le produit  $a_i \chi_j$  de chaque résidu d'observation  $r_{i,j}$ , et l'on cherche les extinctions  $a_i$  qui minimisent l'expression :

$$S^2 = \sum_{ij} \frac{(r_{ij} - a_i \chi_j)^2}{\sigma_{ij}^2} \quad (7.16)$$

où  $\sigma_{ij}^2$  est l'incertitude de mesure de l'étoile  $i$  dans l'image  $j$ . Connaissant la masse d'air d'observation, le coefficient d'extinction est exprimé de la manière suivante :

$$a_i = \frac{\sum_j (r_{ij} \chi_j / \sigma_{ij}^2)}{\sum_j (\chi_j^2 / \sigma_{ij}^2)} \quad (7.17)$$

L'extinction peut varier selon les conditions climatiques/atmosphériques comme la pression, le vent, etc... On peut dès lors se demander si la masse d'air d'observation est bien représentative de la masse d'air réelle en prenant en compte ces conditions climatiques. Le problème est alors renversé. On se demande quelle est la meilleure masse d'air pour chaque image à partir des coefficients d'extinction calculés précédemment.

$$\chi_j = \frac{\sum_i (r_{ij} a_i / \sigma_{ij}^2)}{\sum_i (a_i^2 / \sigma_{ij}^2)}. \quad (7.18)$$

De manière itérative, on évalue les extinctions et les masses d'air associées qui définissent de nouveaux résidus :

$$r_{ij}^{(1)} = r_{ij} - a_i^{(1)} \chi_j^{(1)}. \quad (7.19)$$

L'ensemble des extinctions  $a_i$  et des masses d'air  $\chi_j$  ne sont pas nécessairement liés aux extinctions et aux masses d'air réelles. En effet, on suppose que l'extinction est l'effet principal mais après avoir corrigé cette extinction, on peut voir apparaître de forts effets systématiques dépendant du temps par exemple, ou de la température et biaisant les masses d'air ajustées à cause du cumul d'effets systématiques présents dans les courbes.



Dans le but de présenter le résultat principal de la méthode, j'utilise à nouveau la figure 7.3 tirée de Tamuz, O. ; Mazeh (2005). Dans cet exemple spécifique, des courbes de lumières de 3000 étoiles appartenant à 1000 images simulées. Toutes les étoiles ont des magnitudes constantes avec un bruit de photon de distribution normale mais d'amplitudes différentes. Des effets systématiques ont été ajoutés dépendant de la masse d'air, de la position sur la caméra et de la phase de la Lune ainsi qu'un transit pour trois de ces étoiles. Pour simuler des courbes de lumière les plus réalistes possible, ils ont assigné des niveaux de bruit différents pour chaque étoile comme si nous observions des étoiles brillantes et d'autres peu lumineuses. Le rms se trouve dans un intervalle de 0.01 à 1mag avec une moyenne de 0.3mag. Ils ont également assigné à chaque mesure une incertitude prise aléatoirement autour du rms stellaire avec une variation de 10%. La figure présente la différence entre les mesures avec effets systématiques et les valeurs originales (sans effets systématiques). Le panneau A correspond aux mesures avant toute correction. Le panneau B correspond à une correction par la méthode PCA décrite ci-dessus. Le panneau C présente le résultat après l'algorithme SYSREM. Les données sont exprimées en fonction du rms stellaire. Le gain est visible sur la distribution des mesures trouvées avec la méthode SYSREM et PCA. De plus, pour les étoiles les plus brillantes avec un rms stellaire faible, la méthode SYSREM semble plus performante que la méthode PCA.

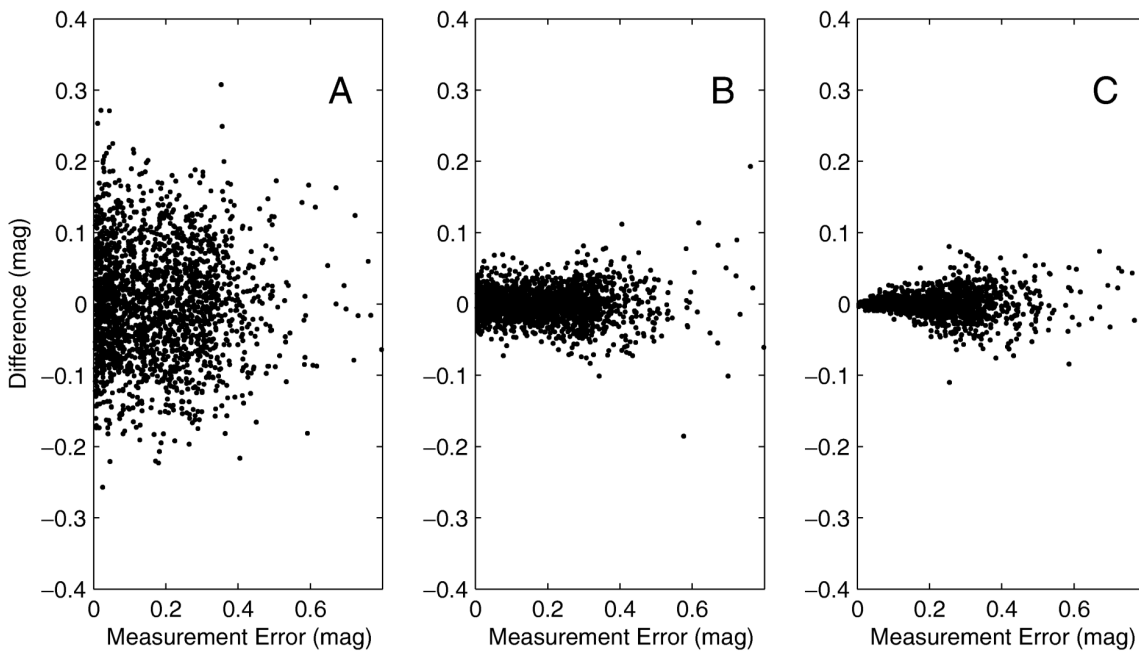


FIGURE 7.3 – Différence entre les mesures dérivées de l'algorithme et les valeurs originales (sans effets systématiques). Le panneau A correspond aux mesures avant toute correction. Le panneau B correspond à une correction par la méthode PCA décrite ci-après. Le panneau C présente le résultat après l'algorithme SYSREM présenté dans cette section. Les données sont figurées en fonction du rms stellaire. Figure tirée de Tamuz, O. ; Mazeh (2005).

## 7.5 Filtrer et ajuster un signal périodique en simultané

Parmi les différentes méthodes précédemment énoncées, la méthode BLS permet de chercher un transit représenté par un signal en forme de boîte, contenu dans la série de données et possiblement périodique. La méthode TFA se concentre quant à elle sur la correction des dérives, ce qui est également le cas de la méthode SYSREM ou PCA. Cette dernière, à l'instar des autres, ne se soucie pas de paramétrer a priori le problème. Ces méthodes permettent de corriger des effets systématiques et améliorer la qualité des courbes de lumières indépendamment de la recherche de signaux périodiques.

Kovács *et al.* (2016) traite de la performance des algorithmes qui couplent la recherche de transits et la correction des tendances (*détrending*). Une fois le signal périodique identifié, l'approche simultanée est préférable car le modèle est plus complet (Kovács *et al.* 2005). Aussi, en ajustant les systématiques uniquement, le signal de transit impacte les systématiques. Cela affecte alors la détectabilité du transit et ajoute une systématique sur les paramètres de transit. Cependant, il n'est pas certain, dans la phase de recherche de signal périodique qu'utiliser un modèle complet (signal+systématique) n'augmentera pas le taux de fausse alarme. Enfin, la méthode simultanée est beaucoup plus coûteuse en calculs que l'ajustement partiel, i.e. supposer qu'il n'y ait pas de signal, ajuster seulement les systématiques puis rechercher un signal dans les résidus laissés après la correction. Par conséquent, il est important de savoir si le modèle simultané vaut l'effort que l'on s'y consacre, c'est-à-dire si la complexification de l'ajustement est compensé par l'augmentation de l'efficacité de détection.

Supposant que la chaîne de traitement du signal photométrique fournisse un grand en-

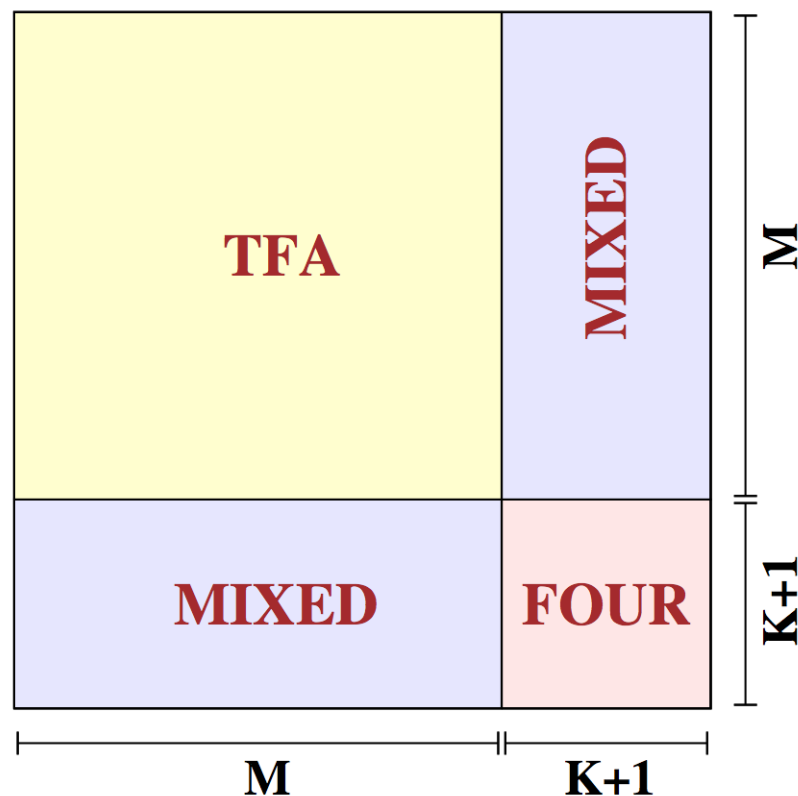


FIGURE 7.4 – Blocs principaux de la matrice correspondant au modèle simultané de systématiques et signal périodique (Voir équations 7.20). Dans le cas de la recherche de signal périodique, seules les parties MIXED et FOUR sont changées. Figure Tirée de Kovács *et al.* (2016)

semble d'observations  $\{x(j, i); j = 1, 2, \dots, L; i = 1, 2, \dots, N\}$ , contenant  $L$  courbes de lumières,

chacune avec  $N$  points de donnée. Ces courbes de lumières sont échantillonnées aux mêmes instants  $\{t(i); i = 1, 2, \dots, N\}$ . En suivant la méthode TFA, on modélise chaque série d'observation comme une combinaison de  $M$  courbes de lumières possédant les mêmes biais et d'une somme de Fourier d'ordre arbitraire  $K/2$ . Pour toutes les observations d'étoiles  $\{y(i); i = 1, 2, \dots, N\}$  (sélectionnés à partir de  $\{x(j, i)\}$ ) à toute fréquence de signal  $f$ , on minimise le résidu  $R$  entre le modèle et les données en suivant une approche standard de moindre carrés.

$$\mathcal{R} = \sum_{i=1}^N (y(i) - \sum_{j=1}^M a_j S(j, i) - \sum_{j=1}^{K+1} b_j F(j, i))^2 \quad (7.20)$$

où  $\{S(j, i); j = 1, 2, \dots, M; i = 1, 2, \dots, N\}$  indique l'ensemble des séries temporelles de même tendance et  $\{F(j, i); j = 1, 2, \dots, K + 1; i = 1, 2, \dots, N\}$  est la représentation en base de Fourier du signal sous-tendu dans les données. En particulier, à chaque instant  $t(i)$ ,  $F(1, i) = 1$ ,  $F(2, i) = \sin(\phi)$ ,  $F(3, i) = \cos(\phi)$ , ...,  $F(K, i) = \sin(K\phi)$ ,  $F(K + 1, i) = \cos(K\phi)$ , avec la phase  $\phi = 2\pi f t(i)$  (et, bien sûr, la référence temporelle pour  $\{t(i)\}$  est arbitraire).

Le principe d'un moindre carré dans les conditions énoncées ici mène à la matrice schématisée dans la figure 7.4. La structure en blocs nous permet de faciliter un calcul autrement très lourd puisqu'il requiert l'inversion de cette matrice à chaque nouvelle fréquence de signal testée. Pour cette raison, Kovács *et al.* (2016) suggère ainsi que l'ajustement simultané d'un signal périodique et de systématiques soit trop coûteux en calcul pour la précision apportée par le modèle total. Un ajustement partiel serait nécessaire comme première approche.

## Résumé du chapitre

- ✓ Diverses méthodes numériques permettent de corriger d'effets systématiques. Certaines méthodes permettent d'améliorer la qualité des courbes de lumière sans se préoccuper de détecter un signal. D'autres prennent en compte l'ajustement de systématiques et de signaux (notamment de transit) en simultané.
- ✓ Il n'est pas clair que l'ajustement simultané d'un signal planétaire et de systématiques est une meilleure solution que l'ajustement de systématiques puis de recherche de signaux planétaires. Quoiqu'il en soit, une fois le signal connu, il est nécessaire d'ajuster l'ensemble des systématiques et des signaux à la fois pour une meilleure caractérisation des courbes de lumière.
- ✓ Nous suggérons que la méthode SYSREM, cas particulier de la méthode PCA, soit modifiable de manière à s'adapter la méthode de spectrophotométrie. Cette adaptation permettrait de corriger d'effets systématiques (atmosphériques et instrumentaux) tout en identifiant un transit inconnu (voir chapitre suivant).



# Chapitre 8

## Une méthode numérique pour ExTrA

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Modèle de systématiques et de transit . . . . .</b>	<b>126</b>
8.1.1	Adaptation à la résolution spectrale et à la recherche de transit . . .	126
8.1.2	Données simulées . . . . .	127
<b>8.2</b>	<b>Résultats sur un transit connu . . . . .</b>	<b>129</b>
8.2.1	Données sans bruits ajoutés . . . . .	129
8.2.2	Ajout de bruit corrélé . . . . .	133
8.2.3	Résolution Spectrale . . . . .	134
<b>8.3</b>	<b>Le cas de GJ1214 . . . . .</b>	<b>137</b>
8.3.1	Identité . . . . .	137
8.3.2	Fabrication des données . . . . .	139
8.3.3	Résultats de l'algorithme . . . . .	144
8.3.4	Résolution spectrale . . . . .	146
<b>8.4</b>	<b>Application aux données de calibrations . . . . .</b>	<b>148</b>
<b>8.5</b>	<b>Cas d'un transit inconnu . . . . .</b>	<b>151</b>
8.5.1	Grille de modèle . . . . .	151
8.5.2	Résultats bruts . . . . .	152
8.5.3	Marginalisation . . . . .	154
8.5.4	Priors . . . . .	156

---

En utilisant la spectrophotométrie, on peut réduire les effets systématiques colorés. La correction est imparfaite mais les systématiques restantes peuvent être traitées numériquement. L'ensemble des missions et des campagnes d'observation pour les transits utilisent une des méthodes numériques présentées dans le chapitre 7. Dans le cadre du projet ExTrA, j'ai étudié ces méthodes et construit un algorithme adapté à la gestion et l'exploitation de la résolution spectrale.

Je présente dans un première temps le modèle utilisé. Puis je m'intéresse aux résultats obtenus sur des données simulées (avec ou sans bruits atmosphériques additionnels, corrélés, dûs à la météo notamment) et en fonction de la résolution spectrale. Nous avons connaissance à priori du temps et de la durée du transit ainsi retrouvé, qui est peu profond et caché dans le bruit de la courbe de lumière sans résolution spectrale. Dans un second exemple, je traite le cas particulier de GJ1214 et du transit de sa planète dont j'ai simulé un transit et dont la détectabilité avec le projet ExTrA est possible sans résolution spectrale.

J'utilise également cette méthode sur des tests photométriques de l'instrument ExTrA réalisés en laboratoire (ces tests sont décrits dans le chapitre 6).

Enfin, j'élargis la méthode à un transit inconnu en terme de temps et de durée en adaptant l'étude faite pour le projet Mearth (Berta *et al.* 2012).

## 8.1 Modèle de systématiques et de transit

À partir des besoins du projet ExTrA de traitement des courbes de lumières en spectrophotométrie, j'ai développé un algorithme itératif de type SYSREM. L'algorithme Systematics Removal a été proposé par Tamuz, O.; Mazeh (2005). Cet algorithme corrige des effets systématiques, supposés linéaires, communs à un ensemble de courbes de lumières et permettant d'atteindre la précision nécessaire pour détecter un transit unique. De plus, la résolution spectrale est aisément intégrable dans sa formulation (voir ci-dessous).

### 8.1.1 Adaptation à la résolution spectrale et à la recherche de transit

**Modèle linéaire d'extinction.** Je reprends la formulation de Tamuz, O.; Mazeh (2005) énoncée dans le chapitre précédent pour décrire les courbes de lumière par leurs effets résiduels  $r_{i,j}$  (équation 7.15). Supposons maintenant que l'on a obtenu des spectres en fonction du temps (i.e. des courbes de lumière différentielle avec la résolution spectrale). Je remplace les indices  $i$  et  $j$  respectivement par  $l$  la longueur d'onde et  $t$  l'époque (ou le temps) dans l'équation 7.15. J'ajoute alors le terme de transit  $T_{l,t}$  et l'équation devient :

$$r_{l,t} = a_l \chi_t + T_{l,t} + Noise \quad (8.1)$$

Pour le transit simulé  $T_t$ , défini indépendant de la longueur d'onde, j'ai utilisé en premier lieu une simple fonction boîte, similaire à celle de l'algorithme BLS, définie par sa position et sa largeur respectivement  $p_E$  et  $p_T$  :

$$T(t) = D \times \begin{cases} -1 & \text{si } |t - p_E| < p_T/2 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (8.2)$$

Le fonctionnement de l'algorithme est fondamentalement identique à la méthode SYSREM. Afin de résoudre l'équation 8.1, je fixe d'abord la largeur et la position de la boîte. Puis j'ajuste, grâce à la formulation matricielle, les coefficients d'extinction  $a_l$  en même temps que la profondeur de transit  $D$ , connaissant les masses d'air  $\chi_t$ . En utilisant ces extinctions, j'ajuste, à partir des mêmes données, les masses d'air et la profondeur de transit. Alors, avec les nouvelles masses d'air, je réajuste les extinctions.

**Modèle quadratique d'extinction.** Selon Tamuz, O.; Mazeh (2005), l'extinction atmosphérique de second ordre est exprimé par une fonction linéaire de la masse d'air (comme dans l'équation 7.15). Ils ajoutent dans leur modèle total un terme quadratique, en  $\chi_t^2$ , qui serait donc un effet atmosphérique d'ordre supérieur. Le modèle que j'ai supposé dans cette thèse présente l'effet de couleur comme une fonction linéaire de la masse d'air dans la mesure où l'on approxime le flux par son développement limité dans une spectrale donnée. Cependant, malgré cette approximation, je présente également ci-après un modèle de systématique avec un terme linéaire et un terme quadratique pour évaluer le gain en précision apporté par l'ajustement d'un effet de couleur de second ordre. Cette version du modèle de systématiques revient à transformer l'équation 8.1 en équation 8.3.

$$r_{l,t} = a_l \chi_t + b_l \chi_t^2 + T_{l,t} + Noise \quad (8.3)$$

Le fonctionnement de l'algorithme, est quant à lui, presque identique à celui précédemment décrit mais possède une différence notable. D'abord, l'algorithme trouve les coefficients  $a_l$  et  $b_l$  en connaissant une estimation des masses d'air  $\chi_t$ . Dans un second temps, on retire la partie quadratique  $b_l \chi_t^2$  à chaque observation  $t$  et à chaque longueur d'onde  $l$  permettant de n'avoir à ajuster que les masses d'air avec la partie linéaire du modèle. On ajuste donc les masses d'air

$\chi_t$  connaissant les extinctions  $a_l$  comme dans la version du modèle linéaire de systématiques. Enfin, une nouvelle étape d'ajustement des coefficients  $a_l$  et  $b_l$  est réalisée avec les nouvelles masses d'air.

### 8.1.2 Données simulées

Pour valider cette approche, j'ai simulé une nuit d'observation quasiment complète contenant le suivi d'un seul champ et donc une seule cible avec son étoile de comparaison. Ces observations contiennent 36 poses de 5 minutes chacune, débutant à la masse d'air minimale de la cible, ici  $\chi = 1.23$ , jusqu'à la masse d'air maximale, ici  $\chi = 2.14$ . L'étoile ciblée est un naine M5 de température photosphérique  $T_{eff} = 2800K$  et de gravité de surface  $\log(g) = 5.0$ . L'étoile de comparaison, quand à elle, est une naine de type K4 avec  $T_{eff} = 4500K$  et  $\log(g) = 4.5$ . Les spectres stellaires que j'ai utilisés sont produits par la grille de modèles NextGen (Allard *et al.* 1998). J'ai utilisé une métallicité solaire dans cette étude.

Les spectres de transmission atmosphérique sont simulés grâce au *Sky Model Calculator* à masse d'air  $\chi = 1$  et pour une quantité de vapeur d'eau médiane pour la saison sur le site de Paranal au Chili ( $PWV = 2.5mm$ ). En multipliant la transmission atmosphérique par les spectres de la grille de modèles, on obtient le spectre transmis par l'atmosphère. Ces spectres à l'origine de l'ensemble des simulations suivantes sont présentées dans la figure 8.1. Le cube de donnée est montré en figure 8.2. J'y ai placé un transit d'une durée de 30 minutes et avec une profondeur  $D_f$  de  $0.01\%^1$  sur des observations dans la bande  $[0.8-1.6]\mu m$ .

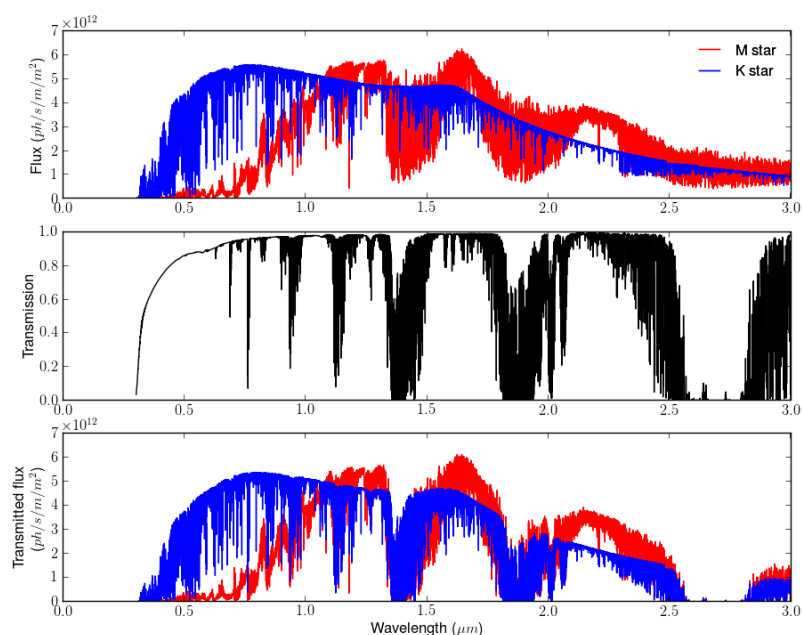


FIGURE 8.1 – En haut: Spectres d'une naine M ( $T_{eff} = 2800K$ ) et d'une naine K ( $T_{eff} = 4500K$ ), dans le visible et l'infrarouge proche (de  $0.3$  à  $3 \mu m$ ), tirés de la grille de modèles NextGen. La résolution spectrale est de 5000. La magnitude des étoiles est de  $J=9$ . Au milieu: Spectre de transmission atmosphérique du Sky Model Calculator, ici à  $\chi = 1$ . La résolution est de 20000. En bas: Spectres transmis à  $\chi = 1$  à la résolution des spectres NextGen (résolution la plus basse).

1. Un transit de  $0.01\%$  correspond à une valeur en magnitude de  $D[mag] = 1.0858 \cdot 10^{-4}$ .  $D[mag] = 2.5 \cdot \log(\frac{1}{1-D_f})$



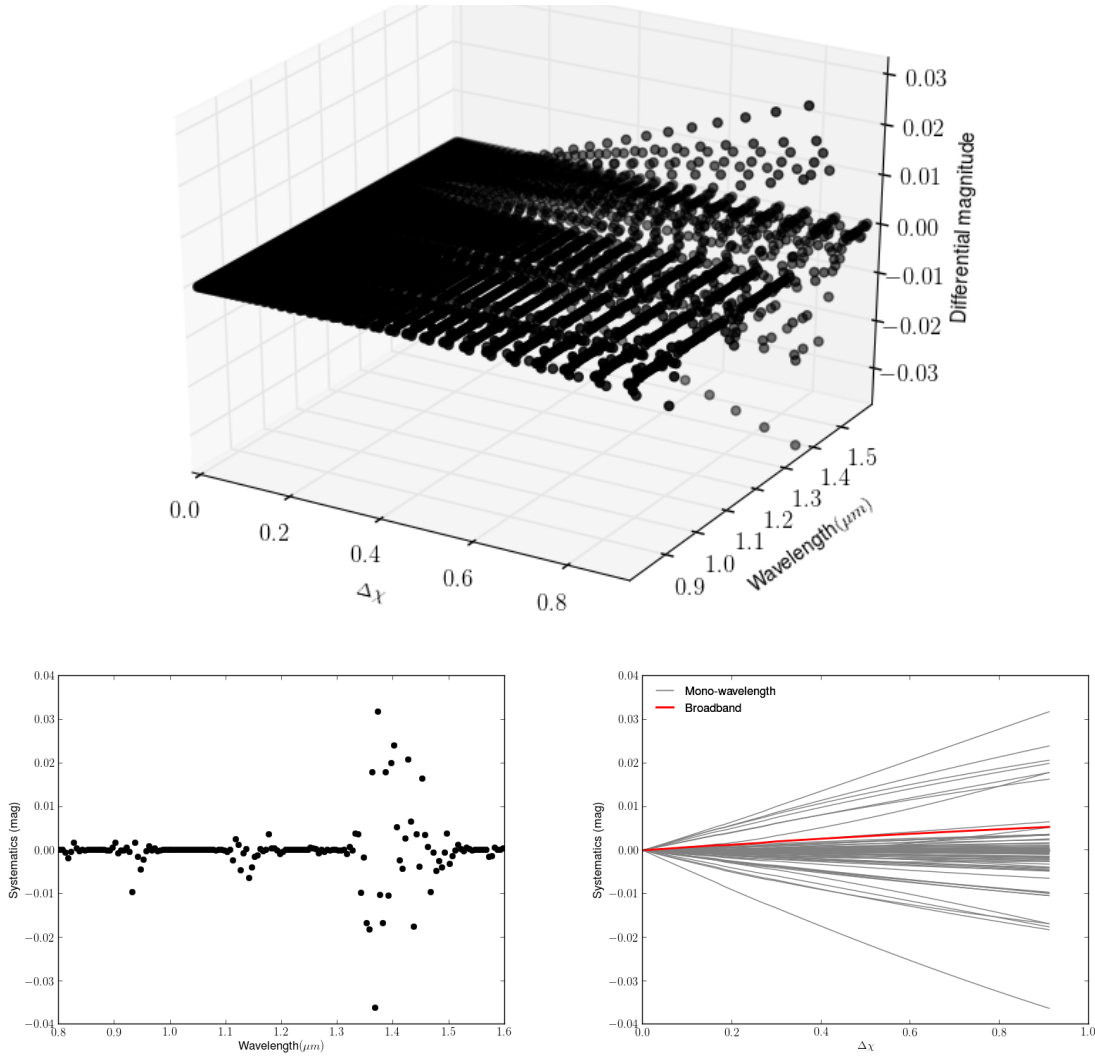


FIGURE 8.2 – **En haut** : Cube de données dans la bande  $[0.8-1.6]\mu m$  avec un transit de profondeur  $D = 0.01\%$  centré temporellement. Cela consiste en 36 poses de 5 minutes chacune, se suivant, durant une nuit d'observation. La cible se trouve à masse d'air minimale au début des observations et bas sur l'horizon à la fin des observations (de  $\chi = 1.23$  à  $\chi = 2.14$ ). La courbe de lumière est rapportée à la courbe à masse d'air minimale. **En bas à gauche** : Projection de la dernière pose à  $\Delta\chi = 0.91$ . Permet de constater quels sont les canaux spectraux avec l'effet de couleur le plus fort, comme cela a été souligné dans les chapitres précédents, l'effet de couleur est le plus important dans les bandes de l'eau autour de  $0.92\mu m$ ,  $1.17\mu m$  et entre  $1.35\mu m$  et  $1.53\mu m$ . **En bas à droite** : Projection du cube sur l'axe  $\Delta\chi$ . On y voit la relation entre l'effet de couleur et la différence de masse d'air. On y voit aussi que l'effet de couleur est de  $\sim 5 \cdot 10^{-3} mag$  pour  $\Delta\chi = 0.91$ , ce qui est supérieur à la millimagnitude que l'on voudrait atteindre. C'est une valeur moyenne vis à vis de l'ensemble des systématiques des canaux spectraux composant la bande totale (pouvant aller de quelques  $10^{-4} mag$  à  $3 \cdot 10^{-2} mag$  pour le même  $\Delta\chi$ ).

## 8.2 Résultats sur un transit connu

### 8.2.1 Données sans bruits ajoutés

Dans un premier temps, j'utilise les données simulées ci-dessus. Sur la figure 8.3, je compare un ajustement linéaire et un ajustement quadratique sur la courbe de lumière large bande. Je montre également la courbe de systématiques en pondérant chaque canal par le rapport signal à bruit. On constate que l'effet de couleur en bande large est environ un ordre de grandeur plus grand qu'en utilisant l'information spectrale. D'autre part, l'ajustement linéaire sur la courbe en bande large est peu précis. La dispersion des résidus est plus importante que pour la courbe de lumière obtenue en pondérant chaque canal spectral par son SNR. De plus, les paramètres ajustés du transit sont différents de ceux du transit introduit dans les données. C'est en revanche bien plus précis avec le modèle quadratique qui apparaît comme un meilleur modèle pour l'effet de couleur. Les résidus sur le modèle sont de seulement quelques  $10^{-3} mag$ . La profondeur du transit retrouvé est de  $1.1 \cdot 10^{-2} \%$ , ce qui est proche de la réelle valeur de  $10^{-2} \%$ . J'appuie ce constat en comparant les  $\chi^2$  de l'ajustement linéaire et quadratique :  $\chi_{lin}^2 = 2153.59$  contre  $\chi_{quad}^2 = 13.1$ .

Comment ajuster la courbe de transit en utilisant la résolution spectrale ? J'ai comparé

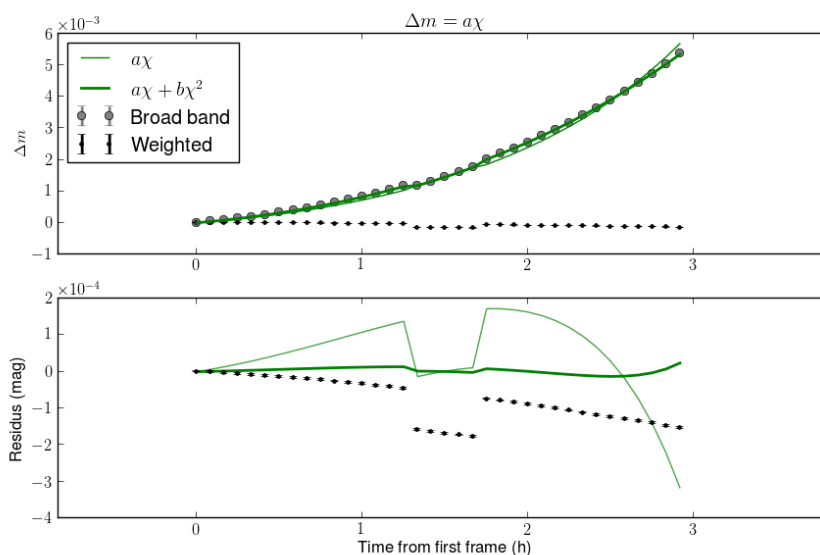


FIGURE 8.3 – **En haut** : Magnitude différentielle en bande large et magnitude différentielle en sommant les contributions de chaque canal pondérées par le SNR. Les courbes vertes sont l'ajustement linéaire de l'effet de couleur et l'ajustement de l'effet de couleur d'ordre 2. **En bas** : Résidus de l'ajustement.

un ajustement simple sur la courbe de lumière pondérée et l'ajustement avec l'algorithme que j'ai développé, c'est à dire ajuster chaque canal indépendamment avant de regrouper les canaux spectraux. Le résultat est résumé par la figure 8.4. Sur cette figure, on y voit la courbe de lumière différentielle pondérée par le SNR ainsi que l'ajustement d'un modèle linéaire et quadratique de l'équation 8.1 et 8.3 respectivement, sur la courbe pondérée (en bleu). Les ajustements en utilisant l'algorithme sont représentés par les courbes rouges. L'ajustement linéaire avec l'algorithme est meilleur que l'ajustement linéaire sur la courbe de lumière pondérée ( $\chi^2 = 4.8$  et  $\chi^2 = 18.1$  respectivement). Un ajustement quadratique est plus précis, comme on a pu le voir précédemment sur la courbe de lumière en bande large. Leur  $\chi^2$  sont respectivement 0.06 et 0.56 pour un ajustement avec l'algorithme itératif et un ajustement sur la courbe pondérée. Il est inhabituel de rencontrer des valeurs de  $\chi^2$  inférieures à 1. Il

se pourrait que nous utilisions trop de paramètres par rapports aux données à ajuster. Comment ? Ici, le type d'ajustement est doublement particulier et est à l'origine de ces valeurs. La courbe pondérée est construite comme une somme de l'ensemble des canaux spectraux avec un poids spécifique correspondant au rapport signal sur bruit. L'erreur photométrique sur chaque point de cette courbe de lumière est pris identique à l'erreur faite en sommant le flux sur la totalité de la bande. Nous avons donc affaire à une courbe pondérée dont chaque point est associé à une erreur plus grande que la dispersion des points, ce qui peut engendrer des valeurs de  $\chi^2$  inférieures à 1 simulant un ajustement avec plus de paramètres que nécessaire. D'un autre côté, le  $\chi^2$  réduit de l'ajustement sur les données de spectrophotométrie est également inférieur à 1. Tamuz, O. ; Mazeh (2005) n'utilisait pas cette mesure pour démontrer l'efficacité de leur algorithme, cependant, cela reste une mesure indicative qui nous permet de supposer que l'erreur sur chaque point est trop élevé par rapport au signal que l'on veut mettre à jour causant ainsi ces valeurs de  $\chi^2$ . Dans la suite de ces simulations, je reprends ces valeurs de  $\chi^2$  à titre indicatif tout en gardant la mesure des résidus de l'ajustement et leur dispersion comme une meilleure preuve de l'efficacité de l'algorithme.

Sur la figure apparaît également les résidus de l'ajustement dans les différents cas cités ici. Je signale l'ajustement de l'algorithme par l'indice  $l$  sur les extinctions afin de montrer que les extinctions sont ajustées indépendamment dans chaque canal spectral. Les résidus de l'ajustement avec l'algorithme sont calculés comme une somme des résidus de l'ensemble des canaux spectraux pondérée par l'inverse de l'écart-type de chaque mesure (équation 8.4). On peut observer à nouveau que le modèle quadratique est meilleur que le modèle linéaire mais également qu'utiliser un ajustement simultané des divers canaux spectraux améliore la précision sur la courbe de lumière totale corrigée. Les résidus et les  $\chi^2$  de ces ajustements en sont l'illustration (voir la figure 8.5).

$$r_t = \frac{1}{\sum_l \frac{1}{\sigma_{lt}}} \sum_l \frac{r_{lt}^{(1)}}{\sigma_{lt}} \quad (8.4)$$

Concernant le transit, avec le modèle linéaire, on trouve une profondeur de transit de  $1.01 \cdot 10^{-2}\% \pm 10^{-4}\%$ . La profondeur de transit et l'extinction de second ordre sont des paramètres corrélés, ce qui explique qu'il puisse y avoir une différence entre le transit introduit dans les données et celui retrouvé. Cela explique également qu'il y ait une trace du transit dans les résidus de l'ajustement. En ce qui concerne le modèle quadratique, la valeur de la profondeur de transit est légèrement plus proche de la valeur réelle que celle du modèle linéaire mais tout aussi précise :  $1.001 \cdot 10^{-2}\% \pm 10^{-4}\%$ . On a déjà une première intuition selon laquelle le modèle quadratique n'apporte pas une précision largement meilleure par rapport au modèle linéaire. Nous allons vérifier cette idée ci dessous en simulant des courbes de lumière plus réaliste, contenant un bruit rouge correspondant aux variations atmosphériques au dessus du télescope.

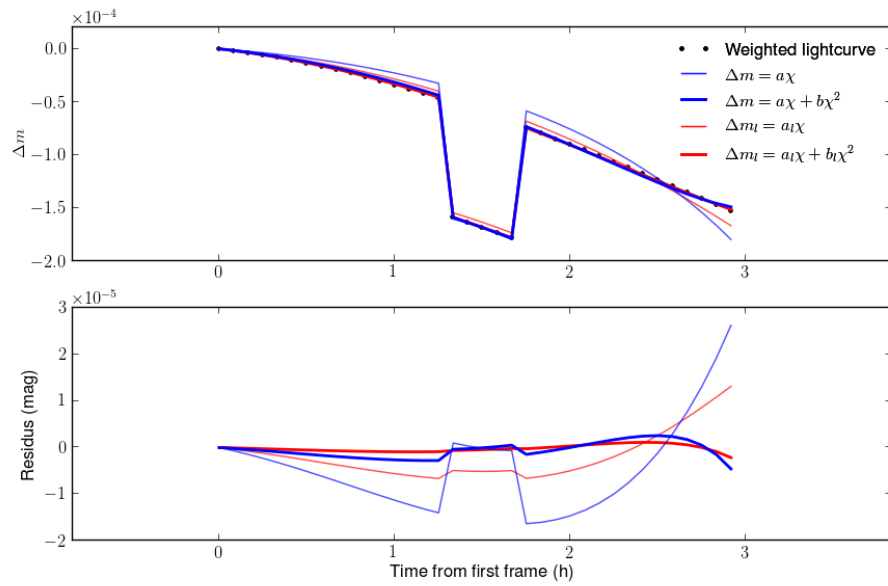


FIGURE 8.4 – **En haut**: Magnitude différentielle en bande large pondérée par le SNR dans chaque canal spectral. Les courbes bleues représentent l’ajustement du modèle linéaire et quadratique sur la courbe pondérée. Les courbes rouges sont l’ajustement linéaire et quadratique avec l’algorithme (c’est-à-dire un ajustement dans chaque canal spectral indépendamment). Les deux modèles ajustent également le transit dont la position et la durée sont ici fixes et correspondant au transit introduit dans les données. **En bas**: En bleu, les courbes pondérées auxquelles on a retiré le modèle linéaire et quadratique respectivement. En rouge, les courbes pondérées auxquelles on a retiré les résidus de notre méthode avec un modèle linéaire et quadratique de systématiques (Equation 8.4).

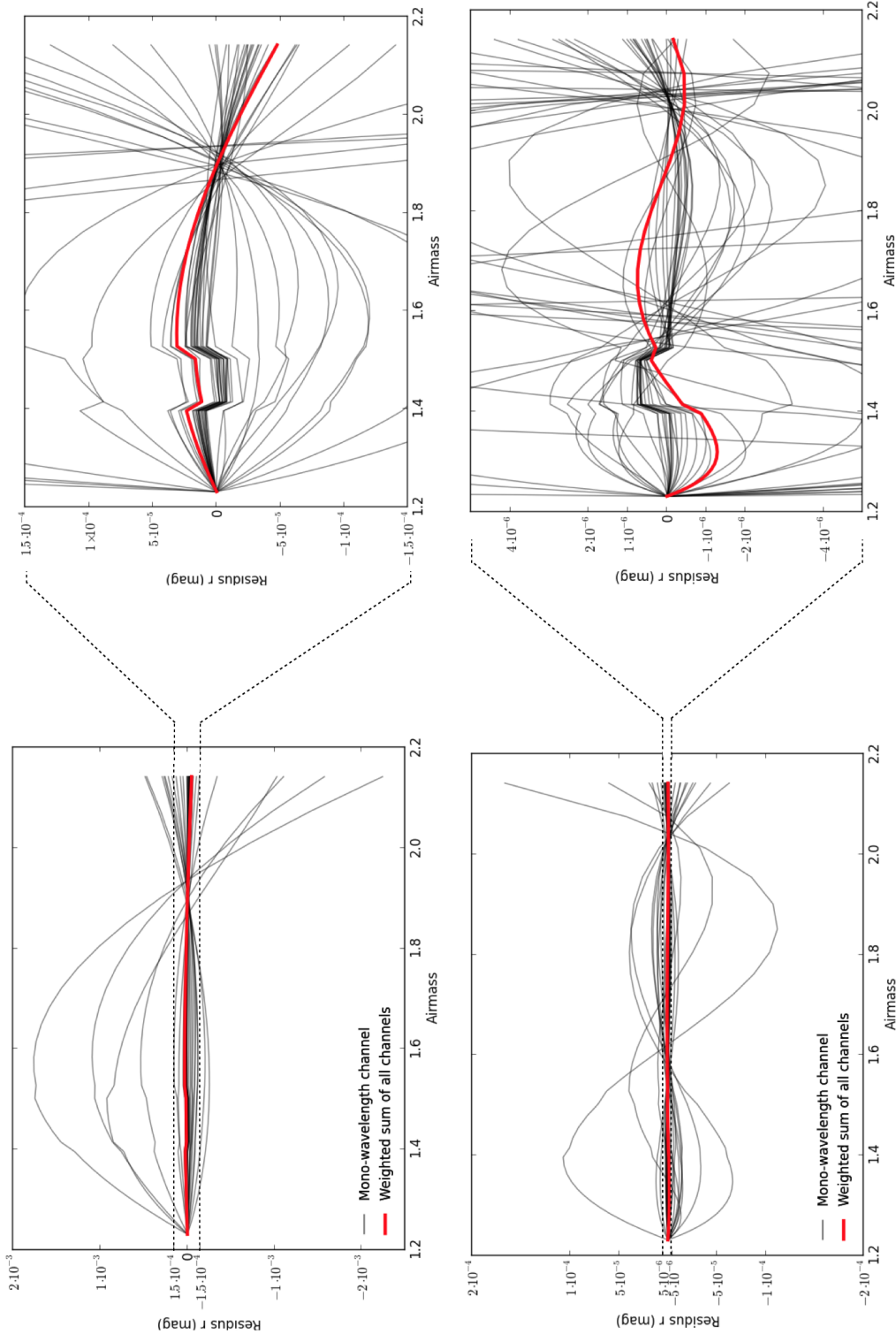


FIGURE 8.5 – Résidus du modèle linéaire et du modèle quadratique de systématique. À gauche: Ensemble de 40 canaux spectraux afin de ne pas surcharger la visualisation ainsi que la somme pondérée des résidus de l’ajustement en fonction de la masse d’air. À droite: Zoom autour de la courbe de somme pondérée. Ici sont comparés les résidus de l’ajustement linéaire avec les résidus de l’ajustement quadratique. On observe une dépendance en longueur d’onde des résidus en fonction du temps. Les courbes sont largement distribuées sur un amplitude maximale de quelques  $10^{-3}mag$  avec le modèle linéaire et quelques  $10^{-4}mag$  avec le modèle quadratique. La courbe de lumière recomposée, c’est-à-dire après avoir dégradé la résolution à nouveau, est représentée par la courbe rouge (équation 8.4), d’une amplitude de  $5 \cdot 10^{-5}$  avec le modèle linéaire et  $2 \cdot 10^{-6}$  avec le modèle quadratique.

## 8.2.2 Ajout de bruit corrélé

Dans des séries d'observations depuis le sol en photométrie, certains bruits sont corrélés. Des conditions atmosphériques, au suivi du télescope, à des erreurs de champ plat, les corrélations peuvent être d'origines multiples. Dans le parler de l'analyse de signaux, le bruit photométrique est "rouge" avec des composantes en basses fréquences. J'ai montré dans le chapitre 4 la figure 4.1 tirée de Pont *et al.* (2006) comme exemple de courbe de lumière réelle possédant un bruit corrélé de l'ordre de la millimagnitude.

Cumulé à l'effet de couleur dû à la variation de la ligne de visée et donc de la masse d'air, d'autres variations atmosphériques peuvent causer une variation de masse d'air effective et donc un bruit corrélé lors d'une série d'observation. À partir de la simulation précédente, pour tenir compte de variations atmosphériques supplémentaires et non-contraintes, j'ai ajouté un bruit rouge artificiel sur la masse d'air. Ce bruit corrélé est décrit par l'équation 8.5.

$$\chi_{\frac{1}{f}} = \chi + \sum_i \frac{\alpha}{f_i} \sin(2\pi f_i) \quad (8.5)$$

Il s'agit d'un bruit proportionnel à l'inverse de la fréquence où le coefficient  $\alpha$  est choisi dans le but de créer un bruit de l'ordre de la millimagnitude. De nouvelles données ont alors été créées (figure 8.6).

Le résultat de l'ajustement correspondant à ces données est présenté dans la figure 8.7. De la même manière que dans le paragraphe précédent, j'ai rassemblé dans une même figure la courbe de lumière pondérée, les ajustement linéaire et quadratique sur cette courbe unique et les ajustement linéaire et quadratique en utilisant l'algorithme. Le bénéfice de la méthode utilisée ici est largement exposé. En effet, que ce soit avec un modèle linéaire ou quadratique, la précision de l'ajustement est grandement amélioré parce que le bruit rouge est corrigé par cette méthode itérative. En chiffre, il s'agit d'une amélioration du  $\chi^2$  de  $\chi^2 = 47.6$  et  $\chi^2 = 22.6$  pour un ajustement linéaire et quadratique respectivement sur la courbe pondérée. Avec l'algorithme, les  $\chi^2$  correspondants sont de 4.9 et 0.24. Si l'on observe les résidus de l'ajustement sur la bande totale, en coadditionnant tous les canaux spectraux, on observe une dispersion de  $\sim 0.5 \cdot 10^{-3}\%$  pour l'ajustement quadratique contre  $\sim 2 \cdot 10^{-3}\%$  pour l'ajustement linéaire.

Concernant le transit, à nouveau, l'algorithme est assez précis puisqu'il permet de retrouver la profondeur de  $10^{-2}\%$  à  $10^{-4}\%$  près que ce soit avec le modèle linéaire ou le modèle quadratique. L'algorithme retrouve bien le transit et corrige des systématiques à l'échelle de la submillimagnitude. Ces valeurs de transit correspondent à une planète de la taille de Mercure transitant une naine M de  $0.25R_{\oplus}$ , ce qui nous conforte à ce stade dans notre capacité à trouver des planètes de la taille de la Terre autour de naines M. Ce n'est en revanche pas clair si l'amélioration de la précision par réduction de l'effet systématique suffira étant donné les autres sources de bruit comme le bruit de détecteur et de fond de ciel dominant pour les étoiles les plus faibles ( $J > 10$ ) et par la scintillation dominante pour les étoiles plus brillantes que  $J = 10$ .

En conclusion de ce paragraphe, j'aimerais rappeler que le modèle quadratique d'effet de couleur semble plus approprié que le modèle linéaire, ce qui était attendu en raison du développement de Taylor du flux dans une bande finie de longueur d'onde. En présence de bruit rouge dans les données spectrophotométriques, l'algorithme permet de corriger ce bruit jusqu'à obtenir une courbe de lumière la plus "plate" possible, de l'ordre de quelques  $10^{-6} mag$  pour un modèle quadratique, que ce soit avec ou sans bruit rouge (ici le bruit rouge est construit à partir d'un bruit blanc d'amplitude  $5 \cdot 10^{-2}$  sur la masse d'air initiale).

D'un autre côté, multiplier les ordres dans la fonction de systématique allourdi largement l'algorithme en fonction de l'ordre voulu mais surtout de la résolution spectrale via le nombre de canaux spectraux indépendant à ajuster. Il faut donc considérer le modèle le plus simple permettant d'ajuster les transits que nous voulons découvrir. D'après ces résultats, le modèle linéaire est suffisant pour détecter un transit d'une Mercure autour d'une naine M de  $0.25R_{\oplus}$ .

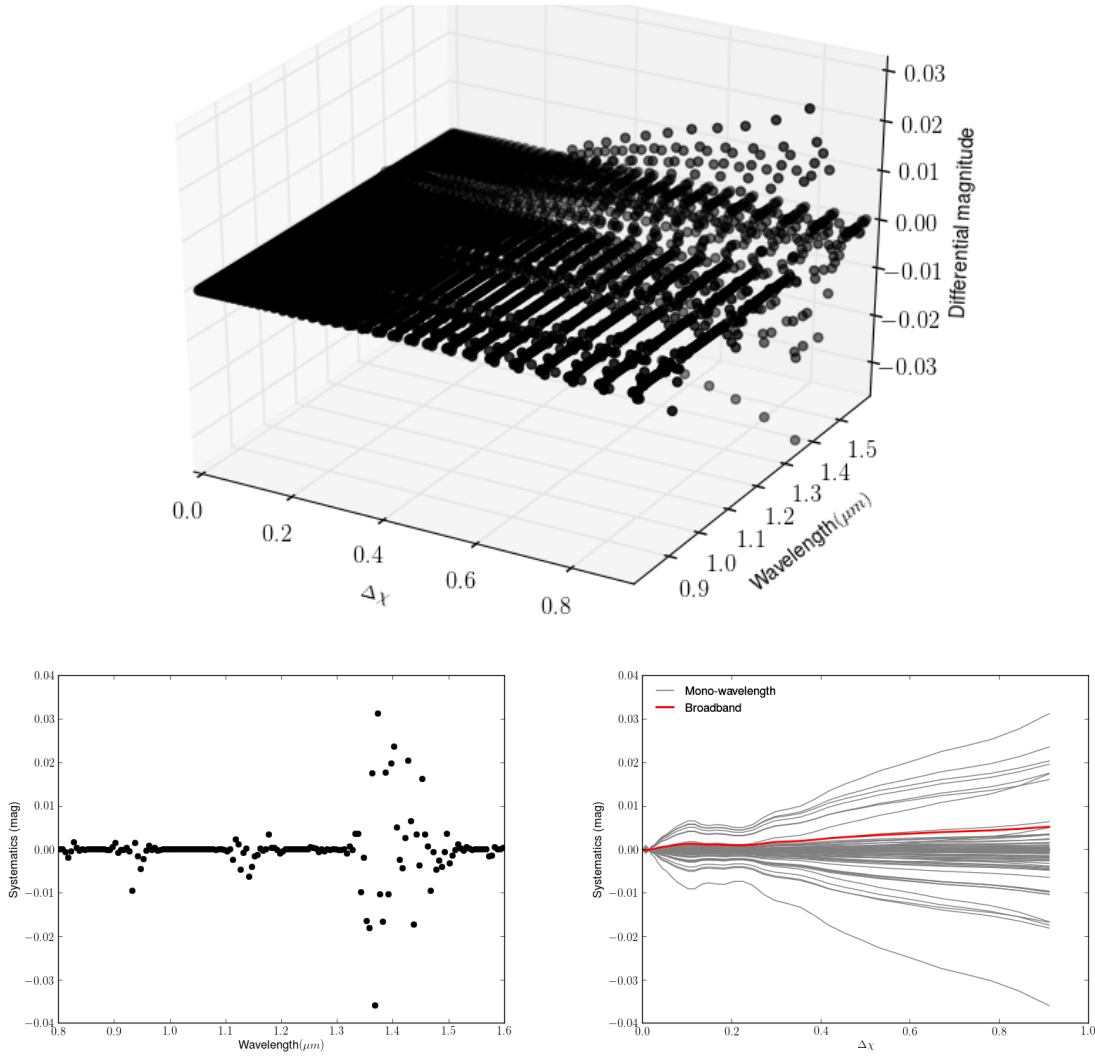


FIGURE 8.6 – En haut : Cube de données identique au précédent dans la bande  $[0.8-1.6]\mu\text{m}$  avec un transit de profondeur  $D = 0.01\%$  centré temporellement. Les variations climatiques au dessus du télescope sont simulés avec un bruit rouge, c'est à dire corrélé en  $f^{-1}$  sur la masse d'air. En bas à gauche : Projection de la dernière pose à  $\Delta\chi = 0.91$ . En bas à droite : Projection du cube sur l'axe  $\Delta\chi$  ainsi que la courbe large bande en rouge.

### 8.2.3 Résolution Spectrale

Ces simulations ont été faites à résolution  $\sim 200$ , correspondant à la résolution du projet ExTrA. Cependant, je me suis demandé si la résolution spectrale (via le nombre de canaux spectraux) pouvait influencer la qualité et la précision de l'ajustement du transit. Factuellement, meilleure est la résolution, plus grand est notre échantillon de courbes de lumières (plus de canaux spectraux nous avons) et plus nous devons ajuster de coefficients d'extinctions. Pour des résolutions allant de  $R = 5$  à  $R = 650$ , de basse à moyenne résolution, j'ai ajusté un transit connu ( $D = 10^{-4}\text{mag}$ , centré dans les données) ainsi que l'effet de couleur linéaire ou quadratique avec la masse d'air. À chaque résolution, les résidus sur la bande spectrale totale sont calculés en coadditionnant les résidus sur l'ensemble des canaux spectraux (équation 8.4). J'ai évalué la dispersion de ces résidus de la manière suivante : J'ai d'abord déterminé une courbe de résidus moyens. Puis j'ai calculé la racine de la somme quadratique des écarts au résidu moyen. Sur le haut de la figure 8.8 est montrée cette quantité pour les quatres cas considérés ci dessus : avec ou sans bruit rouge sur la masse d'air et pour un ajustement linéaire ou

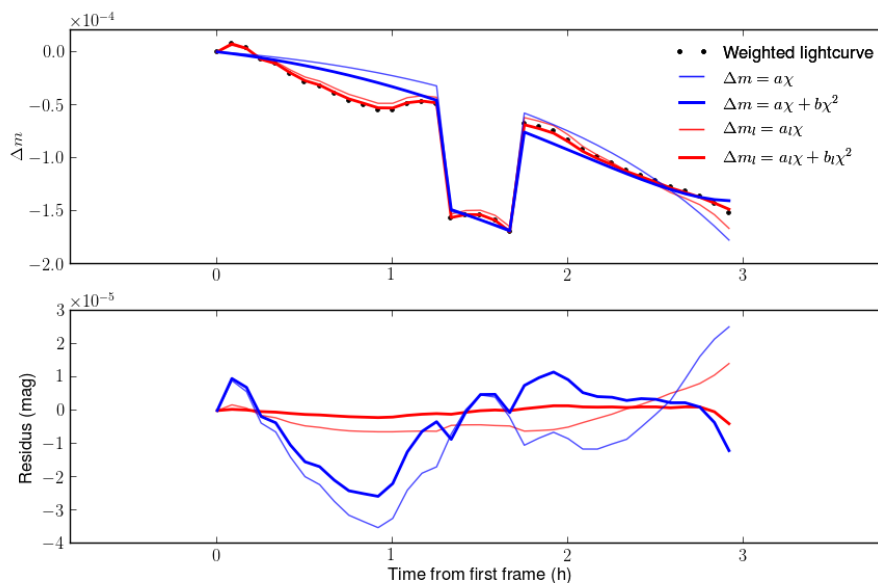


FIGURE 8.7 – **En haut**: Magnitude différentielle en bande large pondérée par le SNR dans chaque canal spectral. Les courbes bleues représentent l’ajustement du modèle linéaire et quadratique sur la courbe pondérée. Les courbes rouges sont l’ajustement linéaire et quadratique avec l’algorithme (c’est-à-dire un ajustement dans chaque canal spectral indépendamment). Les deux modèles ajustent également le transit dont la position et la durée sont ici fixes. **En bas**: En bleu, les courbes pondérées auxquelles on a retiré le modèle linéaire et quadratique sur la courbe de lumière pondérée. En rouge, les courbes pondérées auxquelles on a retiré les résidus de notre algorithme avec un modèle linéaire et quadratique de systématiques (Equation 8.4).

quadratique de l’effet systématique. Tout d’abord, on peut dire que la dispersion des résidus est toujours inférieur à  $10^{-4} \text{ mag}$  quelque soit la résolution. On observe aussi que l’ajustement linéaire abouti à des dispersions de résidus plus importantes que pour un ajustement quadratique à moyenne résolution. Au contraire, pour de très basses résolutions ( $R < 10$ ), cette tendance s’inverse. L’absence de bruit rouge correspondant à des variations atmosphérique permet d’obtenir de meilleurs dispersions et donc à priori de meilleurs résultats d’ajustement.

Concernant le transit, identique dans les différentes bandes spectrales, augmenter la résolution spectrale le contraint mieux. En effet, on observe sur le bas de la figure 8.8 que le transit introduit dans les données est retrouvé à la précision de mesure près lorsque la résolution est supérieure à  $R = 20$ . Le modèle quadratique semble le meilleur quelque soit les conditions climatiques. On confirme également que le modèle linéaire ajuste très légèrement mieux le transit sur des données sans bruit rouge. Cette différence n’est en soit pas notable ce qui nous permet de conclure que l’algorithme semble fonctionner avec précision pour corriger de bruit rouge dans les courbes de lumière en utilisant l’information spectrale et le fait que le transit est identique dans tous les canaux spectraux.

Enfin, d’autres bruits ne seront pas corrigés par ces traitements numériques comme la scintillation. L’amplitude de ces autres erreurs limitera la détection à ce niveau de précision. Pour rappel, avec la résolution et les paramètres de l’instrument et du site du projet ExTrA, la scintillation reste autour de  $10^{-2}\%$  (le budget d’erreur est montré en figure 6.3).



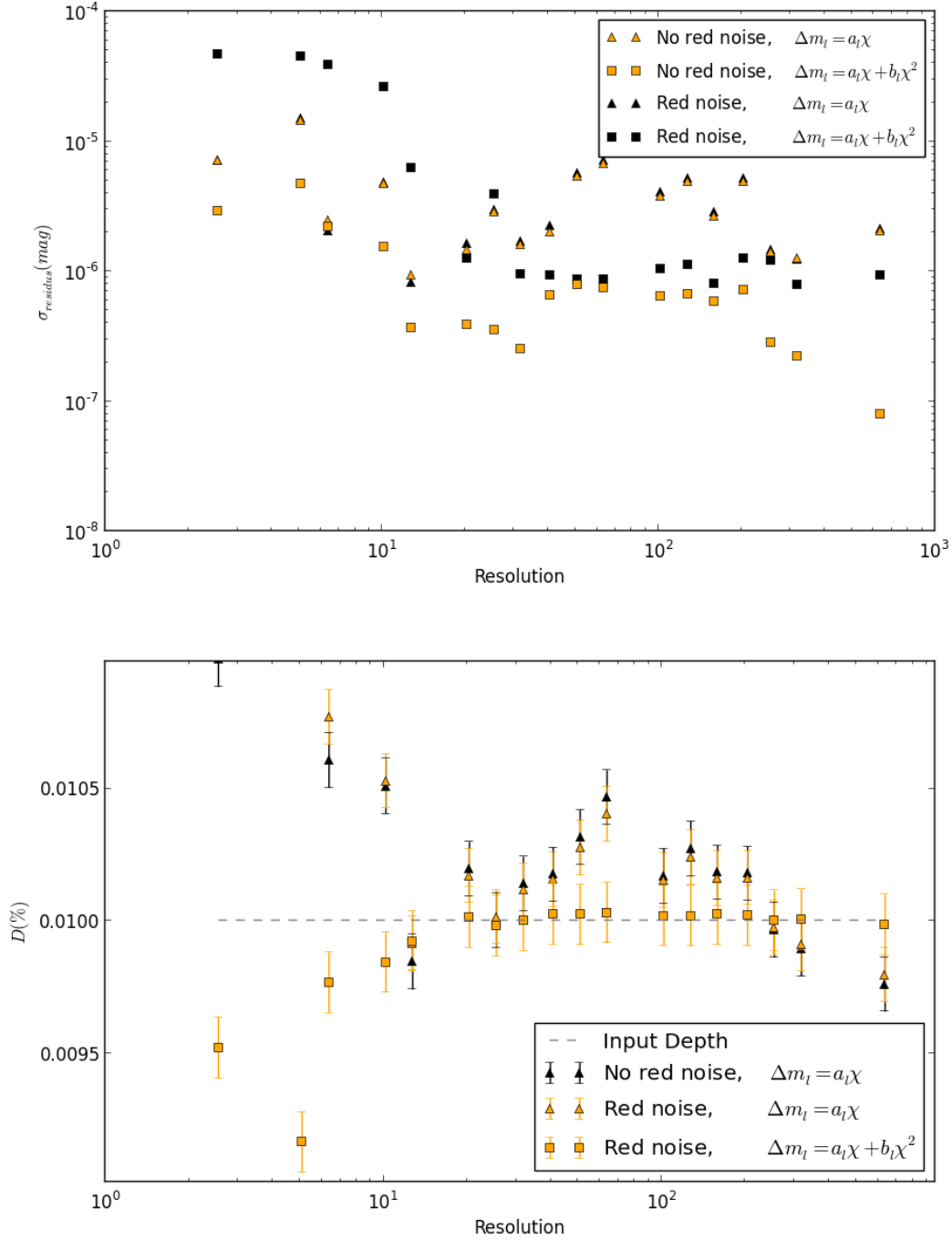


FIGURE 8.8 – **En haut** : Dispersion des résidus de l’ajustement en fonction de la résolution spectrale pour des modèles linéaire et quadratique d’effet de couleur et en présence d’un bruit rouge dans les données ou non. **En bas** : Profondeur de transit ajusté exprimé en pourcentage de perte de flux en fonction de la résolution spectrale des données obtenues (c’est-à-dire du nombre de canaux spectraux). Les mêmes modèles que sur la figure du haut sont présent. Le modèle quadratique sur des données sans bruit rouge est sensiblement identique au modèle quadratique sur des données avec bruit rouge, c’est pourquoi il n’est pas représenté explicitement. De même, il s’agit d’un zoom et certaines valeurs à très basse résolution sont hors cadre.

## 8.3 Le cas de GJ1214

### 8.3.1 Identité

#### Étoile hôte

GJ1214 est une naine M ( $R_s = 0.2110 \pm 0.0097$ ) proche (13pc) et brillante ( $K = 8.8\text{mag}$ ). Faisant partie du catalogue 2MASS puis observée par le projet Mearth, elle a fait partie des cibles les plus prometteuses pour la recherche de transits autour de naines M. La masse stellaire a été calculée à partir de la distance parallactique de  $12.95 \pm 0.9$  pc observée par van Altena *et al.* (1995) et de la brillance en bande K. Une relation empirique établie par Delfosse *et al.* (2000) entre la masse stellaire et la magnitude en bande K permet de l'estimer. Une autre relation empirique permet, à partir de la couleur I-K observée, d'estimer la correction bolométrique et donc la luminosité stellaire ainsi que la température de l'étoile en supposant le rayon stellaire (table 8.1). La parallaxe et les paramètres stellaires ont été raffinés par Anglada-Escudé *et al.* (2013). En parallèle de cette étude, l'article de Newton *et al.* (2014) a permis de déterminer le type spectral en étudiant, via les vitesses radiales, la métallicité d'un grand nombre de naines M proches (GJ1214 est de type M4.5). Ce paramètre nous permet via le modèle stellaire, d'estimer l'ensemble des autres paramètres stellaires comme la masse, la densité, la température, permettant finalement une meilleure précision sur les paramètres planétaires.

#### GJ1214b

La découverte de GJ1214b comme première découverte par le projet Mearth (Charbonneau *et al.* (2009)) a permis de franchir un nouveau pas dans le domaine de la recherche de planètes telluriques puisqu'elle a été la plus proche planète similaire à la Terre. Bien que dans le régime des planètes telluriques, sa période étant de 1.6 jours la rend trop chaude pour être habitable. De plus, non seulement Mearth a pu estimer la taille de la planète ( $2.678 \pm 0.130R_\oplus$ ), mais la cible a été suivie en vitesse radiale avec l'instrument HARPS. Cette étude a permis de placer cette planète dans le diagramme masse-rayon et d'estimer des compositions possibles (voir figure 8.9). GJ1214b aurait un coeur dominée par de l'eau mais il est également probable qu'elle possède un corps rocheux plus lourd et une enveloppe conséquente de gaz.

En tant que première planète de taille accessible à la caractérisation de son atmosphère, GJ1214b s'est vu attribuée un grand nombre d'études théoriques (e.g. Miller-Ricci et Fortney 2010; Rogers et Seager 2010; Nettelmann *et al.* 2011; Menou 2012; Miller-Ricci Kempton *et al.* 2012; Valencia *et al.* 2013; Kataria *et al.* 2014; Mbarek et Kempton 2016). Elle a fait l'objet de multiples observations, que ce soit depuis le sol (Bean *et al.* (e.g. 2010), 2011, Carter *et al.* (2011); Berta *et al.* (2011); Kundurthy *et al.* (2011); Croll *et al.* (2011); Crossfield *et al.* (2011); de Mooij *et al.* (2012); Teske *et al.* (2013); Narita *et al.* (2013); Cáceres *et al.* (2014); Wilson *et al.* (2014); Rackham *et al.* (2017)) ou depuis l'espace (Désert *et al.* 2011; Berta *et al.* 2012). GJ1214 a également été observée dans les rayons X (Lalitha *et al.* 2014) afin de mieux connaître l'activité stellaire et son impact sur l'environnement planétaire.

C'est une cible de choix pour être étudiée en priorité avec la méthode de spectrophotométrie à moyenne résolution, de part la luminosité et le type de l'étoile qui rend la méthode efficace en terme de correction de systématiques. Nous avons également accès à des paramètres stellaires et planétaires assez précis qui font de cette cible un bon test de notre méthode.

Paramètres	Unité	Valeur
<b><i>Système</i></b>		
Période orbitale $P$	jour	$1.5803925 \pm 0.0000117$
Rapport de rayon étoile-planète $R_s/R_p$		$0.1162 \pm 0.00067$
Demi-grand axe rapporté à la taille de l'étoile $a/R_s$		$14.66 \pm 0.41$
Paramètre d'impact $b$		$0.354^{+0.061}_{-0.082}$
Inclinaison de l'orbite $i$	degrés	$88.62^{+0.35}_{-0.28}$
Semi-amplitude vitesse radiale $K$	m/s	$12.2 \pm 1.6$
Excentricité orbitale		$< 0.27$
Masse stellaire $M_s$	$M_\odot$	$0.157 \pm 0.019$
Rayon stellaire $R_s$	$R_\odot$	$0.2110 \pm 0.0097$
Densité stellaire $\rho_s$	$kg/m^3$	$23900 \pm 2100$
Gravité de surface stellaire $log(g)$		$4.991 \pm 0.029$
Parallaxe stellaire	<i>mas</i>	$77.2 \pm 5.4$
<b><i>Photometrie stellaire</i></b>		
V	<i>mag</i>	$15.1 \pm 0.6$
I	<i>mag</i>	$11.52 \pm 0.10$
J	<i>mag</i>	$9.750 \pm 0.024$
H	<i>mag</i>	$9.094 \pm 0.024$
K	<i>mag</i>	$8.782 \pm 0.020$
Luminosité stellaire $L_s$	$L_\odot$	$0.00328 \pm 0.00044$
Température effective de l'étoile $T_{eff}$	<i>K</i>	$3026 \pm 130$
<b><i>Paramètres planétaires</i></b>		
Rayon planétaire $R_p$	$R_\oplus$	$2.678 \pm 0.130$
Masse planétaire $M_p$	$M_\oplus$	$6.55 \pm 0.98$
Densité planétaire $\rho_p$	$kg/m^{-3}$	$1870 \pm 400$
Gravité de surface planétaire $g_p$	$m/s^2$	$8.93 \pm 1.30$
Température de surface planétaire $T_{eq}$	<i>K</i>	
Supposant un albedo de Bond de 0		555
Supposant un albedo de Bond de 0.75		393

TABLE 8.1 – Résumé des paramètres de l'étoile GJ1214 et de la planète GJ1214b.

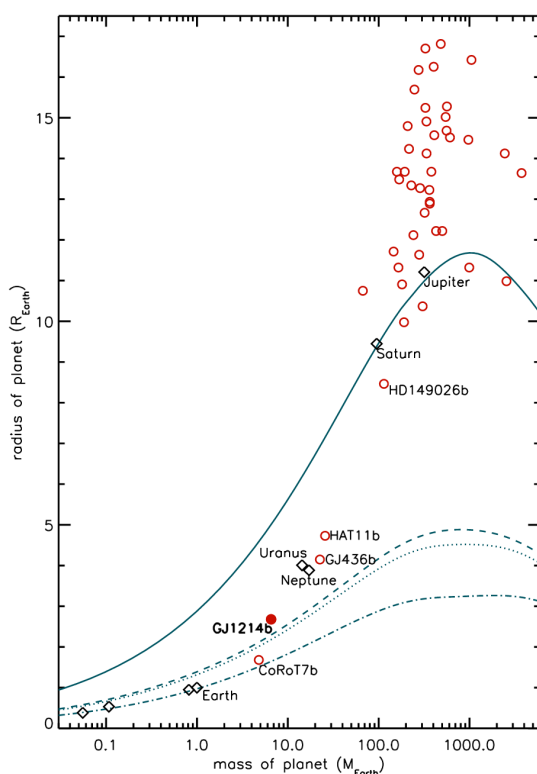


FIGURE 8.9 – Masses et rayons de planètes transitant. GJ1214b est montrée par un cercle plein rouge (l’incertitude de  $1\sigma$  correspond à la taille du symbole), et les autres planètes transitant connues à l’époque de cette découverte (2009) sont montrées par des cercles rouges vides. Les huit planètes du système solaire sont figurées par des losanges noirs. Les rayons prédits en fonction de la masse ont été calculés en supposant une composition de H/He (ligne pleine),  $H_2O$  pur (ligne tiret), un hypothétique monde majoritairement aqueux (75%  $H_2O$ , 22%  $Si$  et 3%  $Fe$  pour le coeur ; ligne de points) et une composition terrestre (67.5%  $Si$  pour le manteau et un coeur de fer avec 32.5% ; ligne point-tiret). Le rayon de GJ1214b indique qu’elle a probablement une enveloppe conséquente de gaz. Figure tirée de Charbonneau *et al.* (2009).

Étoile	Type	$T_{eff}(K)$	$\log(g)$	$[Fe/H]$
GJ1214	M4	3000	4.5	0
Comparaison 1	K6	4300	4.5	-0.5
Comparaison 2	K5	4400	4.5	0
Comparaison 3	K3	4700	4.5	-0.5
Comparaison 4	K7	4100	4.5	-0.5

TABLE 8.2 – Détails des caractéristiques de GJ1214 et des étoiles de comparaison choisies dans un rayon de 1" autour. Les valeurs sont approximées pour correspondre à la grille de modèle NextGen de spectres stellaires. Note :  $[Fe/H] = 0 \Leftrightarrow$  Métallicité solaire.

### 8.3.2 Fabrication des données

Pour simuler GJ1214, j’ai utilisé un spectre d’une M4 de magnitude apparente  $J = 9.75$ . Les étoiles de comparaison sont des étoiles du champ lors d’une nuit réelle. Leurs magnitudes sont comparables à celle de GJ1214 ( $-1 < \Delta mag < 1$ , les détails sont résumés dans la table 8.2).

Nominalement, j’ai utilisé seulement une étoile de comparaison (la première) pour l’intérêt de la simulation. De la même manière que dans la section précédente, les données sont simulées à partir de spectres de la grille NextGen (Allard *et al.* 1997). Les spectres correspondants sont exposés en haut de la figure 8.10. Les données correspondent, comme dans les sections précédentes à 36 poses de 5 minutes chacune. Les masses d’airs d’observation allant de  $\chi = 1.23$  à  $\chi = 2.14$ . La masse d’air réelle est la masse d’air géométrique à laquelle j’ai ajouté un bruit rouge apportant une déviation de l’ordre de la millimagnitude sur la magnitude de l’étoile. Il mime les variations climatiques au dessus du télescope. En bas de la figure 8.10 sont représentées la masse d’air géométrique et la masse d’air réelle de GJ1214 (la masse d’air de son étoile de comparaison est supposée identique car elle est altérée de la même manière par les variations atmosphériques et la différence initiale est négligeable comparée aux variations causées par le bruit rouge simulant des variations atmosphériques.). Les deux

étoiles se trouvent à moins de 1'' l'une de l'autre.

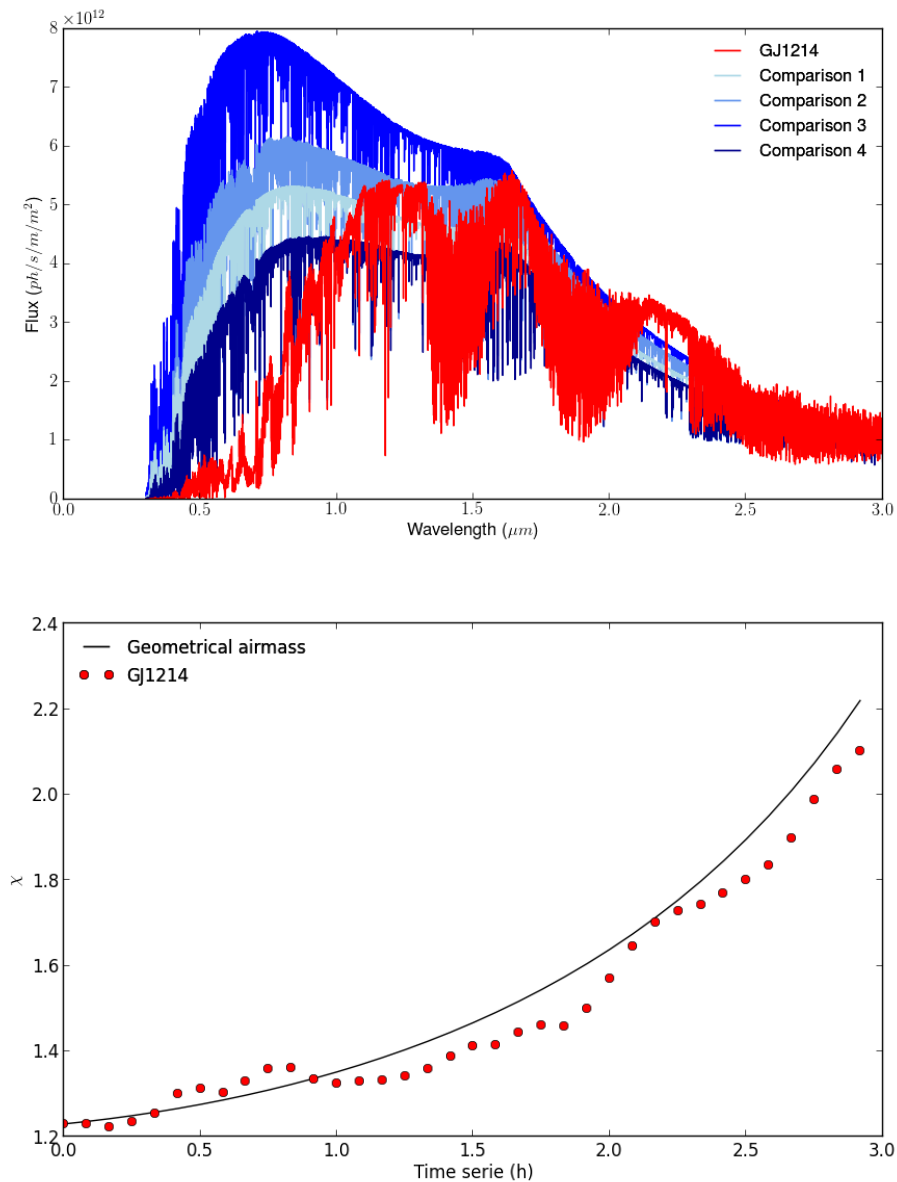


FIGURE 8.10 – **En haut** : Spectres simulés de l'étoile GJ1214 (M4 de  $T_{eff} = 3000$ , de  $\log(g) = 4.5$  et de métallicité solaire. Meilleure approximation à partir de la grille de modèle NextGen) et de ses étoiles de comparaison dans le même champ. Dans un but de clarté, les simulations suivantes ne prennent en compte que la première étoile de comparaison. **En bas** : Masses d'air, géométrique et réelle, de GJ1214 et de son étoile de comparaison durant la série d'observation simulée. L'écart angulaire entre l'étoile cible et l'étoile de comparaison est inférieur à 1". La masse d'air de l'étoile de comparaison et de l'étoile cible est supposée identique car la différence est négligeable par rapport aux variations de masse d'air du champ entre différentes observations.

Le cube de donnée de spectrophotométrie différentielle de la figure 8.11 montre que l'effet de couleur est le plus fort dans les bandes de l'eau comme nous avons pu le voir précédemment, entre 10 et 20 mmag entre 1.33 et 1.5 μm à 200 de résolution pour une différence de masse d'air  $\Delta\chi = 0.91$ . On peut voir l'effet de couleur qui augmente avec la différence de masse d'air sur l'ensemble des courbes de lumières, individuelles et large bande, en bas à droite de la

figure 8.11. On remarque également une dispersion principalement causée par le bruit rouge. Le transit ajouté, de forme carrée a une durée fixée en nombre de poses, le plus proche de la durée réelle que l'on connaît de GJ1214b (pour une durée de 0.9h, j'ai choisi 11 mesures  $\times 5min$  de durée pour la simulation).

Enfin, je montre en figure 8.12 la courbe de lumière large bande ainsi que l'ajustement combiné du transit et de l'effet de couleur avec les modèles linéaire et quadratique. La courbe de lumière corrigée en pondérant les systématiques de chaque canal spectral par le rapport signal sur bruit possède une dispersion moins importante ( $< 10^{-4}mag$ ) que la dispersion des résidus de l'ajustement ( $2 - 3 \cdot 10^{-4}mag$ ). Cela confirme, comme je l'ai déjà montré dans le paragraphe précédent, que l'utilisation de la résolution spectrale sans même effectuer d'ajustement est plus précis que d'ajuster la courbe de lumière large bande. Qu'en est-il de l'ajustement du transit et des systématiques en utilisant l'algorithme ?

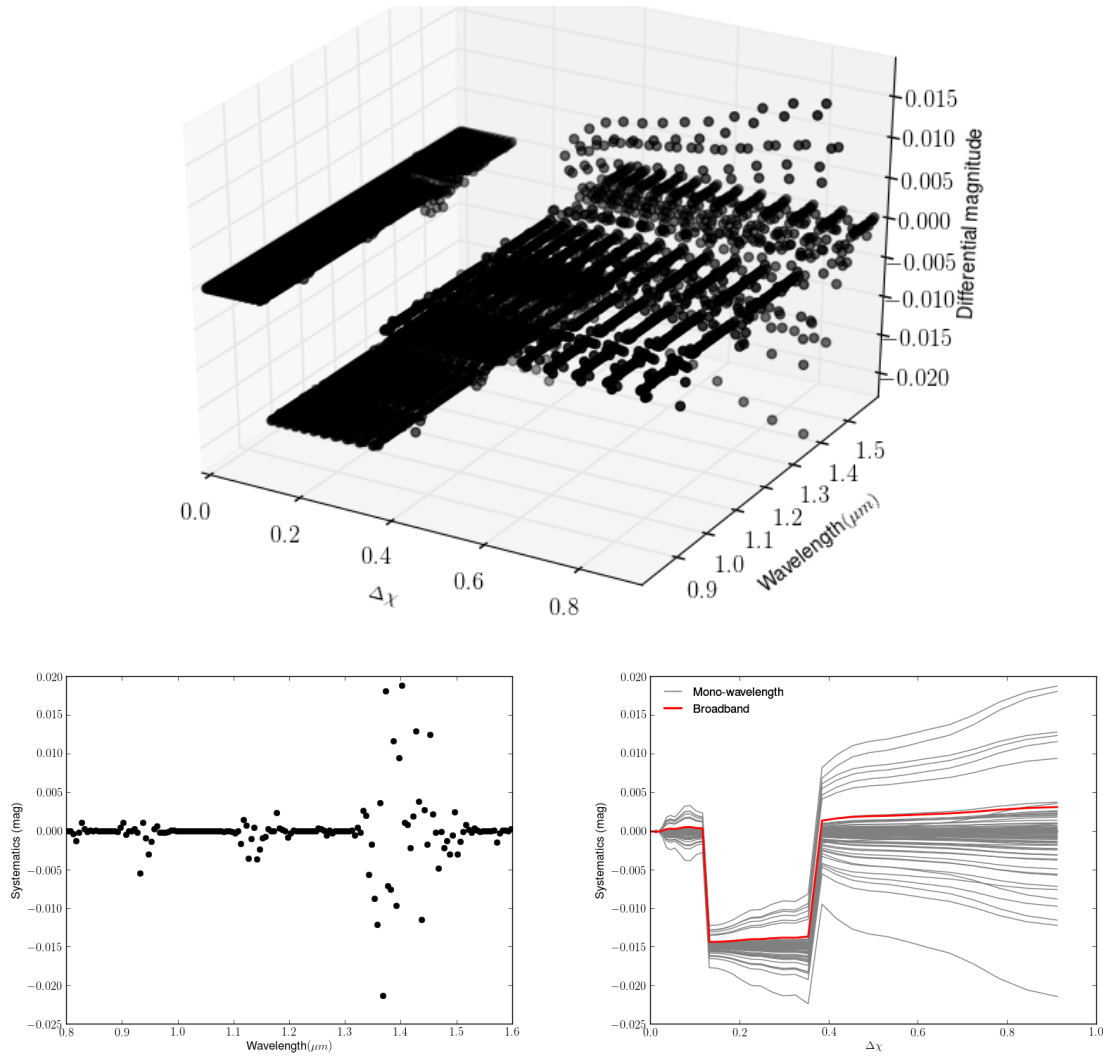


FIGURE 8.11 – **En haut** : Cube de données dans la bande  $[0.8-1.6]\mu\text{m}$  avec un transit simulé de la profondeur attendue pour GJ1214b, centré temporellement. Cela consiste en 36 poses de 5 minutes chacune, durant une nuit d'observation. La cible se trouve à déclinaison maximale au début des observations et bas sur l'horizon à la fin des observations (de  $\chi = 1.23$  à  $\chi = 2.14$ ). Les variations climatiques au dessus du télescope sont simulés avec un bruit rouge. **En bas à gauche** : Projection de la dernière pose à  $\Delta\chi = 0.91$ . Comme j'ai différencié la magnitude différentielle avec celle de la première pose, la magnitude différentielle n'est autre que l'effet de couleur, notée "Systematics" ici. **En bas à droite** : Projection du cube sur l'axe  $\Delta\chi$  ainsi que la courbe large bande en rouge.

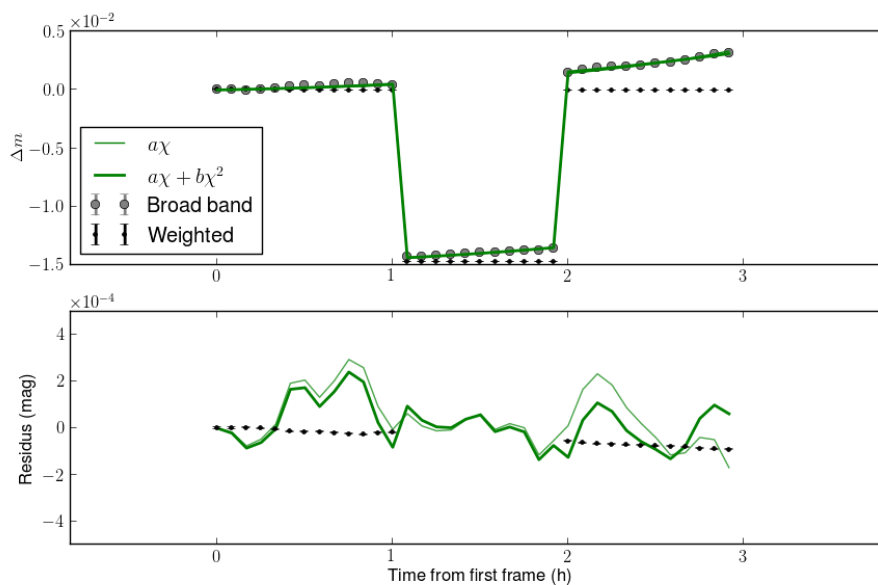


FIGURE 8.12 – Courbe de photométrie différentielle de GJ1214 comparée à la première étoile de comparaison (spectres en figure 8.10) dans la bande de ExTrA. Les modèles linéaires et quadratiques y sont superposés ainsi que la courbe de lumière pondérée par le rapport signal à bruit. Cette dernière, reproduite dans la figure du bas avec les résidus des ajustements, possède une ligne de base moins dispersée que ces derniers. La photométrie est donc mieux corrigée que lorsque l’on utilise un ajustement sur la courbe large bande.



### 8.3.3 Résultats de l'algorithme

J'ai appliqué l'algorithme dans le cas de GJ1214 et du transit de GJ1214b simulé entièrement à partir de grilles de modèles et des caractéristiques du projet ExTrA intégrées à la simulation. Au contraire de l'exemple précédent, ce transit est beaucoup plus profond que l'amplitude de la systématique atmosphérique (avec une profondeur de 1.348% contre un effet de couleur d'une amplitude maximale de quelques millimagitudes). Les résultats de l'ajustement avec l'algorithme sont présentés en figure 8.13, 8.14 et 8.15, décomposés de telle manière à voir la courbe pondérée, l'ajustement de l'algorithme et ses résidus ainsi que les paramètres du modèle de systématique atmosphérique (masses d'airs et les extinctions) qui ont été ajustées.

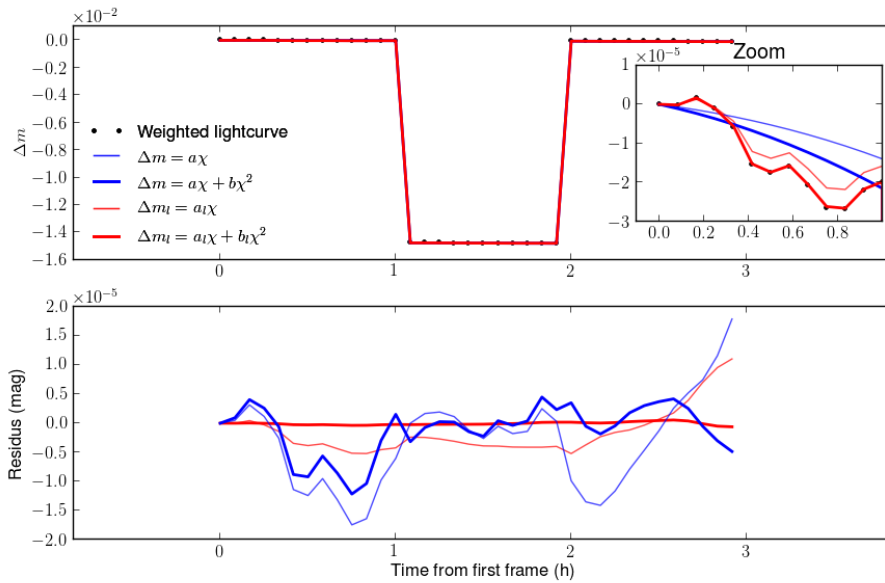


FIGURE 8.13 – **En haut** : Magnitude différentielle, entre GJ1214 et la première étoile de comparaison, à partir des données de la figure 8.11, en bande large, pondérée par le SNR dans chaque canal spectral. Les courbes bleues représentent l'ajustement du modèle linéaire et quadratique sur la courbe pondérée. Les courbes rouges sont l'ajustement linéaire et quadratique avec l'algorithme (c'est-à-dire un ajustement linéaire ou quadratique dans chaque canal spectral indépendamment). Les deux modèles ajustent également le transit dont la position et la durée sont ici fixes. **En bas** : En bleu, les courbes pondérées auxquelles on a retiré le modèle linéaire ou quadratique sur l'unique courbe de lumière pondérée. En rouge, les courbes pondérées auxquelles on a retiré les résidus de notre algorithme avec un modèle linéaire ou quadratique de systématique (Equation 8.4).

Premier constat : tous les ajustements ont permis de trouver le transit avec une profondeur de  $D = 1.348\%$ . Le deuxième constat que l'on peut faire est que les ajustements sont proches puisque très peu distinguables sur le haut de la figure 8.13. Sur le zoom que j'ai placé, on repère facilement l'ajustement qui corrige -ou en tous cas prend en compte- le bruit rouge présent dans les données (les courbes rouges). C'est en effet, ce qu'on vérifie sur les résidus de l'ajustement. L'utilisation de l'algorithme permet de mieux corriger du bruit corrélé. L'amplitude des résidus est de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-6} \text{ mag}$ ,  $1 \cdot 10^{-5} \text{ mag}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ mag}$ ,  $3 \cdot 10^{-5} \text{ mag}$  pour un ajustement quadratique avec l'algorithme, linéaire avec l'algorithme, quadratique sur la courbe pondérée et linéaire sur la courbe pondérée respectivement. À nouveau, on constate que le modèle quadratique est meilleur même si plus coûteux en calcul encore une fois.

Les figures 8.14 et 8.15 nous révèlent que l'erreur sur les extinctions suit le comportement

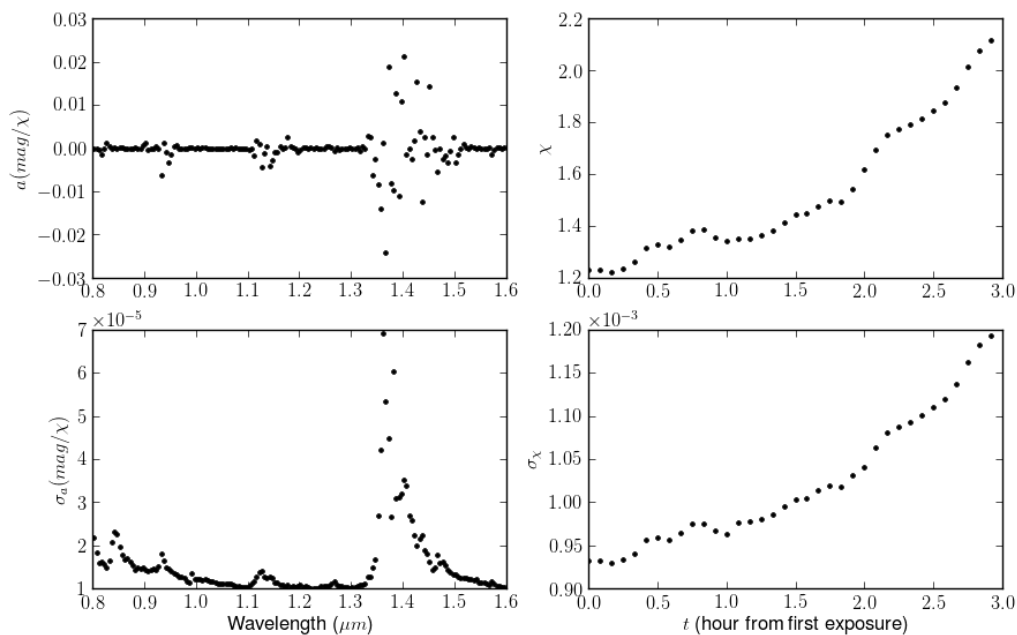


FIGURE 8.14 – Paramètre de l’ajustement linéaire en utilisant l’algorithme. Les extinctions sont données en magnitude par masse d’air.

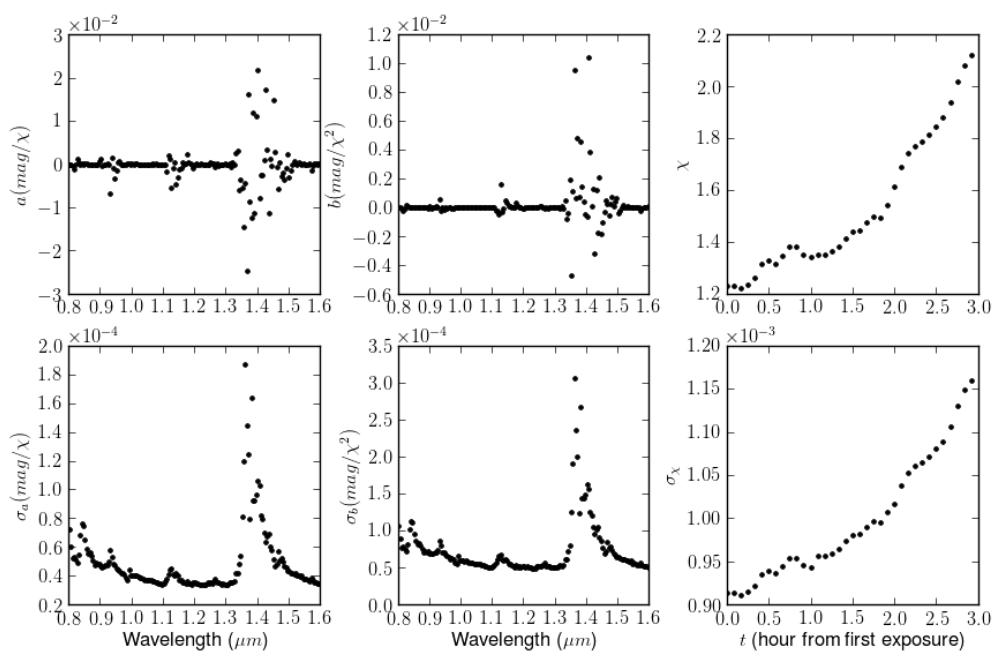


FIGURE 8.15 – Paramètre de l’ajustement quadratique en utilisant l’algorithme. Les extinctions sont données en magnitude par masse d’air et magnitude par masse d’air carrée respectivement pour le terme de premier ordre et de second ordre.

de l’inverse du rapport signal sur bruit, maximal dans la bande de l’eau entre  $1.33\mu\text{m}$  et  $1.50\mu\text{m}$  et minimal lorsque le signal est le plus fort. De plus, l’ajout du terme quadratique ne

change pas fondamentalement le comportement du terme de premier ordre ni son erreur.

On peut conclure que l'algorithme réalise un bon ajustement du transit en connaissant sa position et sa durée tout en traitant les données de spectro-photométrie de manière alternative, c'est-à-dire en séparant l'ajustement dans tous les canaux spectraux.

### 8.3.4 Résolution spectrale

On peut alors se demander quel est l'impact de la résolution spectrale sur cet ajustement, comme je l'ai fait précédemment avec un transit quelconque choisi pour être très peu profond par rapport aux bruits. Pour cela, j'ai échantillonné des résolutions allant de quelques unités à quelques centaines et j'ai artificiellement réduit la résolution spectrale des spectres transmis des étoiles en groupant les longueurs d'ondes dans le spectre initial pour en faire des spectres de plus basse résolution. Cela crée des "bins" de différentes tailles et conserve bien le flux total. À chaque résolution, j'ai utilisé l'algorithme et retenu les sorties principales qui sont la profondeur du transit, les extinctions, les masses d'air ainsi que les écarts-types pour chaque paramètres.

Les résidus sur la bande spectrale totale sont calculés en coadditionnant les résidus sur l'ensemble des canaux spectraux (équation 8.4). J'ai évalué la dispersion de ces résidus en calculant la racine de la somme quadratique des écarts au résidu moyen. Sur le haut de la figure 8.16 est montrée cette quantité pour les cas où l'effet de couleur est ajusté avec un modèle linéaire ou quadratique. D'une part, la dispersion des résidus est toujours inférieure à  $10^{-4}mag$  quelque soit la résolution. Cela nous permet d'assurer que l'effet de couleur n'est pas limitant après traitement numérique si d'autres sources de bruit sont à  $10^{-4}mag$ . D'autre part, le modèle quadratique à très basse résolution montre une dispersion jusqu'à 1 ordre de grandeur plus important que pour le modèle linéaire. En revanche, cette tendance s'inverse à partir d'une résolution de plusieurs dizaines.

Concernant le transit, encore une fois on peut remarquer qu'augmenter la résolution spectrale le contraint mieux. En effet, on observe sur le bas de la figure 8.16 que le transit introduit dans les données est retrouvé à la précision de l'ajustement près lorsque la résolution est supérieure à  $R = 20$ . Le modèle quadratique semble le meilleur à ces résolutions, ce qu'on confirme grâce à la figure zoomé.

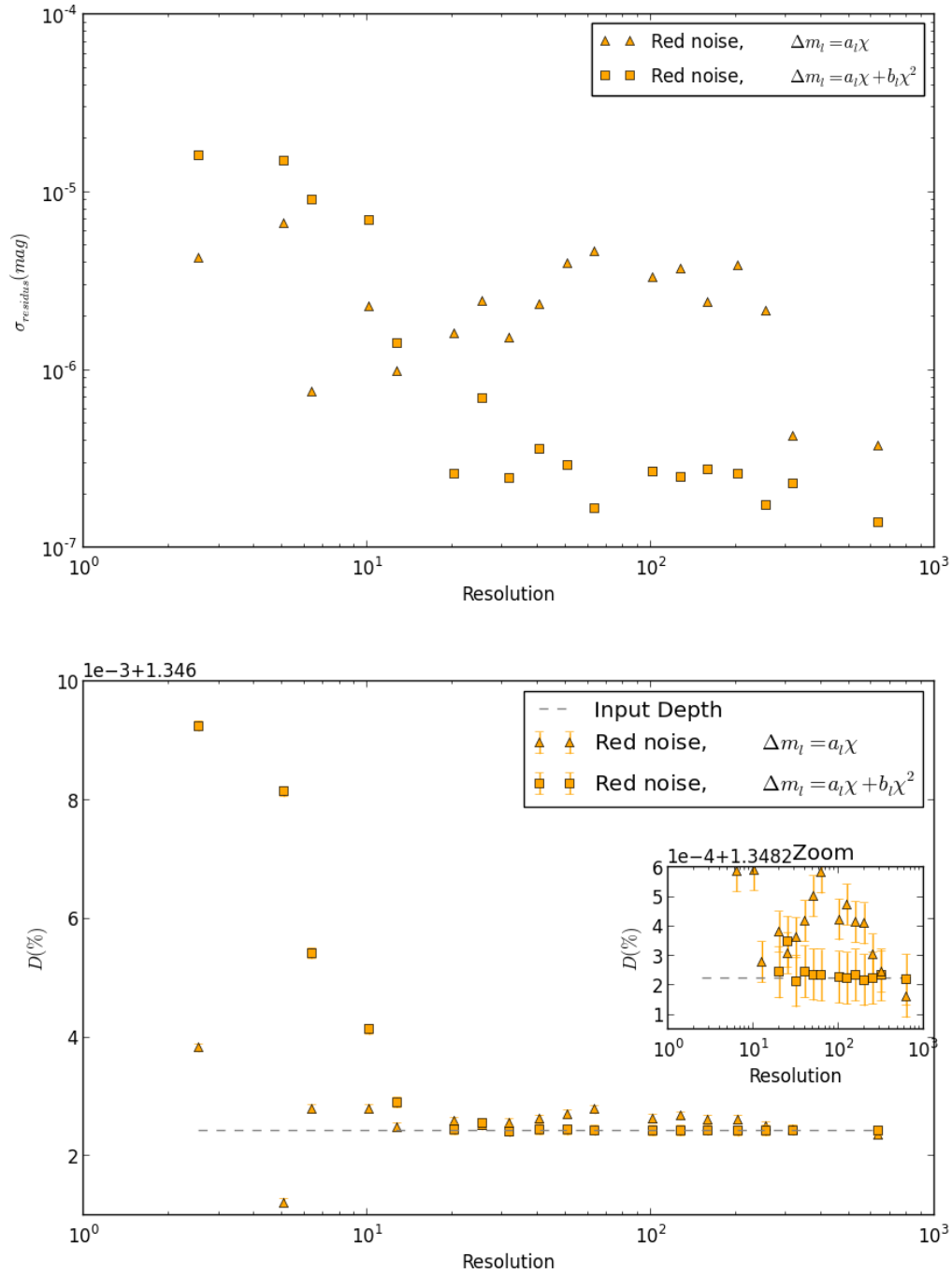


FIGURE 8.16 – **En haut** : Dispersion des résidus de l’ajustement en fonction de la résolution spectrale pour des modèles linéaire et quadratique d’effet de couleur en présence d’un bruit rouge dans les données. **En bas** : Profondeur de transit ajusté exprimé en pourcentage de perte de flux en fonction de la résolution spectrale des données obtenues (c’est-à-dire du nombre de canaux spectraux). Les mêmes modèles que sur la figure du haut sont présents. Le zoom permet de mieux visualiser la dispersion de la profondeur  $D$  ajustée et des erreurs autour de la valeur de profondeur de transit introduit dans les données.

## 8.4 Application aux données de calibrations

Dans le chapitre 6, j'ai traité des données de calibrations photométriques du banc d'essai d'ExTrA avec deux étoiles créées à partir de la même lampe source et d'un séparateur de faisceau (*beam-splitter*). Un effet systématique est présent dans les courbes de lumière et cet effet, de l'ordre de quelques pourcents de magnitude n'étaient pas corrigé par l'information spectrale directe, comme l'était l'effet de couleur atmosphérique. Nous ne connaissons à priori donc pas l'origine de cet effet dans les données sur banc d'essai.

Après avoir évalué l'efficacité de l'algorithme ci dessus en présence de transit, je le teste à nouveau sur les données de spectrophotométrie du projet ExTrA sans transit. En retirant le paramètre D et la fonction de transit, le problème revient à ajuster une fonction linéaire ou quadratique sur l'extinction (ici d'origine instrumentale) de manière indépendante dans chaque canal spectral puis d'appliquer la méthode SYSREM qui est une méthode itérative afin de corriger des bruits corrélés.

Dans le cas présent, le bruit corrélé n'est pas de l'effet de couleur atmosphérique. Si un effet systématique d'origine instrumental est présent, notre hypothèse est qu'il soit linéaire dans le sens où l'on peut le résumer par un couple de paramètres en réécrivant la magnitude différentielle ou la magnitude résiduelle par rapport à la première pose de la manière suivante :

$$r_{l,t} = e_l g_t + Noise \quad (8.6)$$

ou dans le cas d'un modèle quadratique,

$$r_{l,t} = e_l g_t + f_l g_t^2 + Noise. \quad (8.7)$$

Voici en figure 8.17 les résultats obtenus avec l'algorithme. D'abord, on peut voir la courbe de lumière prenant en compte la pondération par le rapport signal sur bruit ainsi que l'ajustement linéaire et quadratique sur les courbes de spectrophotométrie. Pour obtenir une seule courbe de lumière à partir du cube de donnée, il s'agit de faire la somme pondérée de tous les canaux spectraux après l'ajustement. Le modèle linéaire de systématique dont les paramètres sont exposés en figure 8.6 est meilleur que le modèle quadratique dont les paramètres sont exposés en figure 8.7 ( $\chi_{lin}^2 = 1.258$  et  $\chi_{quad}^2 = 4.175$ ). En conclusion, avec le meilleur modèle d'ajustement possible (linéaire) et la correction apportée par l'algorithme que j'ai développé, nous obtenons une courbe de lumière correspondant aux résidus du modèle linéaire, c'est-à-dire la courbe rouge de résidus. Cette courbe a une dispersion de 1 à 2 *mmag*, ce qui indique une limite de détection préliminaire en laboratoire à un transit de 6 *mmag* à  $3\sigma$ . Pour améliorer cette limite, il est possible d'augmenter le temps de pose afin de faire diminuer le bruit statistique. D'autre part, nous pouvons encore étudier cet effet lorsque le projet ExTrA sera installé à La Silla et potentiellement atteindre une limite de détection plus basse que la millimagnitude.

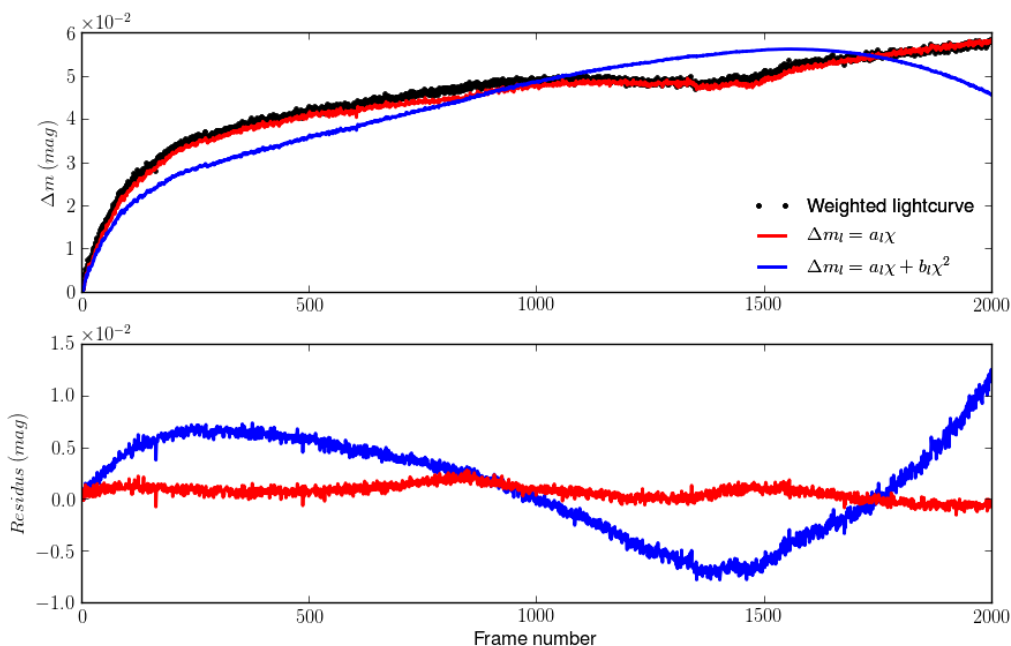


FIGURE 8.17 – **En haut** : Magnitude différentielle en bande large pondérée par le SNR dans chaque canal spectral. La courbe rouge est l’ajustement linéaire sur les données de spectrophotométrie (ajustement linéaire réalisé dans chaque canal spectral indépendamment). La courbe bleue représente l’ajustement du modèle quadratique sur les données de spectrophotométrie. **En bas** : En rouge, la courbe pondérée à laquelle on a retiré les résidus de notre algorithme avec un modèle linéaire de systématique (Equation 8.4). En bleu, même opération mais avec l’ajustement quadratique de systématique.

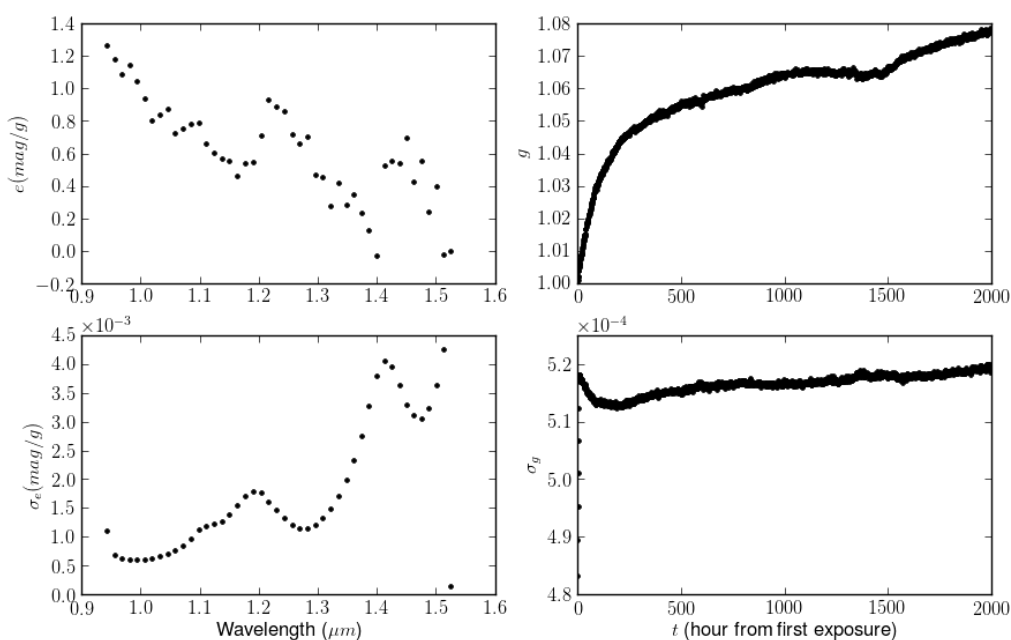


FIGURE 8.18 – Paramètre de l’ajustement linéaire en utilisant l’algorithme. Les paramètres  $\epsilon$  et  $g$  sont génériques.  $\epsilon$  dépend de la longueur d’onde et  $g$  dépend de la pose et donc du temps.

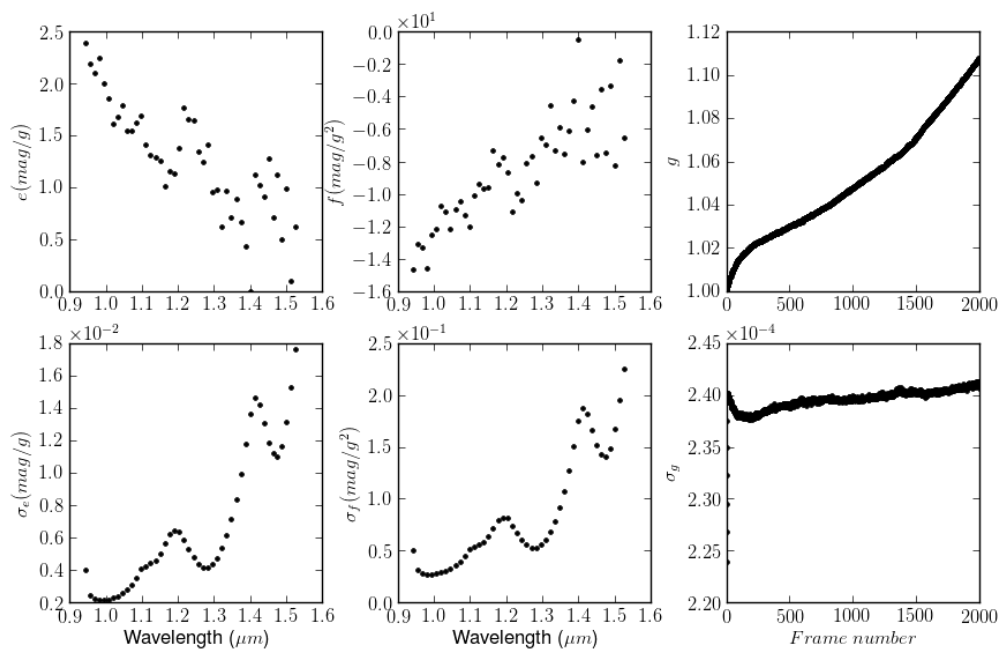


FIGURE 8.19 – Paramètre de l’ajustement quadratique en utilisant l’algorithme. Les paramètres  $e$ ,  $f$  et  $g$  sont génériques.  $e$  et  $f$  dépendent de la longueur d’onde et  $g$  dépend de la pose et donc du temps.

## 8.5 Cas d'un transit inconnu

### 8.5.1 Grille de modèle

Les transits sont habituellement décrits par de multiples observables. Les paramètres usuels sont la période, la durée du transit, l'époque du demi-transit, les paramètres d'impact, les coefficients du modèle d'assombrissement centre-bord, la durée de l'*ingress* et durée de l'*egress*. Dans le cadre de cette thèse, il ne s'agissait pas en première approximation de caractériser complètement le transit avec la méthode de spectrophotométrie différentielle mais au moins de détecter un transit caché dans les courbes de lumière, habituellement trop bruitées pour révéler les transits les moins profonds. J'ai formé cet algorithme initialement dans le but de détecter un simple évènement transit durant une nuit de donnée par une fonction porte. Cette méthode permet donc d'ajuster l'époque du transit ( $p_E$ ), sa durée ( $p_T$ ) et sa profondeur ( $D$ ). Les autres paramètres ne sont pas considérés ici. Le paramètre  $D$  est un paramètre linéaire qui était ajusté en même temps que les extinctions et les masses d'air dans les sections précédentes parce que je fixais l'époque et la durée du transit dans le modèle. À présent, les paramètres  $p_E$  et  $p_T$  sont à ajuster également à partir d'une grille. À chaque couple de valeur, je donne une probabilité tout en ajustant la meilleure profondeur de transit, les meilleures masses d'air et extinctions.

Les limites de la grille sont déterminées par les données elles-même. À la durée  $p_T$ , on recherche l'époque de demi-transit à partir de  $p_T/2$  plus tôt que le premier point de données et jusqu'à  $p_T/2$  plus tard que le dernier point de donnée. Cela a pour but de sonder tout transit partiel duquel nous avons au moins un point de donnée. La grille de durées est évaluée arbitrairement par intervalle de 20 minutes à partir de 10 minutes jusqu'à 110 minutes c'est à dire  $\frac{2}{3}$  de la nuit de données. Cela permettra une visualisation plus pratique tout en sondant une grande partie des possibilités réelles (voir figures). Notons que dans notre simulation, nous présentons seulement un échantillon de données assez limité, une nuit de 36 mesures de 5 minutes et couvrant 160 canaux spectraux. On ne sonde que la position et la durée du transit, ce qui nous permet de traiter linéairement l'ensemble de la grille de paramètres (voir figure 8.20). Ce modèle est suffisant pour trouver un transit puis augmenter la cadence de mesures sur cette étoile pour une meilleure caractérisation du transit (voir méthode du projet ExTrA en section 2.3.2).

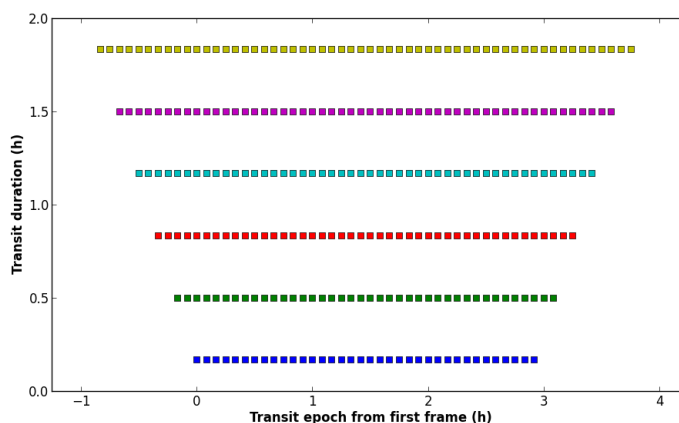


FIGURE 8.20 – Grille des valeurs de paramètres  $[p_E, p_T]$  correspondant à notre échantillon de données  $p_E$  s'étend de  $p_T/2$  plus tôt que la première exposition à  $p_T/2$  plus tard que le dernier point de données, dans le but de tester les transits partiels (au moins un point de donnée fait partie du transit).  $p_T$  s'étend de 10minutes (durée de 2 expositions de notre échantillon de données) à 110minutes, avec un pas de 20minutes.



### 8.5.2 Résultats bruts

Dans un premier temps, j'utilise les données de la section 8.1.2 sans transit pour observer le comportement de l'algorithme sur l'ensemble de la grille de paramètres. La figure 8.21 résume ce résultat en montrant la courbe de lumière pondérée en bande large. Les barres d'erreurs à  $1\sigma$  sont signifiées. Puis l'ensemble de la grille  $[p_E, p_T]$  est représentée dans les 6 sous-figures suivantes. À chaque couple de paramètre  $[p_E, p_T]$  est montré la profondeur de transit ajustée ainsi que le  $\chi^2$  réduit associé.

Naturellement, la profondeur de transit possède une distribution gaussienne et donc l'er-

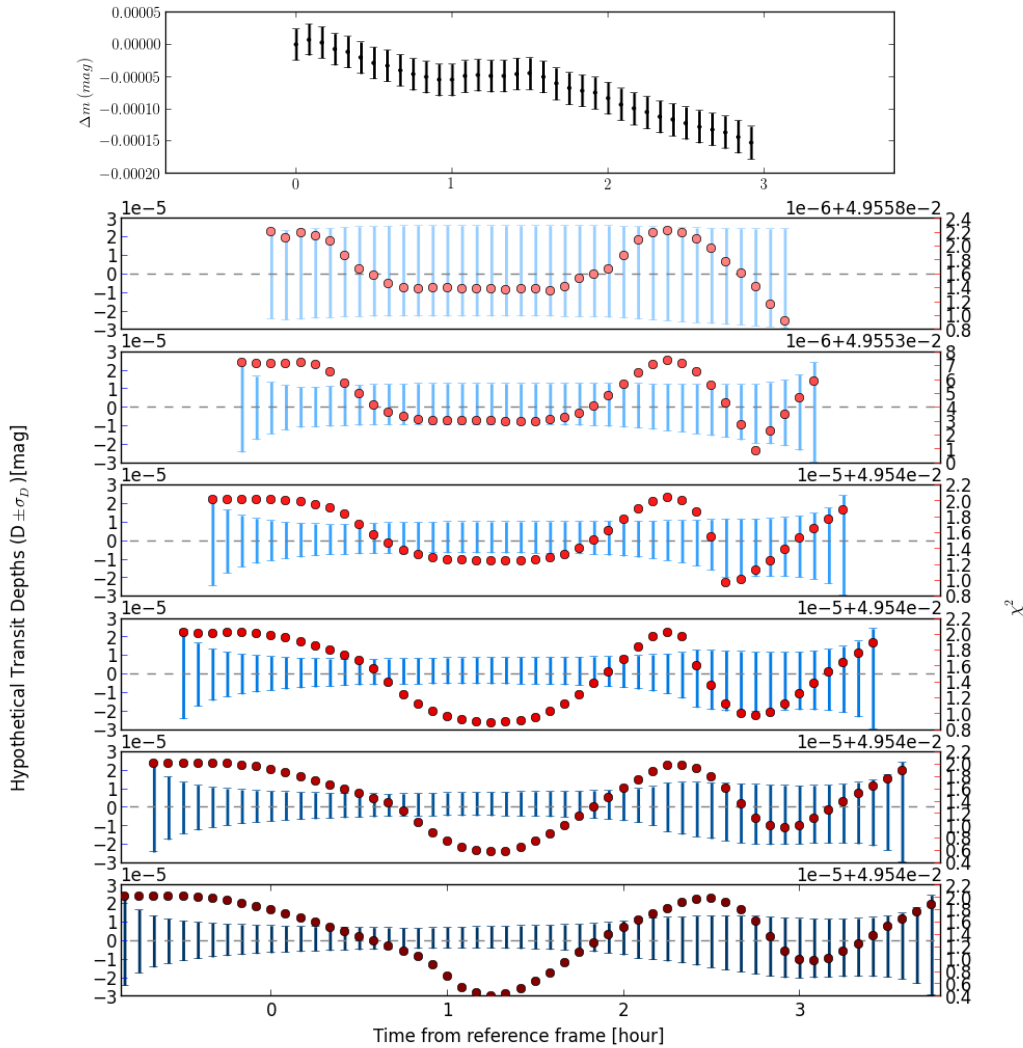


FIGURE 8.21 – Cas où il n’y a pas de transit dans les données. Profondeur de l’hypothétique transit et sa barre d’erreur, en bleu, pour chaque couple de paramètres  $[p_E, p_T]$ . L’axe des abscisses représente le paramètre  $p_E$  via la différence de temps entre la position du demi-transit et la première exposition. Chaque sous-figure est une durée de transit différente allant de 10 minutes (en haut) à 110 minutes (en bas) avec un pas de 20 minutes. En rouge est figuré le  $\chi^2$  réduit associé.

reur est symétrique. Cette erreur  $\sigma_D$  décroît pour les durées plus longues car de plus en plus de points de données sont inclus dans la fenêtre de transit. C’est un effet attendu. en effet la fonction de transit est nulle en dehors du transit donc plus nous observons un transit long, plus d’importance a le paramètre D dans l’ajustement et donc plus petite est son erreur sur

l'ajustement. De plus, elle augmente lorsque le transit est partiel. Moins le transit hypothétique superpose nos mesures, plus l'incertitude augmente, vers les limites de l'échantillon de mesures.

Pour tous les couples  $[p_E, p_T]$ , le résultat de l'algorithme est en accord avec un transit nul. On peut affirmer que s'il y a un transit dans les données, sa profondeur est inférieure à la limite de détection qui est ici de quelques  $10^{-5} mag$ . Le  $\chi^2$  réduit varie le long de l'espace des paramètres d'à peine quelques  $10^{-5}$  au maximum, ne nous permettant a priori pas de discriminer parmi les couples de paramètres possibles et confirmant ainsi l'absence de transit.

De la même manière que précédemment, j'ai appliqué l'analyse sur les données avec un transit de profondeur  $D = 10^{-2}\%$  (données identiques à la section 8.1.2). La figure 8.22 résume ce résultat en montrant la courbe de lumière pondérée en bande large avec les barres d'erreurs à  $1\sigma$ . Puis l'ensemble de la grille  $[p_E, p_T]$  est représentée dans les 6 sous-figures suivantes. À chaque couple de paramètres  $[p_E, p_T]$  est associée la profondeur de transit ajustée ainsi que le  $\chi^2$  réduit.

Sans revenir sur le fonctionnement de l'algorithme ou la représentation choisie ici pour

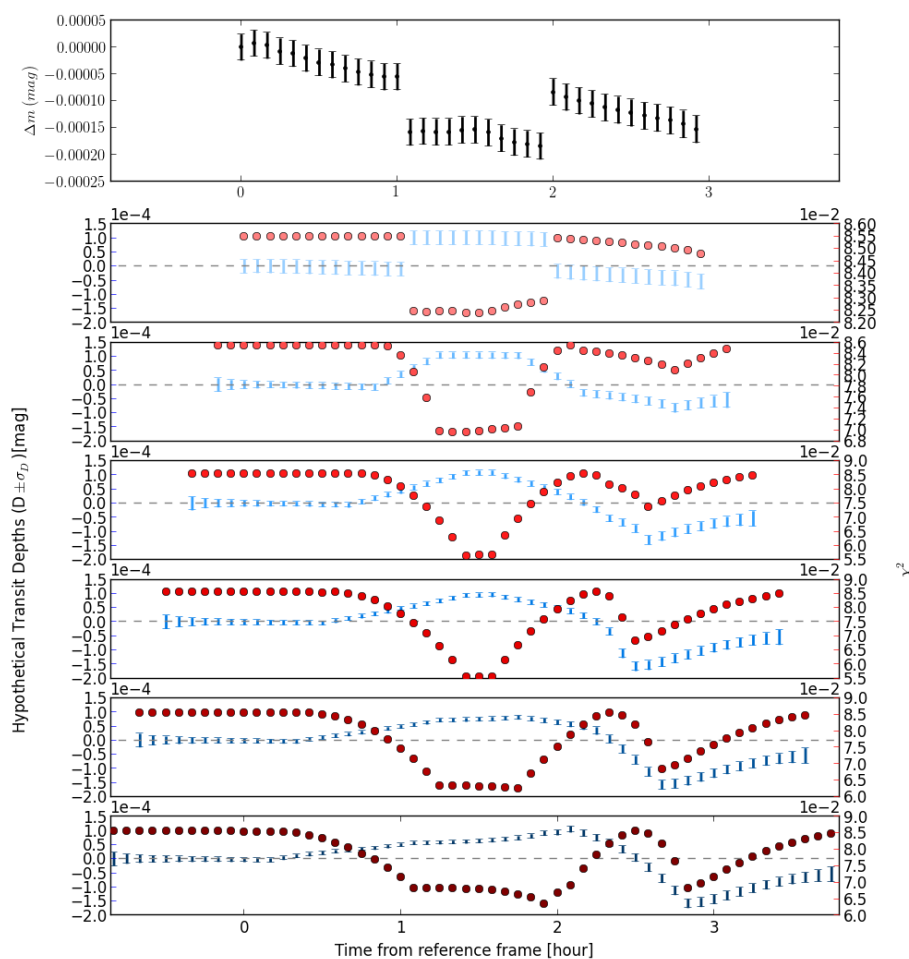


FIGURE 8.22 – Cas d'un transit de profondeur  $D = 10^{-2}\%$  dans les mêmes données que précédemment. Profondeur de l'hypothétique transit et sa barre d'erreur, en bleu, pour chaque couple de paramètres  $[p_E, p_T]$ . L'axe des abscisses représente le paramètre  $p_E$  via la différence de temps entre la position du demi-transit et la première exposition. Chaque sous-figure est une durée de transit différente allant de 10 minutes (en haut) à 110 minutes (en bas) avec un pas de 20 minutes. En rouge est figuré le  $\chi^2$  réduit associé.

les résultats, on peut remarquer que nous obtenons des valeurs de profondeur de transit diffé-

rentes selon les couples  $[p_E, p_T]$ . Le meilleur ajustement se trouve désigné par le plus petit  $\chi^2$  réduit. Le  $\chi^2$  réduit varie le long de l'espace des paramètres avec une amplitude de variation de quelques  $10^{-2}$ . On observe, comme dans le cas où le transit était absent, une corrélation entre les différentes époque de transit  $p_E$ . Les paramètres  $D$  ajustés sont proches lorsque les paramètres  $p_E$  et  $p_T$  sont proches. En raison de l'échantillonnage d'un pas de 5 minutes pour le paramètre  $p_E$ , il est logique de trouver une variation continue de  $D$  en faisant varier  $p_E$ .

Une valeur positive de  $D$  représente un transit- une valeur négative représente un anti-transit-. Outre le fait que les valeurs de  $\chi^2$  soient plus grandes vers les positions de transit tard dans la nuit et que par conséquent l'ajustement soit moins bon, on trouve des anti-transits à ces époques. Ces anti-transits sont de bonnes solutions si la ligne de base est évaluée à partir des observations dans le transit mais ce modèle ajuste moins bien la première partie des mesures, ce qui rend le scénario d'un sursaut de luminosité moins probable.

Les paramètres correspondant au meilleur ajustement sont les suivants :  $D = 8.804 \cdot 10^{-3}\% \pm 6.77 \cdot 10^{-4}\%$  pour  $p_E = 95min$  et  $p_T = 70min$ . Ce ne sont pas les paramètres du transit introduit dans les données et je vais revenir sur cet aspect dans la prochaine section qui traite de marginalisation pour évaluer la probabilité de présence du transit ainsi que ses paramètres  $(D, p_E, p_T)$ .

### 8.5.3 Marginalisation

À chaque couple de paramètres  $[p_E, p_T]$ , on obtient les masses d'air, les coefficients d'extinction du second ordre, la profondeur du transit, les erreurs et le  $\chi^2$  correspondant. Pour évaluer la présence d'un transit et la qualité de l'ajustement, j'utilise une méthode similaire à celle appliquée par la campagne Mearth (Berta *et al.* 2012) : on évalue le  $\chi^2$  sur chaque points de l'espace de paramètres et on donne une région de confiance à notre détection en construisant la distribution de probabilité pour le transit. À supposer qu'il puisse être décrit par sa profondeur seulement, la distribution de probabilité nous informe sur le transit le plus probable et son incertitude en marginalisant par l'époque du demi-transit et la durée du transit. Marginaliser par la probabilité de chaque paramètre, c'est utiliser l'équation qui donne la probabilité

$$P(r_{lt}|p_E, p_T) \propto e^{\left(\frac{-\chi_{p_E, p_T}^2}{2}\right)} \quad (8.8)$$

Comme une pondération en sommant sur l'ensemble de la grille des paramètres :

$$D_{marg} = \frac{1}{\sum_{p_E, p_T} P(r_{lt}|p_E, p_T)} \sum_{p_E, p_T} P(r_{lt}|p_E, p_T) D_{p_E, p_T} \quad (8.9)$$

Dans le cas où je n'ai pas introduit de transit dans les données, la première figure 8.23 nous montre que la probabilité de toutes les profondeurs de transits trouvés dans l'espace de paramètre  $[p_E, p_T]$  ne dépasse pas 0.4% et que ces profondeurs ne s'écartent pas de la valeur nulle de plus de  $4 \cdot 10^{-6}\%$ . Je confirme qu'aucun transit n'a été mis à jour dans ces données.

Dans le cas d'un transit de profondeur  $D = 10^{-2}\%$ , la seconde figure 8.23 nous montre une distribution de forme similaire à la précédente si ce n'est que les valeurs sont beaucoup plus dispersées avec la majorité des probabilités autour du zéro numérique ( $P \ll 10^{-4}$ ) et seulement quelques valeurs au dessus de 1% ce qui rend le transit probable à priori.

Le maximum de probabilité augmente avec la profondeur du transit présent dans les données. Il est en effet plus facile de caractériser un transit plus profond et donc la probabilité augmente avec la profondeur du transit. On peut définir alors une limite de détection post-traitement numérique par la profondeur de transit trouvée telles que la probabilité est au delà de 68,3%, 95,4% et 99,7% pour une détection à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  respectivement (voir figure 8.24). Dans le cas présenté ici, cette limite est à  $D \sim 6 \cdot 10^{-3}\%$ ,  $8 \cdot 10^{-3}\%$ , et  $1 \cdot 10^{-2}\%$  respectivement. Cela donne une marge non négligeable au projet ExTrA pour détecter de façon certaine des planètes dont le transit est compris entre 0.01% et 0.1% de profondeur (en

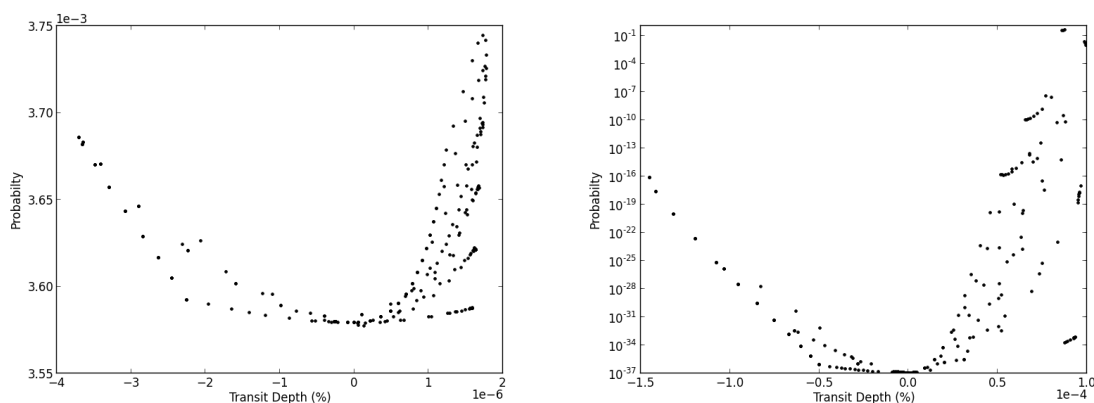


FIGURE 8.23 – Cas d’une M5 comparée à une K4. Probabilité normalisée en fonction de la profondeur de transit. À gauche: Pas de transit. À droite: Transit de profondeur  $D = 10^{-2}\%$ .

dessous de la millimagnitude de précision), si nous arrivons à nous affranchir ou réduire au mieux les erreurs de détecteur, de fond de ciel et de scintillation.

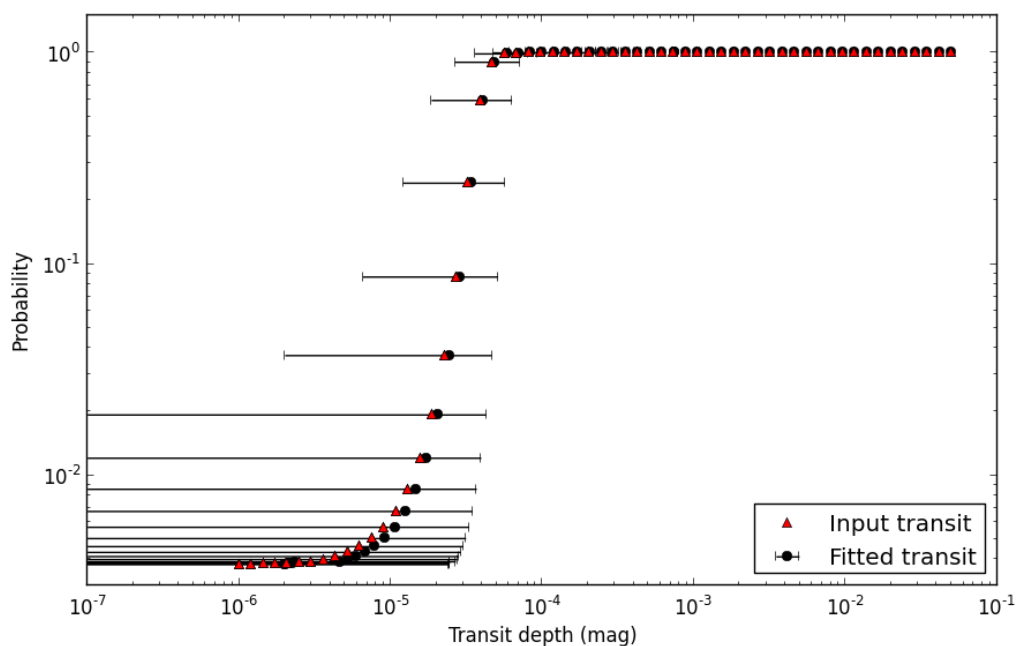


FIGURE 8.24 – Probabilité maximale en fonction de la profondeur du transit introduit dans les données.

Nota Bene : j’ai comparé les profondeur de transit pour lesquels nous arrivons à une détection à 1, 2 ou 3 $\sigma$  en fonction de la résolution spectrale. On observe un gain de quelques 10<sup>-3</sup>% sur la limite de détection entre R=10 et R=200.

### 8.5.4 Priors

La formulation bayésienne permet d’exprimer la distribution de probabilité pour une seule nuit d’observation (théorème de Bayes en équation 8.10) :

$$P(\vec{M}|\vec{D}, I) \propto P(\vec{D}|\vec{M}, I) \times P(\vec{M}|I) \quad (8.10)$$

$P(\vec{M}|\vec{D}, I)$  est la probabilité du modèle utilisé  $\vec{M}$  en sachant les données  $\vec{D}$  et l traduit l’ensemble des informations données à priori pour contraindre le modèle. À l’inverse,  $P(\vec{D}|\vec{M}, I)$  est la probabilité d’obtenir les données  $\vec{D}$  sachant le modèle  $\vec{M}$  et les informations préalables  $I$ .  $P(\vec{M}|I)$  est quant à lui le *prior*. Traduit dans notre problème, cela s’exprime :

$$\begin{cases} \vec{M} = \{a_l, \chi_t, D, p_E, p_T\} \text{ ou } \{a_l, b_l, \chi_t, D, p_E, p_T\} \\ \vec{D} = r_{lt} \text{ pour } l \in [1, \dots, N] \text{ et } t \in [1, \dots, M] \end{cases} \quad (8.11)$$

J’ai placé l’ensemble des paramètres relatifs au modèle dans le vecteur  $\vec{M}$ .  $r_{lt}$  sont les données de spectrophotométrie rapportées à une observation de référence (dans le cas pris tout au long de cette thèse, l’observation de référence est le premier point de mesure). Le prior, quant à lui, peut contenir les informations sur les extinctions atmosphériques de second ordre (en  $mag/\chi$ ) connaissant les autres paramètres de l’observation comme la résolution spectrale, la bande spectrale, l’étoile cible et l’étoile de comparaison.

Généralement, lorsqu’aucune information n’est connue au préalable sur les paramètres du modèle, on fixe comme constant le prior.

$$P(\vec{M}|I) = \text{constante} \quad (8.12)$$

Par conséquent, la fonction de vraisemblance (*likelihood*) est directement proportionnelle à la probabilité postérieure. Ce cas a déjà été adressé par les simulations antérieures puisque nous évaluons par un  $\chi^2$  la vraisemblance du modèle en l’assimilant à sa probabilité postérieure (équation 8.8).

En considérant l’observation d’une cible durant une nuit avec le projet ExTrA, la photométrie peut contenir à peu près autant que point de données que de paramètres dans le modèle. La vraisemblance  $P(\vec{D}|\vec{M})$  contraint peu l’espace de paramètres. En revanche, toutes les observations antérieures donnent des informations largement plus précises concernant l’analyse de donnée d’une seule nuit d’observation. J’ai généré une nuit de données sans transit afin d’en tirer un prior  $P(\vec{M})$  que j’applique ensuite à l’unique nuit de données avec le transit. Par construction, les paramètres important du modèle sont linéaires. La vraisemblance conditionnelle d’un paramètre linéaire est de forme gaussienne. Il est pratique alors d’avoir un prior qui prenne également une forme gaussienne. Les paramètres linéaires du prior sont référés par le vecteur  $\vec{c} = c_k = \{a_l, \chi_t\}$  pour  $k \in [1, \dots, M \times N]$ . On peut paramétrer le prior  $P(\vec{M})$  comme étant proportionnel à une distribution gaussienne en  $c_k$  qui est centrée sur la valeur attendue  $\bar{c}_k$  et avec une variance de  $\pi_{c_k}^2$ . En multipliant les priors indépendants pour l’ensemble des coefficients et en définissant :

$$\Phi^2 = \sum_{k=1}^{N_{coef}} \left( \frac{c_k - \bar{c}_k}{\pi_{c_k}} \right)^2 \quad (8.13)$$

Cela nous mène à un prior qui a la forme gaussienne suivante :

$$P(\vec{M}) \propto \exp \frac{-\Phi^2}{2} \quad (8.14)$$

La similarité dans la forme de  $\Phi^2$  et  $\chi^2$  est la raison pour laquelle l’utilisation de priors gaussiens conjugués peut être décrite comme un simple ajout de nouveaux points de données dans la somme des  $\chi^2$  parce que l’effet est identique sur la probabilité postérieure. Dans cette formulation, plus les valeurs de  $\pi_{c_k}$  sont petites, plus le prior a de poids dans l’ajustement

final. Inversement, si on choisit de grandes valeurs de  $\pi_{c_k}$ , le prior n'est pas informatif. Dans le cadre de ces simulations, j'ai choisi les paramètres  $c_k$  directement à partir des résultats obtenus dans les données de la nuit précédente (la nuit *prior*). Le choix peut se porter sur l'entièreté des données précédant la nuit d'observation à analyser.

L'algorithme permet donc à présent de prendre en compte les observations sur le long terme afin d'analyser une nuit d'observation pour le projet ExTrA.

## Résumé du chapitre

- ✓ L'algorithme que j'ai développé a pour but de corriger des effets systématiques les courbes de lumière tout en ajustant un transit dans une nuit d'observation. La nouveauté est qu'il permet à des cubes de données spectro-photométriques d'être analysées. Particulièrement, il s'agit d'ajuster en parallèle chaque canal spectral en considérant que la profondeur de transit ne varie pas avec la longueur d'onde. Si la position et la durée du transit sont connues, on ajuste seulement la profondeur de transit et les systématiques. Dans le cas contraire, l'algorithme sonde une grille modèles de transit via une grille de positions  $p_E$  et durées  $p_T$  de transit. Il renseigne sur la probabilité de transit.
- ✓ Cette étude a montré que l'algorithme peut modéliser l'effet de couleur atmosphérique tout en ajustant un transit et peut gérer des résolutions spectrales allant de basse à moyenne résolution. Il est cependant beaucoup plus couteux en temps de calcul à haute résolution ( $R > 1000-2000$ ) en raison du traitement simultané de chaque canal spectral.
- ✓ J'ai simulé la détection de la planète GJ1214b avec le projet ExTrA et l'analyse numérique des données d'une nuit d'observation en utilisant seulement une étoile de comparaison. J'ai validé la capacité de l'algorithme à réduire les systématiques et retrouver un transit assez profond comparé aux bruits photométriques.
- ✓ J'ai montré qu'avec une résolution moyenne ( $R > 20$ ) la précision de l'ajustement est accrue car nous décorrellons mieux numériquement le transit et les systématiques, nous permettant de retrouver avec exactitude un transit peu profond ( $D = 10-2\%$ ) introduit dans les données (figure 8.8). Note pour rappel : le transit est supposé identique dans tous les canaux spectraux.
- ✓ L'application de l'algorithme aux données de calibration de l'instrument ExTrA en laboratoire a révélé une limite de détection préliminaire de 6mmag à  $3\sigma$  en corrigeant de forts effets systématiques dont l'origine pourrait être la stabilité photométrique de la source. Cet aspect reste à étudier sur le site de La Silla tout comme d'éventuelles données sur ciel.
- ✓ L'algorithme permettra également de prendre en compte nos connaissances au préalable des effets systématiques colorés ainsi que du transit via le *prior* permettant d'optimiser notre recherche de transit dans une grille de modèles.

Cinquième partie

Observations HARPS





## Chapitre 9

# Détection et caractérisation de transits via VRs

### Sommaire

---

9.1	K2-3 : 3 planètes . . . . .	162
9.2	GJ1132 : 2 planètes . . . . .	162
9.3	K2-18 : 2 planètes . . . . .	163
9.4	GJ3138, GJ3323, GJ273, GJ628, GJ3293 : 12 planètes . . . . .	163
9.5	GJ536 : 1 planète . . . . .	164
9.6	YZ Cet : 3 planètes . . . . .	164
9.7	LHS1140 : 1 planète . . . . .	164

---

Durant cette thèse, j'ai observé un bon nombre de naines M avec l'instrument HARPS, fournissant les données qui ont participées à la découverte et/ou la caractérisation de 24 exoplanètes. Je répertorie et résume ici ces découvertes.<sup>1</sup>

---

1. Pour plus de détails, les articles originaux se trouvent en annexe E

Pour une partie des cibles, nous avons apporté confirmation de la détection planétaire et la mesure de la masse de l’objet (comme LHS1140b) . Pour d’autres, il s’agissait de préciser les paramètres planétaires déjà connus et contraindre la présence de planètes supplémentaires dans le système (comme GJ1132b et c). Enfin, certaines planètes ont été découvertes pour la première fois avec ces observations (GJ536b par exemple). L’ensemble de ces détections nous permet d’établir une liste de naines M dont les VRs révèlent des planètes détectées ou non en transit à ce jour et dont le suivi photométrique est nécessaire. Ces découvertes sont ordonnés par ordre de parution.

## 9.1 K2-3 : 3 planètes

Crossfield *et al.* (2015) ont rapporté leur observation de l’étoile K2-3 de la mission K2. Cette étoile possède 3 super-Terres qui transitent. L’étoile est une naine M0 inactive ( $T_{eff} = 3900 \pm 190K$ ,  $[Fe/H] = -0.32 \pm 0.13dex$ ) et assez brillante pour faire de la spectroscopie. Avec un rayon de  $1.5R_{\oplus}$ , la planète d orbite près de la limite intérieure de la zone habitable<sup>2</sup>. Sa masse n’a pas été mesurée mais nous avons rassemblé et analysé les VRs de K2-3 avec l’instrument HARPS (Almenara *et al.* 2015). L’analyse conjointe des nouvelles vitesses et de la photométrie ont permis d’obtenir une estimation des masses. En effet, à l’instar d’un modèle Keplerien seul, l’analyse avec un modèle de dynamique à N corps nommé MERCURY (Chambers 1999) tient compte des interactions gravitationnelles entre tous les corps et simule les variations de VRs et transits associées (comme les TTVs ou TDVs par exemple). Nous concluons sur le système de K2-3 que la mesure de la masse de b est robuste ( $8.4 \pm 2.1M_{\oplus}$ ) mais ce n’est pas le cas de celles de c et d. Beaucoup plus d’observations seront nécessaires pour mieux dissocier les signatures des planètes c et d de l’activité stellaire.

## 9.2 GJ1132 : 2 planètes

GJ1132 est une naine M dans notre voisinage stellaire avec une planète détectée en transit par la campagne MEarth (Berta-Thompson *et al.* 2015). Dûe à sa petite taille, sa faible masse et sa température ( $0.21R_{\odot}$ ,  $0.18M_{\odot}$ ,  $3300K$ ), la profondeur du transit de 2.5mmag, observée dans les courbes de lumières avec une période de 1.6 jours, implique la présence d’une planète de taille comparable à celle de la Terre ( $1.2R_{\oplus}$ ) et une température d’équilibre de 400 à 600K. GJ1132 est 2 à 3 magnitudes plus brillante que la plupart des étoiles hôtes vues par Kepler, la plaçant ainsi en tête de liste pour être suivie en vue de caractériser plus précisément le système. Une série d’observations a été conduite avec le spectrographe HARPS. Ces observations ont permis de détecter un signal de vitesses radiales de  $2.76 \pm 0.92m.s^{-1}$  correspondant à une planète de  $1.62 \pm 0.55M_{\oplus}$ . Si ces valeurs indiquent que la planète serait tellurique, l’incertitude sur la masse ne permet pas de discriminer totalement la composition gazeuse dans une limite à  $3\sigma$ . De plus, la masse de la planète est un paramètre important pour déterminer les échelles d’altitudes de la potentielle atmosphère (détails dans Southworth et Evans (2016) sur WASP-103) et contraindre les observations de spectroscopie en transmission dans le futur. Concernant GJ1132b, (Schaefer *et al.* 2016) a utilisé nos connaissances sur le système pour prédire la composition de son atmosphère en attendant d’être suivi en spectroscopie de transit ou d’occultation.

Nous avons continué de suivre GJ1132 par la suite. Si l’amélioration de la mesure de la masse de GJ1132b était clairement nécessaire, la recherche d’autres planètes dans le système était une motivation d’importance équivalente. Connaissant une planète en transit, nous savons que le système est aligné de manière favorable et qu’une planète additionnelles dans le système a de grandes chances de transiter (Gillon *et al.* 2010, 2017). Nous exposons les

---

2. Voir définition section 2.1

nouveaux résultats de vitesse radiales avec l'instrument HARPS (*Bonfils et al. 2017, soumis*) permettant d'améliorer la mesure de la masse de la planète b mais également la détection de la planète c non détectée en transit. Après avoir retiré la contribution attribuée à l'activité stellaire, nous avons détecté GJ1132b avec les données de vitesses radiales seules. Nos mesures révèlent au moins une planète supplémentaire avec une masse de  $m \sin i = 2.7 \pm 0.7 M_{\oplus}$  et une période  $P_c = 8.92 \pm 0.03 \text{ jours}$ . D'une température de 230 à 330K, cette super-Terre est localisée près de la zone habitable du système. Malheureusement, le recoupement avec les éphémérides des données Spitzer (*Dittmann et al. 2017a*) exclut un transit pour la planète c.

### 9.3 K2-18 : 2 planètes

Un autre résultat important est celui de K2-18. Montet *et al.* (2015) a rapporté la détection de la super-Terre K2-18b dont l'étoile hôte faisait partie des cibles de la première campagne Kepler puis du début de la campagne K2 analysées par Foreman-Mackey *et al.* (2015). La planète a été confirmée grâce à des données Spitzer ajoutées. La planète orbite une naine M2.5 avec une période de  $\sim 32.9 \text{ j}$  la plaçant dans la zone habitable de l'étoile. Le rayon de  $2.28 R_{\oplus}$  suggèrerait une enveloppe hydrogène/hélium (H/He) étendue qui peut contenir des espèces moléculaires supplémentaires telles que de l'eau ou du méthane, à priori détectables avec les prochains instruments de caractérisation. En effet, l'étoile K2-18 est proche et brillante ( $\sim 34 \text{ pc}$ ,  $V=13.5, I=11.7, K=8.9$ ). Nous rapportons la première mesure de la masse de K2-18b en utilisant les mesures de vitesses radiales grâce au spectrographe HARPS (*Cloutier et al. 2017a*). Avec une masse de  $8.0 \pm 1.9 M_{\oplus}$ , la densité globale de la planète est de  $3.7 \pm 0.9 \text{ g.cm}^{-3}$ , ce qui pourrait correspondre à une planète tellurique possédant une large enveloppe gazeuse ou bien à une planète océan dont la masse d'eau s'élèverait à 50% de la masse totale.

Grâce à ces mêmes mesures, nous avons également trouvé un signal correspondant à une deuxième planète de  $m \sin i = 7.5 \pm 1.3 M_{\oplus}$  à une période de 9 jours. Après vérification sur les courbes de lumières, nous en concluons que K2-18c n'est pas détectée en transit et que son orbite pourrait ne pas être coplanaire avec K2-18b.

### 9.4 GJ3138, GJ3323, GJ273, GJ628, GJ3293 : 12 planètes

Nous avons détecté 12 nouvelles planètes grâce à la campagne d'observation des naines M avec HARPS (*Astudillo-Defru et al. 2017b, The HARPS search for southern extra-solar planets XLI. A dozen planets around the M dwarfs GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, and GJ 3293*). Ces 5 cibles étant assez brillantes, un suivi photométrique est attendu en vue de caractériser la nature des planètes et mieux contraindre la géométrie des systèmes.

Tout d'abord, autour de GJ 3138 orbitent 3 planètes dont les masses sont respectivement  $m \sin i = 1.8 \pm 0.3$ ,  $4.2 \pm 0.6$ , et  $10.5 \pm 2.2 M_{\oplus}$  orbitent avec des périodes de 1.22, 5.97, and 257.8 jours.

Nous avons trouvé 2 planètes autour de GJ3323 avec des masses de  $2.0 \pm 0.3$  et  $2.3 \pm 0.5 M_{\oplus}$  et dont les périodes sont de 5.36 et 40.5 jours.

Nous rapportons aussi la détection de 2 planètes orbitant GJ273 ( $m \sin i = 1.17 \pm 0.21$  et  $2.86 \pm 0.43 M_{\oplus}$ , et des périodes de 4.7 et 18.7 jours. GJ 273b orbite en zone habitable. De plus, GJ273 est le deuxième plus proche (3.8pc) système planétaire connu à ce jour après Proxima Centauri.

Nous avons également trouvé 3 planètes autour de GJ 628 (Masses minimales :  $1.79 \pm 0.24$ ,  $3.41 \pm 0.40$  et  $6.92 \pm 0.95 M_{\oplus}$ . Périodes : 4.9, 17.9 et 217.6 jours).

Enfin, nous avons également détecté deux planètes autour de GJ3293 dont une avait été suggérée auparavant. Leurs périodes sont de 13.3 et 48.1 jours et leurs masses minimales sont de  $3.28 \pm 0.64$  et  $7.60 \pm 1.05 M_{\oplus}$  respectivement.

## 9.5 GJ536 : 1 planète

Nous avons rapporté la découverte d'une super-Terre orbitant GJ536 en utilisant les vitesses radiales de HARPS et HARPS-N (Suárez Mascareño *et al.* 2017, *A super-Earth orbiting the nearby M dwarf GJ 536*). GJ536b est une planète de  $m \sin i = 5.36 \pm 0.69 M_{\oplus}$ ; elle a une période de  $8.7076 \pm 0.0025$  jours.

## 9.6 YZ Cet : 3 planètes

Nous avons également suivi la naine M YZ Cet (aussi connue sous le nom de GJ54.1) dérivant ses vitesses radiales ainsi que son activité à partir d'indicateurs spectroscopiques et de sa photométrie (Astudillo-Defru *et al.* 2017a, *The HARPS search for southern extra-solar planets XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Cet*). Nous avons trouvé des preuves consistantes de la présence de 3 planètes en orbites rapprochées, proche de la résonance 2 : 3 ( $P_{orb} = 1.97, 3.06, 4.66$  jours). Leurs masses sont les plus faibles mesurées par VRs à ce jour avec  $m \sin i = 0.76 \pm 0.12, 0.82 \pm 0.16, \text{ et } 1.03 \pm 0.18 M_{\oplus}$  respectivement.

## 9.7 LHS1140 : 1 planète

La confirmation de l'existence de la planète LHS1140b est une grande découverte (Dittmann *et al.* 2017b, *A temperate rocky super-Earth transiting a nearby cool star*). Cette planète de 1.4 rayons terrestres a été vu par MEarth, transitant une naine M à 11pc de notre système. Avec HARPS, nous avons mesuré la masse de la planète :  $6.6 M_{\oplus}$ . Cela correspond à une planète tellurique. De plus, elle se place dans la zone habitable de son étoile et son excentricité a pu être partiellement contrainte, inférieure à 0.29. Cette planète pourrait avoir retenu son atmosphère malgré la luminosité importante de son étoile dans sa jeunesse qui aurait pu évaporer la jeune atmosphère. C'est une des cibles les plus intéressantes pour la caractérisation de l'atmosphère exoplanétaire dans un futur proche.

# Conclusions et perspectives

## Réalisations

Mon sujet de thèse *Spectrophotométrie différentielle pour la détection d'exoplanètes en transit* s'articule autour de quatre thèmes principaux que j'ai réalisés au long de ces 3 ans :

- L'étude de l'extinction atmosphérique de second ordre ou effet de couleur (son origine, ses variations) ;
- La formalisation de la technique de spectrophotométrie différentielle et la détermination du gain apporté par la résolution spectrale sur la précision photométrique ;
- Le développement d'un algorithme de correction d'effets systématiques colorés, dont fait partie l'extinction atmosphérique de second ordre, et de détection de transits planétaires ;
- L'application des trois axes précédents aux caractéristiques particulières du projet ExTrA.

Durant cette thèse, j'ai étudié une toute nouvelle méthode pour détecter des transits planétaires : la spectrophotométrie. Une telle méthode était pressentie pour corriger des systématiques colorées présentes dans les courbes de lumières en utilisant l'information spectrale. Contrairement aux campagnes d'observations précédentes, le projet ExTrA propose d'appliquer cette méthode instrumentale. La recherche de planètes de taille terrestre en zone habitable de naines M à L avec cette méthode met en lumière des défis techniques, instrumentaux mais également numériques dans le but d'améliorer la technique existante de détection de transit en photométrie depuis le sol.

### **Extinction atmosphérique de second ordre.**

Durant la première partie de ma thèse, j'ai étudié un effet systématique présent dans les courbes de lumière obtenues depuis le sol en photométrie différentielle dans l'infrarouge : l'effet de couleur. En effet, l'atmosphère terrestre n'atténue pas la lumière de deux étoiles de types différents de la même quantité selon la bande spectrale, les types des étoiles et les conditions atmosphériques. C'est pour cela qu'on appelle ça un effet de couleur. Cet systématique peut être limitante car supérieure aux autres bruits photométriques (bruit de détecteur, fond de ciel, bruit de photon, scintillation) comme il a été montré dans la bande utilisée par ExTrA,  $[0.8, 1.6]\mu\text{m}$ . Mon étude a d'abord permis de confirmer une dépendance de l'effet de couleur avec la masse d'air (Mann *et al.* 2011) et/ou la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère au dessus du télescope. Calculé en bande large, l'effet de couleur varie avec les types spectraux des étoiles, et leur gravité de surface notamment. Plus le type spectral de l'étoile de comparaison est proche de celui de l'étoile cible, moins l'effet de couleur est important. On fait un constat similaire avec leur gravité de surface.

La présence de variabilités photométriques intrinsèques à l'étoile peut simuler un transit planétaire mais également avoir une signature spectrale qui apparaît comme un autre effet systématique. Cet effet a également été simulé et est moins important que l'effet de couleur dû aux types spectraux.

**Gain apporté par la résolution spectrale.**

La spectrophotométrie différentielle est l'ajout de la dimension spectrale à la photométrie différentielle usuelle. Étant donné les bruits systématiques comme l'effet de couleur atmosphérique présents dans les courbes de lumière, il était supposé que l'information spectrale permettrait de corriger sinon diminuer l'effet de couleur. En effet, j'ai pu montrer d'abord à l'aide d'un modèle-jouet dans une bande spectrale fictive et des spectres simples, linéaires, que l'effet de couleur diminuait avec la résolution spectrale. Puis qu'il était également réduit à moyenne résolution dans toutes les bandes usuelles du visible et de l'infrarouge, grâce à des simulations d'observations basées sur des grilles de modèles stellaires (Allard *et al.* 1997) et atmosphériques (Noll *et al.* 2012) de dernières générations. Ces simulations ont en revanche montré que l'effet de couleur peut également augmenter avec la résolution. À moyenne résolution, le nombre de canaux spectraux avec un effet systématique positif est compensé par le nombre de canaux spectraux avec un effet systématique négatif. Ainsi dans les gammes de résolutions ici étudiées ( $R < 3500$ ), l'effet de couleur sur la bande totale S diminue en valeur absolue jusqu'à une certaine résolution puis continue de s'éloigner de 0. L'effet de couleur à haute résolution est toujours plus faible que sans résolution spectrale.

**Développement de l'algorithme ExTrA.**

Le gain apporté par la résolution spectrale est un effet instrumental de la spectrophotométrie. Il permet de gagner un ordre de grandeur en précision photométrique avec une résolution de  $R \sim 100 - 200$ . Cela réduit l'effet de couleur mais ne l'élimine pas. L'effet de couleur restant peut être corrigé numériquement et la dernière partie de ma thèse a été consacrée au développement d'un algorithme de traitement de courbes de lumières pour corriger d'effets de couleurs linéaires. Il permet également de trouver des transits.

Toutes les courbes de lumières (différents canaux spectraux) sont affectées par un même effet systématique linéaire. Elles peuvent être traitées en parallèle avant de dégrader la résolution, ce qui permet d'obtenir une courbe de lumière globale corrigée. L'algorithme est un algorithme de type SYSREM, itératif, durant lequel les courbes de lumières différentielles remplacent les courbes de lumières de chaque étoile et où la dimension spectrale remplace la dimension du nombre d'étoiles. Cette méthode est sensible à divers effets systématiques et pas seulement l'effet de couleur (causé par les variations des conditions atmosphériques). Par exemple : l'erreur sur le centrage des étoiles, l'activité stellaire ou la phase de la Lune.

Cet algorithme utilise une approche semi-bayésienne pour pouvoir donner des probabilités de détection de transit mais également inclure l'information venant des observations précédentes (de la nuit précédente, de la saison, ...) dans un prior, nous aidant à donner plus d'importance à la détection de transit. Nous avons montré que cette analyse numérique augmente notre sensibilité à de plus petits transits.

La distribution de probabilité d'un paramètre tel que la profondeur de transit peut être marginalisée. Ce paramètre est alors traité comme un signe de la présence ou de l'absence de transit à chaque observation. En prenant en compte les différentes incertitudes de détection, cette stratégie devrait économiser du temps sur le suivi des cibles en favorisant les meilleurs candidats. Cette stratégie très similaire à celle du projet Mearth donne beaucoup d'importance à toutes les collaborations de suivi global de candidats transit à longue période qui peuvent être identifiés par d'autres observatoires.

## Détections et caractérisation de planètes autour de naines M suivies en VR

Les découvertes et caractérisations de planètes avec les vitesses radiales constituent un travail complémentaire au thème principal de ma thèse exprimé dans la section précédente. Cela nous permet de caractériser les systèmes possédant une ou plusieurs planètes transitant leur étoile hôte, d'une part. D'autre part, cela nous apporte une liste de naines M dont les VRs révèlent des planètes non détectées en transit à ce jour et dont le suivi photométrique est nécessaire. J'ai participé à la découverte ou la caractérisation de 24 exoplanètes<sup>3</sup> :

- ⊙ **GJ1132b et c.** *A rocky planet transiting a nearby low-mass star.* Berta-Thompson *et al.* (2015) rapporte la découverte de GJ1132b grâce à des mesures photométriques de MEarth et un suivi en vitesses radiales avec l'instrument HARPS. Le suivi qui a succédé cette publication a donné lieu à un nouvel article : *Radial velocity follow-up of GJ1132 with HARPS. Weighing planet 'b' and detecting a second, temperate super-Earth* (Bonfils *et al.* 2017, soumis). La masse de b est de  $1.90 \pm 0.31 M_{\oplus}$ . Sa densité de  $6.7 \pm 2.2 g.cm^{-3}$  nous confirme sa nature tellurique. C'est une Terre trop proche de son étoile pour être habitable mais qui pourrait posséder une atmosphère. La planète c est une super-Terre de  $m \sin i = 2.8 \pm 0.7 M_{\oplus}$  et de période  $P_c = 8.92 \pm 0.03 \text{ jours}$ . GJ1132c n'a pas été trouvé en transit.
- ⊙ **K2-3b, c, d.** *A HARPS view on K2-3* (Almenara *et al.* 2015). La mission K2 a trouvé 3 planètes transitant la naine M proche K2-3. La planète la plus éloignée orbite proche de la limite intérieure de la zone habitable. Nous avons utilisé HARPS pour mesurer la masse de ces planètes mais n'avons pu déterminer que la masse de b ( $8.4 \pm 2.1 M_{\oplus}$ ) dont la densité de  $4.32_{-0.76}^{+2.0} g.cm^{-3}$  suggère qu'elle est en grande partie rocheuse mais pourrait contenir jusqu'à 50% d'eau. Les signaux de c et d étaient affectés par l'activité stellaire.
- ⊙ **GJ3138b, c, d. GJ3323b, c. GJ273b, c. GJ628b, c, d. GJ3293b, c.** *The HARPS search for southern extra-solar planets XLI. A dozen planets around the M dwarfs GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, and GJ 3293* (Astudillo-Defru *et al.* 2017b). GJ 3138 possède 3 planètes dont les masses sont respectivement  $m \sin i = 1.8 \pm 0.3$ ,  $4.2 \pm 0.6$ , et  $10.5 \pm 2.2 M_{\oplus}$  orbitent avec des périodes de 1.22, 5.97, and 257.8 jours. Nous avons trouvé 2 planètes autour de GJ3323 avec des masses de  $2.0 \pm 0.3$  et  $2.3 \pm 0.5 M_{\oplus}$  et dont les périodes sont de 5.36 et 40.5 jours. Nous rapportons la détection de 2 planètes orbitant GJ273 ( $m \sin i = 1.17 \pm 0.21$  et  $2.86 \pm 0.43 M_{\oplus}$ , et des périodes de 4.7 et 18.7 jours. GJ 273b orbite en zone habitable. De plus, GJ273 est le deuxième plus proche (3.8pc) système planétaire connu à ce jour après Proxima Centauri. Nous avons trouvé 3 planètes autour de GJ 628 (Masses minimales :  $1.79 \pm 0.24$ ,  $3.41 \pm 0.40$  et  $6.92 \pm 0.95 M_{\oplus}$ . Périodes : 4.9, 17.9 et 217.6 jours). Enfin, nous avons également détecté deux planètes autour de GJ3293 dont une avait été suggérée. Leurs périodes sont de 13.3 et 48.1 jours et leurs masses minimales sont de  $3.28 \pm 0.64$  et  $7.60 \pm 1.05 M_{\oplus}$  respectivement.
- ⊙ **GJ536b,** *A super-Earth orbiting the nearby M dwarf GJ 536* (Suárez Mascareño *et al.* 2017). Nous avons rapporté la découverte d'une super-Terre orbitant GJ536 en utilisant les vitesses radiales de HARPS et HARPS-N. GJ536b est une planète de  $m \sin i = 5.36 \pm 0.69 M_{\oplus}$  ; elle a une période de  $8.7076 \pm 0.0025 \text{ jours}$ .
- ⊙ **YZ Cet b, c et d,** *The HARPS search for southern extra-solar planets XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Cet* (Astudillo-Defru *et al.* 2017a). Nous avons également suivi la naine M YZ Cet (aussi connue sous le nom de GJ54.1) dérivant ses vitesses radiales ainsi que son activité à partir d'indicateurs spectroscopiques et de sa photométrie. Nous avons trouvé des preuves consistantes de la présence de 3 planètes en orbites rapprochées, proche de la résonance 2 :3 ( $P_{orb} = 1.97, 3.06, 4.66 \text{ jours}$ ).

3. Pour plus de détails, se référer aux articles originaux qui se trouvent en annexe E.



Leurs masses sont les plus faibles mesurées par VRs à ce jour avec  $m \sin i = 0.76 \pm 0.12$ ,  $0.82 \pm 0.16$ , et  $1.03 \pm 0.18 M_{\oplus}$  respectivement.

- ⊙ **K2-18b, c**, *Characterization of the K2-18 multi-planetary system with HARPS. A habitable zone super-Earth and discovery of a second, warm super-Earth on a non-coplanar orbit* (Cloutier et al. 2017a). Nous avons mesuré la masse de K2-18b :  $8.0 \pm 1.9 M_{\oplus}$ , découverte par la mission K2 autour d'une brillante naine M proche. Sa densité indique qu'il s'agirait d'une planète rocheuse avec une enveloppe gazeuse conséquente ou bien d'une planète océan avec une fraction d'eau supérieure à 50%. Nous avons également trouvé un signal correspondant à une super-Terre chaude de  $m \sin i = 7.5 \pm 1.3 M_{\oplus}$  à  $\sim 9$  jours de période. Cette planète c n'est pas détectée en transit et orbite probablement dans un autre plan que b. Avec des simulations de la dynamique d'un tel système, nous avons contraint les excentricités des planètes pour que le système soit stable ( $e_b \leq 0.43$  et  $e_c \leq 0.47$ ).
- ⊙ **LHS1140b**, *A temperate rocky super-Earth transiting a nearby cool star* (Dittmann et al. 2017b). Dans cet article, nous rapportons la découverte et la confirmation d'une planète de 1.4 rayons terrestres qui transite LHS1140, une naine M à 11pc de notre système. Avec HARPS, nous avons mesuré la masse de la planète :  $6.6 M_{\oplus}$ . Cela correspond à une planète tellurique. De plus, elle se place dans la zone habitable de son étoile et son excentricité a pu être partiellement contrainte, inférieure à 0.29. Cette planète pourrait avoir retenu son atmosphère malgré la luminosité importante de son étoile dans sa jeunesse qui aurait pu évaporer la jeune atmosphère. C'est une des cibles les plus intéressantes pour la caractérisation de l'atmosphère exoplanétaire dans un futur proche.

## Perspectives

### Données ExTrA

L'instrument de ExTrA est maintenant installé à La Silla. Dans un premier temps, nous aimerions vérifier l'origine des systématiques instrumentales et possiblement les corriger. Dans un deuxième temps, nous aimerions valider la méthode de spectrophotométrie grâce aux premières observations sur ciel. Cela permettrait non seulement de valider la méthode instrumentale mais aussi de valider la méthode numérique de correction d'effets systématiques.

### Amélioration de l'ETC

L'ETC que j'ai développé pour le projet ExTrA comprend des calculs d'effets systématiques pour une étoile de comparaison mais il serait intéressant de connaître le bilan d'erreur en prenant en compte de multiples étoiles de comparaison (pour le projet ExTrA, il peut y avoir jusqu'à 4 étoiles de comparaison en plus de l'étoile cible). Il serait également possible d'ajouter une grille de type spectraux et de température (à fortiori également de gravité de surface lorsque nos modèles et nos observations nous donnerons accès à une plus grande résolution sur ce paramètre, ainsi que de métallicité) pour prendre en compte des effets systématiques différents selon le couple d'étoiles comparées.

### Haute résolution

L'étude de l'effet de couleur en fonction de la résolution spectrale a été limité à des résolutions basses et moyennes. Certains tests ont été effectués à haute résolution sans avoir pu être analysés profondément. Une moyenne résolution représente un gain important en précision et la haute résolution ( $R > 5000$ ) n'est pas justifiée a priori. Cependant, l'apport de la haute résolution sur la précision photométrique serait en effet un axe à développer et clore.

### Amélioration de l'algorithme ExTrA

L'algorithme que j'ai développé pour corriger des effets systématiques tout en détectant des

transits dans des courbes de spectrophotométrie peut également être amélioré sur de plusieurs aspects. D'abord, il pourrait prendre en compte les différentes étoiles de comparaison dans le cas où nous avons jusqu'à 4 étoiles de comparaison. Ensuite, si la correction des autres bruit est optimale et que l'étoile cible est assez brillante, on peut envisager l'étude un modèle de systématique d'ordre 3 (cubique) qui sera meilleur que le modèle quadratique et dont la correction nous amène à une précision photométrique de l'ordre de  $10^{-5}mag$ . Enfin, il serait possible d'optimiser cet algorithme en améliorant le modèle de transit en incluant l'assombrissement centre-bord par exemple.



# Bibliographie

- AGOL, E., STEFFEN, J., SARI, R. et CLARKSON, W. (2005). On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits. *MNRAS*, 359:567–579. (Page 17.)
- ALLARD, F., ALEXANDER, D. R. et HAUSCHILDT, P. H. (1998). Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *In* DONAHUE, R. A. et BOOKBINDER, J. A., éditeurs : *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 154 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 63. (Pages 61, 69, 88, 89, 127, 189, et 190.)
- ALLARD, F., HAUSCHILDT, P. H., ALEXANDER, D. R. et STARRFIELD, S. (1997). Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *ARA&A*, 35:137–177. (Pages 40, 139, et 166.)
- ALMENARA, J. M., ASTUDILLO-DEFRU, N., BONFILS, X. et al. (2015). A HARPS view on K2-3. *A&A*, 581:L7. (Pages 31, 162, et 167.)
- ALONSO, R., BROWN, T. M., TORRES, G. et al. (2004). TrES-1 : The Transiting Planet of a Bright K0 V Star. *ApJ*, 613:L153–L156. (Page 20.)
- ANDERSEN, J. M. et KORHONEN, H. (2015). Stellar activity as noise in exoplanet detection - II. Application to M dwarfs. *MNRAS*, 448:3053–3069. (Page 69.)
- ANDERSON, D. R., HELLIER, C., GILLON, M. et al. (2010). WASP-17b : An Ultra-Low Density Planet in a Probable Retrograde Orbit. *ApJ*, 709:159–167. (Page 19.)
- ANGLADA-ESCUDE, G., AMADO, P. J., BARNES, J. et al. (2016). A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536:437–440. (Page 28.)
- ANGLADA-ESCUDE, G., ROJAS-AYALA, B., BOSS, A. P., WEINBERGER, A. J. et LLOYD, J. P. (2013). GJ 1214 reviewed. Trigonometric parallax, stellar parameters, new orbital solution, and bulk properties for the super-Earth GJ 1214b. *A&A*, 551:A48. (Page 137.)
- ASTUDILLO-DEFRU, N., DÍAZ, R. F., BONFILS, X. et al. (2017a). The HARPS search for southern extra-solar planets. XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Ceti. *A&A*, 605:L11. (Pages 164 et 167.)
- ASTUDILLO-DEFRU, N., FORVEILLE, T., BONFILS, X. et al. (2017b). The HARPS search for southern extra-solar planets XLI. A dozen planets around the M dwarfs GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, and GJ 3293. *ArXiv e-prints*. (Pages 31, 163, et 167.)
- AUVERGNE, M., BODIN, P., BOISNARD, L. et al. (2009). The CoRoT satellite in flight : description and performance. *A&A*, 506:411–424. (Page 20.)
- BAINS, W. (2004). Many Chemistries Could Be Used to Build Living Systems. *Astrobiology*, 4:137–167. (Page 30.)
- BAKOS, G., NOYES, R. W., KOVÁCS, G. et al. (2004). Wide-Field Millimagnitude Photometry with the HAT : A Tool for Extrasolar Planet Detection. *PASP*, 116:266–277. (Page 20.)
- BAKOS, G. Á., NOYES, R. W., KOVÁCS, G. et al. (2009). Search for Transiting Exoplanets with HATNet. *In* PONT, F., SASSELOV, D. et HOLMAN, M. J., éditeurs : *Transiting Planets*, volume 253 de *IAU Symposium*, pages 21–27. (Page 20.)
- BARANNE, A., MAYOR, M. et PONCET, J. L. (1979). CORAVEL - A new tool for radial velocity measurements. *Vistas in Astronomy*, 23:279–316. (Page 13.)

- BARANNE, A., QUELOZ, D., MAYOR, M. et al. (1996). ELODIE : A spectrograph for accurate radial velocity measurements. *A&AS*, 119:373–390. (Page 13.)
- BARGE, P., BAGLIN, A., AUVERGNE, M. et CoRoT TEAM (2008). CoRoT : pioneer space mission for exoplanet transit search. In SUN, Y.-S., FERRAZ-MELLO, S. et ZHOU, J.-L., éditeurs : *Exoplanets : Detection, Formation and Dynamics*, volume 249 de *IAU Symposium*, pages 3–16. (Page 20.)
- BARSTOW, J. K., AIGRAIN, S., IRWIN, P. G. J., KENDREW, S. et FLETCHER, L. N. (2015). Transit spectroscopy with James Webb Space Telescope : systematics, starspots and stitching. *MNRAS*, 448:2546–2561. (Page 59.)
- BATYGIN, K. et BROWN, M. E. (2016). Generation of Highly Inclined Trans-Neptunian Objects by Planet Nine. *ApJ*, 833:L3. (Page 6.)
- BEAN, J. L., DÉSSERT, J.-M., KABATH, P. et al. (2011). The Optical and Near-infrared Transmission Spectrum of the Super-Earth GJ 1214b : Further Evidence for a Metal-rich Atmosphere. *ApJ*, 743:92. (Page 137.)
- BEAN, J. L., MILLER-RICCI KEMPTON, E. et HOMEIER, D. (2010). A ground-based transmission spectrum of the super-Earth exoplanet GJ 1214b. *Nature*, 468:669–672. (Page 137.)
- BEICHMAN, C., LIVINGSTON, J., WERNER, M. et al. (2016). Spitzer Observations of Exoplanets Discovered with the Kepler K2 Mission. *ApJ*, 822:39. (Page 31.)
- BERTA, Z. K., CHARBONNEAU, D., BEAN, J. et al. (2011). The GJ1214 Super-Earth System : Stellar Variability, New Transits, and a Search for Additional Planets. *ApJ*, 736:12. (Page 137.)
- BERTA, Z. K., IRWIN, J. et CHARBONNEAU, D. (2013). Constraints on Planet Occurrence around Nearby Mid-to-late M Dwarfs from the MEARTH Project. *ApJ*, 775:91. (Page 41.)
- BERTA, Z. K., IRWIN, J., CHARBONNEAU, D., BURKE, C. J. et FALCO, E. E. (2012). TRANSIT DETECTION IN THE MEARTH SURVEY OF NEARBY M DWARFS : BRIDGING THE CLEAN-FIRST, SEARCH-LATER DIVIDE. *The Astronomical Journal*, 144(5):145. (Pages 57, 125, 137, et 154.)
- BERTA-THOMPSON, Z. K., IRWIN, J., CHARBONNEAU, D. et al. (2015). A rocky planet transiting a nearby low-mass star. *Nature*, 527:204–207. (Pages 12, 21, 22, 34, 162, et 167.)
- BIRKBY, J. L., DE KOK, R. J., BROGI, M. et al. (2013). Detection of water absorption in the day side atmosphere of HD 189733 b using ground-based high-resolution spectroscopy at 3.2  $\mu\text{m}$ . *MNRAS*, 436:L35–L39. (Pages 22 et 30.)
- BLUM, J. et WURM, G. (2008). The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *ARA&A*, 46:21–56. (Page 7.)
- BOLMONT, E., LIBERT, A.-S., LÉCONTE, J. et SELSIS, F. (2016). Habitability of planets on eccentric orbits : Limits of the mean flux approximation. *A&A*, 591:A106. (Page 30.)
- BONFILS, X. (2006). *Search and characterisation of planets around M dwarfs*. Theses, Université Joseph-Fourier - Grenoble I. (Page 33.)
- BONFILS, X., ALMENARA, J. M., JOCOUCO, L. et al. (2015). ExTrA : Exoplanets in transit and their atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 817(1):96051L. (Pages 20, 39, 41, 78, et 97.)
- BONFILS, X., DELFOSSE, X., UDRY, S. et al. (2013a). The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample. *A&A*, 549:A109. (Pages 35 et 40.)
- BONFILS, X., GILLON, M., FORVEILLE, T. et al. (2011). A short-period super-Earth orbiting the M2.5 dwarf GJ 3634. Detection with HARPS velocimetry and transit search with Spitzer photometry. *A&A*, 528:A111. (Page 35.)
- BONFILS, X., GILLON, M., UDRY, S. et al. (2012). A hot Uranus transiting the nearby M dwarf GJ 3470. Detected with HARPS velocimetry. Captured in transit with TRAPPIST photometry. *A&A*, 546:A27. (Pages 35 et 38.)

- BONFILS, X., LO CURTO, G., CORREIA, A. C. M. et al. (2013b). The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIV. A planetary system around the nearby M dwarf <ASTROBJ>GJ 163</ASTROBJ>, with a super-Earth possibly in the habitable zone. *A&A*, 556:A110. (Page 31.)
- BONFILS, X., MAYOR, M., DELFOSSE, X. et al. (2007). The HARPS search for southern extra-solar planets. X. A  $m \sin i = 11 M_{\oplus}$  planet around the nearby spotted M dwarf <ASTROBJ>GJ 674</ASTROBJ>. *A&A*, 474 : 293 – 299. (Page 59.)
- BORUCKI, W. J. (1984). Photometric Approaches to Detecting Other Solar Systems. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 16 de BAAS, page 703. (Page 16.)
- BORUCKI, W. J., KOCH, D., BASRI, G. et al. (2010). Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results. *Science*, 327:977. (Page 20.)
- BOUCHY, F. et SOPHIE TEAM (2006). SOPHIE : the successor of the spectrograph ELODIE for extrasolar planet search and characterization. In ARNOLD, L., BOUCHY, F. et MOUTOU, C., éditeurs : *Tenth Anniversary of 51 Peg-b : Status of and prospects for hot Jupiter studies*, pages 319–325. (Page 13.)
- BOYAJIAN, T. S., VON BRAUN, K., VAN BELLE, G. et al. (2012). Stellar Diameters and Temperatures. II. Main-sequence K- and M-stars. *ApJ*, 757:112. (Page 67.)
- BROWN, T. M. (2001). Transmission Spectra as Diagnostics of Extrasolar Giant Planet Atmospheres. *ApJ*, 553:1006–1026. (Page 21.)
- BUCCINO, A. P., LEMARCHAND, G. A. et MAUAS, P. J. D. (2006). Ultraviolet radiation constraints around the circumstellar habitable zones. *Icarus*, 183:491–503. (Page 28.)
- BUDDING, E. et DEMIRCAN, O. (2007). *Introduction to Astronomical Photometry*. (Pages 47, 57, 81, et 185.)
- BUDISA, N. et SCHULZE-MAKUCH, D. (2014). Supercritical carbon dioxide and its potential as a life-sustaining solvent in a planetary environment. *Life*, 4(3):331–340. (Page 31.)
- BURROWS, A., HUBBARD, W. B., LUNINE, J. I. et LIEBERT, J. (2001). The theory of brown dwarfs and extrasolar giant planets. *Reviews of Modern Physics*, 73:719–765. (Page 23.)
- BURROWS, A., RAUSCHER, E., SPIEGEL, D. S. et MENOUE, K. (2010). Photometric and Spectral Signatures of Three-dimensional Models of Transiting Giant Exoplanets. *ApJ*, 719:341–350. (Page 23.)
- BUTLER, R. P., MARCY, G. W., WILLIAMS, E., HAUSER, H. et SHIRTS, P. (1997). Three New “51 Pegasi-Type” Planets. *ApJ*, 474:L115–L118. (Page 13.)
- CÁCERES, C., KABATH, P., HOYER, S. et al. (2014). Ground-based transit observations of the super-Earth GJ 1214 b. *A&A*, 565:A7. (Page 137.)
- CARTER, J. A., WINN, J. N., HOLMAN, M. J. et al. (2011). The Transit Light Curve Project. XIII. Sixteen Transits of the Super-Earth GJ 1214b. *ApJ*, 730:82. (Page 137.)
- CASSAN, A., KUBAS, D., BEAULIEU, J.-P. et al. (2012). One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. *Nature*, 481:167–169. (Page 41.)
- CHABRIER, G. et BARAFFE, I. (2000). Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *ARA&A*, 38:337–377. (Page 33.)
- CHABRIER, G., BARAFFE, I., ALLARD, F. et HAUSCHILDT, P. (2000). Deuterium burning in substellar objects. *The Astrophysical Journal Letters*, 542(2):L119. (Page 6.)
- CHAMBERS, J. E. (1999). A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304:793–799. (Page 162.)
- CHARBONNEAU, D., ALLEN, L. E., MEGEATH, S. T. et al. (2005). Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet. *ApJ*, 626:523–529. (Page 22.)
- CHARBONNEAU, D., BERTA, Z. K., IRWIN, J. et al. (2009). A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, 462:891–894. (Pages 34, 35, 137, et 139.)

- CHARBONNEAU, D., BROWN, T. M., LATHAM, D. W. et MAYOR, M. (2000). Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ*, 529:L45–L48. (Page 114.)
- CHARBONNEAU, D., BROWN, T. M., NOYES, R. W. et GILLILAND, R. L. (2002). Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJ*, 568:377–384. (Pages 22 et 23.)
- CHEN, G., PALLÉ, E., NORTMANN, L. et al. (2017). The GTC exoplanet transit spectroscopy survey. VI. Detection of sodium in WASP-52b’s cloudy atmosphere. *A&A*, 600:L11. (Page 23.)
- CHEN, J. et KUNKEL, V. (2010). Temporal and Physical Connection Between Coronal Mass Ejections and Flares. *ApJ*, 717:1105–1122. (Page 27.)
- CLARET, A. (2004). A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. Sloan filters : Calculations for  $-5.0 \leq \log [M/H] \leq +1$ ,  $2000 \text{ K} \leq T_{eff} \leq 50\,000 \text{ K}$  at several surface gravities. *A&A*, 428:1001–1005. (Page 19.)
- CLOUTIER, R., ASTUDILLO-DEFRU, N., DOYON, R. et al. (2017a). Characterization of the K2-18 multi-planetary system with HARPS : A habitable zone super-Earth and discovery of a second, warm super-Earth on a non-coplanar orbit. *ArXiv e-prints*. (Pages 163 et 168.)
- CLOUTIER, R., DOYON, R., MENOUE, K. et al. (2017b). On the Radial Velocity Detection of Additional Planets in Transiting, Slowly Rotating M-dwarf Systems : The Case of GJ 1132. *AJ*, 153:9. (Page 36.)
- COPERNICUS, N. (1543). *D revolutionibus orbium coelestium*. (Page 6.)
- CROLL, B., ALBERT, L., JAYAWARDHANA, R. et al. (2011). Broadband Transmission Spectroscopy of the Super-Earth GJ 1214b Suggests a Low Mean Molecular Weight Atmosphere. *ApJ*, 736:78. (Page 137.)
- CROSSFIELD, I. J. M., BARMAN, T. et HANSEN, B. M. S. (2011). High-resolution, Differential, Near-infrared Transmission Spectroscopy of GJ 1214b. *ApJ*, 736:132. (Page 137.)
- CROSSFIELD, I. J. M., PETIGURA, E., SCHLIEDER, J. E. et al. (2015). A Nearby M Star with Three Transiting Super-Earths Discovered by K2. *ApJ*, 804:10. (Pages 31 et 162.)
- CUMMING, A., BUTLER, R. P., MARCY, G. W. et al. (2008). The Keck Planet Search : Detectability and the Minimum Mass and Orbital Period Distribution of Extrasolar Planets. *PASP*, 120:531. (Page 10.)
- DE MOOIJ, E. J. W., BROGI, M., DE KOK, R. J. et al. (2012). Optical to near-infrared transit observations of super-Earth GJ 1214b : water-world or mini-Neptune? *A&A*, 538:A46. (Page 137.)
- DELFOSSÉ, X., BONFILS, X., FORVEILLE, T. et al. (2013). The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIII. Super-Earths around the M-dwarf neighbors Gl 433 and Gl 667C. *A&A*, 553:A8. (Page 31.)
- DELFOSSÉ, X., FORVEILLE, T., SÉGRANSAN, D. et al. (2000). Accurate masses of very low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations. *A&A*, 364:217–224. (Page 137.)
- DEMING, D., BROWN, T. M., CHARBONNEAU, D., HARRINGTON, J. et RICHARDSON, L. J. (2005). A New Search for Carbon Monoxide Absorption in the Transmission Spectrum of the Extrasolar Planet HD 209458b. *ApJ*, 622:1149–1159. (Page 22.)
- DEMING, D., WILKINS, A., MCCULLOUGH, P. et al. (2013). Infrared Transmission Spectroscopy of the Exoplanets HD 209458b and XO-1b Using the Wide Field Camera-3 on the Hubble Space Telescope. *ApJ*, 774:95. (Page 23.)
- DEMORY, B.-O., GILLON, M., DEMING, D. et al. (2011). Detection of a transit of the super-Earth 55 Cancri e with warm Spitzer. *A&A*, 533:A114. (Page 35.)
- DEMORY, B.-O., SÉGRANSAN, D., FORVEILLE, T. et al. (2009). Mass-radius relation of low and very low-mass stars revisited with the VLTI. *A&A*, 505:205–215. (Page 67.)

- DÉSERT, J.-M., BEAN, J., MILLER-RICCI KEMPTON, E. et al. (2011). Observational Evidence for a Metal-rich Atmosphere on the Super-Earth GJ1214b. *ApJ*, 731:L40. (Page 137.)
- DITTMANN, J. A., IRWIN, J. M., CHARBONNEAU, D., BERTA-THOMPSON, Z. K. et NEWTON, E. R. (2017a). A Search for Additional Bodies in the GJ 1132 Planetary System from 21 Ground-based Transits and a 100-hr Spitzer Campaign. *AJ*, 154:142. (Page 163.)
- DITTMANN, J. A., IRWIN, J. M., CHARBONNEAU, D. et al. (2017b). A temperate rocky super-Earth transiting a nearby cool star. *Nature*, 544:333–336. (Pages 32, 34, 164, et 168.)
- DOBBS-DIXON, I., AGOL, E. et BURROWS, A. (2012). The Impact of Circumplanetary Jets on Transit Spectra and Timing Offsets for Hot Jupiters. *ApJ*, 751:87. (Page 23.)
- DRAVINS, D., LINDEGREN, L., MEZEY, E. et YOUNG, A. T. (1997a). Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. I. Statistical Distributions and Temporal Properties. *PASP*, 109:173–207. (Page 52.)
- DRAVINS, D., LINDEGREN, L., MEZEY, E. et YOUNG, A. T. (1997b). Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. II. Dependence on Optical Wavelength. *PASP*, 109:725–737. (Page 52.)
- DRAVINS, D., LINDEGREN, L., MEZEY, E. et YOUNG, A. T. (1998). Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. III. Effects for Different Telescope Apertures. *PASP*, 110:610–633. (Page 52.)
- DRESSING, C. D., NEWTON, E. R., SCHLIEDER, J. E. et al. (2017). Characterizing K2 Candidate Planetary Systems Orbiting Low-mass Stars. I. Classifying Low-mass Host Stars Observed during Campaigns 1-7. *ApJ*, 836:167. (Page 41.)
- DUQUENNOY, A. et MAYOR, M. (1992). *Binaries as Tracers of Stellar Formation*. (Page 28.)
- FIGUEIRA, P., MARMIER, M., BOUÉ, G. et al. (2012). Comparing HARPS and Kepler surveys. The alignment of multiple-planet systems. *A&A*, 541:A139. (Page 36.)
- FISCHER, D. A., MARCY, G. W., BUTLER, R. P. et al. (2008). Five planets orbiting 55 cancri. *The Astrophysical Journal*, 675(1):790. (Pages 10, 13, et 14.)
- FOREMAN-MACKEY, D., MONTET, B. T., HOGG, D. W. et al. (2015). A Systematic Search for Transiting Planets in the K2 Data. *ApJ*, 806:215. (Pages 118 et 163.)
- FORTES, A. D. (2000). Exobiological Implications of a Possible Ammonia-Water Ocean inside Titan. *Icarus*, 146:444–452. (Pages 26 et 30.)
- FRASCA, A., BIAZZO, K., CATALANO, S. et al. (2005). Measuring starspot temperature from line-depth ratios. II. Simultaneous modeling of light and temperature curves. *A&A*, 432:647–655. (Page 69.)
- FRESSIN, F., TORRES, G., CHARBONNEAU, D. et al. (2013). The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets. *ApJ*, 766:81. (Page 10.)
- GAIDOS, E., FISCHER, D. A., MANN, A. W. et LÉPINE, S. (2012). On the Nature of Small Planets around the Coolest Kepler Stars. *ApJ*, 746:36. (Page 41.)
- GAIDOS, E., MANN, A. W., KRAUS, A. L. et IRELAND, M. (2016). They are small worlds after all : revised properties of Kepler M dwarf stars and their planets. *MNRAS*, 457:2877–2899. (Page 34.)
- GIGUERE, M. J., FISCHER, D. A., PAYNE, M. J. et al. (2015). Newly Discovered Planets Orbiting HD 5319, HD 11506, HD 75784 and HD 10442 from the N2K Consortium. *ApJ*, 799:89. (Page 19.)
- GILLON, M., DEMING, D., DEMORY, B.-O. et al. (2010). The Spitzer search for the transits of HARPS low-mass planets. I. No transit for the super-Earth HD 40307b. *A&A*, 518:A25. (Page 162.)
- GILLON, M., JEHIN, E., DELREZ, L. et al. (2013). SPECULOOS : Search for habitable Planets Eclipsing ULtra-coOL Stars. *In Protostars and Planets VI Posters*. (Page 34.)



- GILLON, M., JEHIN, E., LEDERER, S. M. et al. (2016). Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. *Nature*, 533:221–224. (Pages 32 et 34.)
- GILLON, M., TRIAUD, A. H. M. J., DEMORY, B.-O. et al. (2017). Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature*, 542:456–460. (Pages 10, 18, et 162.)
- GONZALEZ, G., BROWNLEE, D. et WARD, P. (2001). The Galactic Habitable Zone : Galactic Chemical Evolution. *Icarus*, 152:185–200. (Page 27.)
- GOWANLOCK, M. G., PATTON, D. R. et MCCONNELL, S. M. (2011). A Model of Habitability Within the Milky Way Galaxy. *Astrobiology*, 11:855–873. (Page 27.)
- GREENBERG, R. (2005). *Europa - the Ocean Moon : search for an alien biosphere*. (Pages 26 et 30.)
- GRIFFIN, R. F. (1967). A Photoelectric Radial-Velocity Spectrometer. *ApJ*, 148:465. (Page 13.)
- GRILLMAIR, C. J., BURROWS, A., CHARBONNEAU, D. et al. (2008). Strong water absorption in the dayside emission spectrum of the planet HD189733b. *Nature*, 456:767–769. (Page 22.)
- HAUSCHILD, P. H., ALLARD, F. et BARON, E. (1999). The NextGen Model Atmosphere Grid for  $3000 = T_{eff} = 10000 K$ . *ApJ*, 512 : 377 – 385. (Pages 61 et 69.)
- HAYES, D. S. et LATHAM, D. W. (1975). A rediscussion of the atmospheric extinction and the absolute spectral-energy distribution of VEGA. *ApJ*, 197:593–601. (Pages 48 et 49.)
- HEASLEY, J. N., JANES, K., LABONTE, B. et al. (1996). The Prospects for Asteroseismology from Ground-based Sites. *PASP*, 108:385. (Page 52.)
- HEBB, L., COLLIER-CAMERON, A., LOEILLET, B. et al. (2009). WASP-12b : The Hottest Transiting Extrasolar Planet Yet Discovered. *ApJ*, 693:1920–1928. (Page 19.)
- HÉBRARD, G., DÉSSERT, J.-M., DÍAZ, R. F. et al. (2010). Observation of the full 12-hour-long transit of the exoplanet HD 80606b. Warm-Spitzer photometry and SOPHIE spectroscopy. *A&A*, 516:A95. (Page 19.)
- HELLER, R., HIPPEKE, M., PLACEK, B., ANGERHAUSEN, D. et AGOL, E. (2016). Predictable patterns in planetary transit timing variations and transit duration variations due to exomoons. *A&A*, 591:A67. (Page 18.)
- HELLER, R., WILLIAMS, D., KIPPING, D. et al. (2014). Formation, Habitability, and Detection of Extrasolar Moons. *Astrobiology*, 14:798–835. (Page 27.)
- HELLIER, C., ANDERSON, D. R., COLLIER CAMERON, A. et al. (2009). An orbital period of 0.94 days for the hot-Jupiter planet WASP-18b. *Nature*, 460:1098–1100. (Page 19.)
- HENRY, T. J., JAO, W.-C., SUBASAVAGE, J. P. et al. (2006). The Solar Neighborhood. XVII. Parallax Results from the CTIOPI 0.9 m Program : 20 New Members of the RECONS 10 Parsec Sample. *AJ*, 132:2360–2371. (Page 33.)
- HIGH, F. W., STUBBS, C. W., STALDER, B., GILMORE, D. K. et TONRY, J. L. (2010). Sky Variability in the y Band at the LSST Site. *PASP*, 122:722. (Page 51.)
- HOLMAN, M. J., FABRYCKY, D. C., RAGOZZINE, D. et al. (2010). Kepler-9 : A System of Multiple Planets Transiting a Sun-Like Star, Confirmed by Timing Variations. *Science*, 330:51. (Page 18.)
- HOLMAN, M. J. et MURRAY, N. W. (2005). The Use of Transit Timing to Detect Terrestrial-Mass Extrasolar Planets. *Science*, 307:1288–1291. (Pages 17 et 18.)
- HORNER, J. et JONES, B. W. (2008). Jupiter friend or foe? I : The asteroids. *International Journal of Astrobiology*, 7:251–261. (Page 29.)
- HORNER, J., JONES, B. W. et CHAMBERS, J. (2010). Jupiter - friend or foe? III : the Oort cloud comets. *International Journal of Astrobiology*, 9:1–10. (Page 29.)

- HOWARD, A. W., MARCY, G. W., BRYSON, S. T. et al. (2012). Planet Occurrence within 0.25 AU of Solar-type Stars from Kepler. *ApJS*, 201:15. (Page 41.)
- HOWARD, A. W., MARCY, G. W., JOHNSON, J. A. et al. (2010). The Occurrence and Mass Distribution of Close-in Super-Earths, Neptunes, and Jupiters. *Science*, 330:653. (Page 10.)
- HOWE, A. R. et BURROWS, A. S. (2012). Theoretical Transit Spectra for GJ 1214b and Other “Super-Earths”. *ApJ*, 756:176. (Page 23.)
- HUBBARD, W. B., FORTNEY, J. J., LUNINE, J. I. et al. (2001). Theory of Extrasolar Giant Planet Transits. *ApJ*, 560:413–419. (Page 21.)
- HUNTEN, D. M. (2002). *Jupiter*, page 1425. Kluwer Academic Publishers. (Page 30.)
- HUSSER, T.-O., WENDE-VON BERG, S., DREIZLER, S. et al. (2013). A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra. *A&A*, 553:A6. (Page 61.)
- IAU (2006). Resolutions 5 et 6. (Page 6.)
- INUTSUKA, S.-i. (2014). The Formation and Early Evolution of Protostars and Protoplanetary Disks. In STAMATELLOS, D., GOODWIN, S. et WARD-THOMPSON, D., éditeurs : *The Labyrinth of Star Formation*, volume 36 de *Astrophysics and Space Science Proceedings*, page 59. (Page 7.)
- IRWIN, J., CHARBONNEAU, D., NUTZMAN, P. et FALCO, E. (2009). The MEarth project : searching for transiting habitable super-Earths around nearby M dwarfs. In PONT, F., SASSELOV, D. et HOLMAN, M. J., éditeurs : *Transiting Planets*, volume 253 de *IAU Symposium*, pages 37–43. (Pages 20 et 41.)
- IRWIN, P. G. J. (2006). *Jupiter-sized Planets in the Solar System and Elsewhere*, page Blondel. Springer. (Page 30.)
- ISAAK, K. G. (2015). CHEOPS : CHaracterising ExOPlanet Satellite. *European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France, Online at <A href="http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015/EPSC2015">http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015</A>, id.EPSC2015-361, 10:EPSC2015-361. (Page 20.)*
- JEHIN, E., GILLON, M., QUELOZ, D. et al. (2011). TRAPPIST : TRAnsiting Planets and PlanetesImals Small Telescope. *The Messenger*, 145:2–6. (Pages 20 et 34.)
- JONES, A., NOLL, S., KAUSCH, W., SZYSZKA, C. et KIMESWENGER, S. (2013). An advanced scattered moonlight model for Cerro Paranal. *A&A*, 560:A91. (Page 51.)
- JOOS, M., HENNEBELLE, P. et CIARDI, A. (2014). Protostellar Disk Formation and Angular Momentum Transport During Magnetized Core Collapse. In STAMATELLOS, D., GOODWIN, S. et WARD-THOMPSON, D., éditeurs : *The Labyrinth of Star Formation*, volume 36 de *Astrophysics and Space Science Proceedings*, page 69. (Page 7.)
- KALLINGER, T., HEKKER, S., GARCIA, R. A., HUBER, D. et MATTHEWS, J. M. (2016). Precise stellar surface gravities from the time scales of convectively driven brightness variations. *Science Advances*, 2:1500654. (Page 67.)
- KASTEN, F. et YOUNG, A. T. (1989). Revised optical air mass tables and approximation formula. *Appl. Opt.*, 28:4735–4738. (Page 47.)
- KASTING, J. F., WHITMIRE, D. P. et REYNOLDS, R. T. (1993). Habitable Zones around Main Sequence Stars. *Icarus*, 101:108–128. (Page 26.)
- KASTING, J. F., WHITTET, D. C. B. et SHELDON, W. R. (1997). ultraviolet radiation from F and K stars and implications for planetary habitability. *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 27:413–420. (Page 28.)
- KATARIA, T., SHOWMAN, A. P., FORTNEY, J. J., MARLEY, M. S. et FREEDMAN, R. S. (2014). The Atmospheric Circulation of the Super Earth GJ 1214b : Dependence on Composition and Metallicity. *ApJ*, 785:92. (Page 137.)

- KHODACHENKO, M. L., RIBAS, I., LAMMER, H. et al. (2007). Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. I. CME Impact on Expected Magnetospheres of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. *Astrobiology*, 7:167–184. (Page 27.)
- KIPPING, D. M. (2009). Transit timing effects due to an exomoon. *MNRAS*, 392:181–189. (Page 18.)
- KITCHIN, C. R. (2013). *Astrophysical Techniques*. (Page 46.)
- KNUTSON, H. A., CHARBONNEAU, D., NOYES, R. W., BROWN, T. M. et GILLILAND, R. L. (2007). Using Stellar Limb-Darkening to Refine the Properties of HD 209458b. *ApJ*, 655:564–575. (Page 23.)
- KOPPARAPU, R. K., RAMIREZ, R., KASTING, J. F. et al. (2013a). Erratum : “Habitable Zones around Main-sequence Stars : New Estimates” <A href="/abs/2013ApJ...765..131K">(2013, *ApJ*, 765, 131)</A>. *ApJ*, 770:82. (Page 26.)
- KOPPARAPU, R. K., RAMIREZ, R., KASTING, J. F. et al. (2013b). Habitable Zones around Main-sequence Stars : New Estimates. *ApJ*, 765:131. (Page 26.)
- KOPPARAPU, R. k., WOLF, E. T., ARNEY, G. et al. (2017). Habitable Moist Atmospheres On Terrestrial Planets Near the Inner Edge Of the Habitable Zone Around M-dwarfs. *ArXiv e-prints*. (Page 26.)
- KOVÁCS, G., BAKOS, G. et NOYES, R. W. (2005). A trend filtering algorithm for wide-field variability surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 356(2):557–567. (Pages 115, 116, et 121.)
- KOVÁCS, G., HARTMAN, J. D. et BAKOS, G. Á. (2016). Periodic transit and variability search with simultaneous systematics filtering : Is it worth it ? *A&A*, 585:A57. (Pages 121 et 122.)
- KOVÁCS, G., ZUCKER, S. et MAZEH, T. (2002). A box-fitting algorithm in the search for periodic transits. *A&A*, 391:369–377. (Pages 112, 113, et 114.)
- KUNDURTHY, P., AGOL, E., BECKER, A. C. et al. (2011). APOSTLE Observations of GJ 1214b : System Parameters and Evidence for Stellar Activity. *ApJ*, 731:123. (Page 137.)
- LALITHA, S., POPPENHAEGER, K., SINGH, K. P., CZESLA, S. et SCHMITT, J. H. M. M. (2014). X-Ray Emission from the Super-Earth Host GJ 1214. *ApJ*, 790:L11. (Page 137.)
- LAMMER, H., LICHTENEGGER, H. I. M., KULIKOV, Y. N. et al. (2007). Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones. *Astrobiology*, 7:185–207. (Page 27.)
- LEINERT, C., RICHTER, I., PITZ, E. et PLANCK, B. (1981). The zodiacal light from 1.0 to 0.3 A.U. as observed by the HELIOS space probes. *A&A*, 103:177–188. (Page 51.)
- LISSAUER, J. J., FABRYCKY, D. C., FORD, E. B. et al. (2011). A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11. *Nature*, 470:53–58. (Pages 18 et 36.)
- LORD, S. D. (1992). A new software tool for computing Earth’s atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation. *Rapport technique*. (Pages 40 et 48.)
- LUNINE, J. I. (2001). Special Feature : The occurrence of Jovian planets and the habitability of planetary systems. *Proceedings of the National Academy of Science*, 98:809–814. (Page 29.)
- MALLONN, M., NASCIMBENI, V., WEINGRILL, J. et al. (2015). Broad-band spectrophotometry of the hot Jupiter HAT-P-12b from the near-UV to the near-IR. *A&A*, 583:A138. (Page 59.)
- MAMAJEK, E. E. et HILLENBRAND, L. A. (2008). Improved Age Estimation for Solar-Type Dwarfs Using Activity-Rotation Diagnostics. *ApJ*, 687:1264–1293. (Page 27.)

- MANN, A. W., FEIDEN, G. A., GAIDOS, E., BOYAJIAN, T. et VON BRAUN, K. (2015). How to Constrain Your M Dwarf : Measuring Effective Temperature, Bolometric Luminosity, Mass, and Radius. *ApJ*, 804:64. (Page 67.)
- MANN, A. W., GAIDOS, E. et ALDERING, G. (2011). Ground-Based Submillimagnitude CCD Photometry of Bright Stars Using Snapshot Observations. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123(909):1273–1289. (Pages 57, 63, 64, 65, 88, et 165.)
- MARCY, G. W., BUTLER, R. P., FISCHER, D. A. et al. (2002). A Planet at 5 AU around 55 Cancri. *ApJ*, 581:1375–1388. (Page 13.)
- MARCY, G. W., BUTLER, R. P., VOGT, S. S. et al. (2008). Exoplanet properties from Lick, Keck and AAT. *Physica Scripta Volume T*, 130(1):014001. (Page 13.)
- MAYOR, M., MARMIER, M., LOVIS, C. et al. (2011). The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. *ArXiv e-prints*. (Page 10.)
- MAYOR, M. et QUELOZ, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355–359. (Pages i et 235.)
- MAYOR, M., UDRY, S., LOVIS, C. et al. (2009). The HARPS search for southern extra-solar planets. XIII. A planetary system with 3 super-Earths (4.2, 6.9, and 9.2  $M_{\oplus}$ ). *A&A*, 493:639–644. (Page 13.)
- MAZEH, T., NAEF, D., TORRES, G. et al. (2000). The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458. *ApJ*, 532:L55–L58. (Page 114.)
- MBAREK, R. et KEMPTON, E. M.-R. (2016). Clouds in Super-Earth Atmospheres : Chemical Equilibrium Calculations. *ApJ*, 827:121. (Page 137.)
- MCCULLOUGH, P. R., CROUZET, N., DEMING, D. et MADHUSUDHAN, N. (2014). Water Vapor in the Spectrum of the Extrasolar Planet HD 189733b. I. The Transit. *ApJ*, 791:55. (Pages 22 et 30.)
- MCCULLOUGH, P. R., STYS, J. E., VALENTI, J. A. et al. (2005). The XO Project : Searching for Transiting Extrasolar Planet Candidates. *PASP*, 117:783–795. (Page 20.)
- MCKAY, C. P. et SMITH, H. D. (2005). Possibilities for methanogenic life in liquid methane on the surface of Titan. *Icarus*, 178:274–276. (Page 31.)
- MCKEE, C. F. et OSTRIKER, E. C. (2007). Theory of Star Formation. *ARA&A*, 45:565–687. (Page 7.)
- MCLAUGHLIN, D. B. (1924). Some results of a spectrographic study of the Algol system. *ApJ*, 60. (Page 24.)
- MEINEL, II, A. B. (1950a). OH Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. II. *ApJ*, 112:120. (Page 51.)
- MEINEL, I. A. B. (1950b). OH Emission Bands in the Spectrum of the Night Sky. *ApJ*, 111:555. (Page 51.)
- MENOU, K. (2012). Atmospheric Circulation and Composition of GJ1214b. *ApJ*, 744:L16. (Page 137.)
- MILLER-RICCI, E. et FORTNEY, J. J. (2010). The Nature of the Atmosphere of the Transiting Super-Earth GJ 1214b. *ApJ*, 716:L74–L79. (Page 137.)
- MILLER-RICCI KEMPTON, E., ZAHNLE, K. et FORTNEY, J. J. (2012). The Atmospheric Chemistry of GJ 1214b : Photochemistry and Clouds. *ApJ*, 745:3. (Page 137.)
- MONTET, B. T., MORTON, T. D., FOREMAN-MACKEY, D. et al. (2015). Stellar and Planetary Properties of K2 Campaign 1 Candidates and Validation of 17 Planets, Including a Planet Receiving Earth-like Insolation. *ApJ*, 809:25. (Page 163.)
- MORDASINI, C., KLAHR, H., ALIBERT, Y., BENZ, W. et DITTKRIST, K.-M. (2010). Theory of planet formation. *ArXiv*. (Page 21.)

- MOUTOU, C., BOISSE, I., HÉBRARD, G. et al. (2015). SPIRou : a spectropolarimeter for the CFHT. In MARTINS, F., BOISSIER, S., BUAT, V., CAMBRÉSY, L. et PETIT, P., éditeurs : *SF2A-2015 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 205–212. (Page 35.)
- MUIRHEAD, P. S., JOHNSON, J. A., APPS, K. et al. (2012). Characterizing the Cool KOIs. III. KOI 961 : A Small Star with Large Proper Motion and Three Small Planets. *ApJ*, 747:144. (Page 19.)
- MURPHY, M. T., UDEM, T., HOLZWARTH, R. et al. (2007). High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs. *MNRAS*, 380:839–847. (Page 13.)
- NAEF, D., LATHAM, D. W., MAYOR, M. et al. (2001). HD 80606 b, a planet on an extremely elongated orbit. *A&A*, 375:L27–L30. (Page 19.)
- NARITA, N., FUKUI, A., IKOMA, M. et al. (2013). Multi-color Transit Photometry of GJ 1214b through BJHK<sub>s</sub> Bands and a Long-term Monitoring of the Stellar Variability of GJ 1214. *ApJ*, 773:144. (Page 137.)
- NEILSON, H. R. et LESTER, J. B. (2012). Using limb darkening to measure fundamental parameters of stars. *A&A*, 544:A117. (Page 67.)
- NETTELMANN, N., FORTNEY, J. J., KRAMM, U. et REDMER, R. (2011). Thermal Evolution and Structure Models of the Transiting Super-Earth GJ 1214b. *ApJ*, 733:2. (Page 137.)
- NEWTON, E. R., CHARBONNEAU, D., IRWIN, J. et al. (2014). Near-infrared Metallicities, Radial Velocities, and Spectral Types for 447 Nearby M Dwarfs. *AJ*, 147:20. (Page 137.)
- NOLL, S., KAUSCH, W., BARDEN, M. et al. (2012). An atmospheric radiation model for Cerro Paranal. *Astronomy & Astrophysics*, 543:A92. (Pages 51, 58, 61, 69, 89, 166, et 190.)
- NUTZMAN, P. et CHARBONNEAU, D. (2008). Design Considerations for a Ground-Based Transit Search for Habitable Planets Orbiting M Dwarfs. *PASP*, 120:317. (Pages 35, 67, et 93.)
- OHTA, Y., TARUYA, A. et SUTO, Y. (2005). The Rossiter-McLaughlin Effect and Analytic Radial Velocity Curves for Transiting Extrasolar Planetary Systems. *ApJ*, 622:1118–1135. (Page 24.)
- OSBORN, J. (2015). Scintillation correction for astronomical photometry on large and extremely large telescopes with tomographic atmospheric reconstruction. *MNRAS*, 446:1305–1311. (Page 99.)
- OSBORN, J., WILSON, R. W., DHILLON, V. S., AVILA, R. et LOVE, G. D. (2011). Conjugate-plane photometry : reducing scintillation in ground-based photometry. *MNRAS*, 411:1223–1230. (Pages 53 et 99.)
- OWEN, J. E. et MOHANTY, S. (2016). Habitability of terrestrial-mass planets in the HZ of M Dwarfs - I. H/He-dominated atmospheres. *MNRAS*, 459:4088–4108. (Page 30.)
- PATAT, F. (2008). The dancing sky : 6 years of night-sky observations at Cerro Paranal. *A&A*, 481:575–591. (Page 61.)
- PATEL, S. G., VOGT, S. S., MARCY, G. W. et al. (2007). Fourteen New Companions from the Keck and Lick Radial Velocity Survey Including Five Brown Dwarf Candidates. *ApJ*, 665:744–753. (Page 13.)
- PEPE, F. A., CRISTIANI, S., REBOLO LOPEZ, R. et al. (2010). ESPRESSO : the Echelle spectrograph for rocky exoplanets and stable spectroscopic observations. In *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, volume 7735 de Proc. SPIE, page 77350F. (Page 35.)
- PEPPER, J., GOULD, A. et DEPOY, D. L. (2004). KELT : The Kilodegree Extremely Little Telescope. In HOLT, S. S. et DEMING, D., éditeurs : *The Search for Other Worlds*, volume 713 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 185–188. (Page 20.)

- PEPPER, J., KUHN, R. B., SIVERD, R., JAMES, D. et STASSUN, K. (2012). The KELT-South Telescope. *PASP*, 124:230. (Page 20.)
- PERRYMAN, M. (2014). *The Exoplanet Handbook*. (Pages 19 et 75.)
- PERRYMAN, M., HAINAUT, O., DRAVINS, D. et al. (2005). Report by the ESA-ESO Working Group on Extra-Solar Planets. *ArXiv Astrophysics*. (Page 19.)
- PETIGURA, E. A., HOWARD, A. W. et MARCY, G. W. (2013). Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars. *Proceedings of the National Academy of Science*, 110:19273–19278. (Page 10.)
- PETIGURA, E. A. et MARCY, G. W. (2012). Identification and Removal of Noise Modes in Kepler Photometry. *PASP*, 124:1073. (Page 118.)
- POLLACCO, D. (2005). WASP hunts planets. *Astronomy and Geophysics*, 46(1):1.19–1.22. (Page 20.)
- PONT, F., KNUTSON, H., GILLILAND, R. L., MOUTOU, C. et CHARBONNEAU, D. (2008). Detection of atmospheric haze on an extrasolar planet : the 0.55-1.05  $\mu\text{m}$  transmission spectrum of HD 189733b with the HubbleSpaceTelescope. *MNRAS*, 385:109–118. (Page 69.)
- PONT, F., SING, D. K., GIBSON, N. P. et al. (2013). The prevalence of dust on the exoplanet HD 189733b from Hubble and Spitzer observations. *MNRAS*, 432:2917–2944. (Pages 22, 59, et 60.)
- PONT, F., ZUCKER, S. et QUELOZ, D. (2006). The effect of red noise on planetary transit detection. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373(1):231–242. (Pages 56 et 133.)
- PORTER, S. B. et GRUNDY, W. M. (2011). Post-capture Evolution of Potentially Habitable Exomoons. *ApJ*, 736:L14. (Page 26.)
- QUELOZ, D. (1995). Echelle Spectroscopy with a CCD at Low Signal-To-Noise Ratio. In PHILIP, A. G. D., JANES, K. et UPGREN, A. R., éditeurs : *New Developments in Array Technology and Applications*, volume 167 de *IAU Symposium*, page 221. (Page 13.)
- RACKHAM, B., ESPINOZA, N., APAI, D. et al. (2017). ACCESS I : An Optical Transmission Spectrum of GJ 1214b Reveals a Heterogeneous Stellar Photosphere. *ApJ*, 834:151. (Page 137.)
- RAPPAPORT, S., LEVINE, A., CHIANG, E. et al. (2012). Possible Disintegrating Short-period Super-Mercury Orbiting KIC 12557548. *ApJ*, 752:1. (Page 19.)
- RAUER, H., CATALA, C., AERTS, C. et al. (2014). The PLATO 2.0 mission. *Experimental Astronomy*, 38:249–330. (Page 20.)
- REIGER, S. H. (1963). Starlight scintillation and atmospheric turbulence. *The Astronomical Journal*, 68:395. (Page 52.)
- RICKER, G. R., WINN, J. N., VANDERSPEK, R. et al. (2014). Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS). In *Space Telescopes and Instrumentation 2014 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9143 de Proc. SPIE, page 914320. (Pages 20 et 34.)
- ROGERS, L. A. et SEAGER, S. (2010). Three Possible Origins for the Gas Layer on GJ 1214b. *ApJ*, 716:1208–1216. (Page 137.)
- ROSENBLATT, F. (1971). A Two-Color Photometric Method for Detection of Extra solar Planetary Systems. *Icarus*, 14:71–93. (Page 16.)
- ROSSITER, R. A. (1924). On the detection of an effect of rotation during eclipse in the velocity of the brighter component of beta Lyrae, and on the constancy of velocity of this system. *ApJ*, 60. (Page 24.)
- RYAN, P. et SANDLER, D. (1998). Scintillation Reduction Method for Photometric Measurements. *PASP*, 110:1235–1248. (Page 52.)

- SANTOS, N. C., ISRAELIAN, G. et MAYOR, M. (2003). Confirming the Metal-Rich Nature of Stars with Giant Planets. *In* BROWN, A., HARPER, G. M. et AYRES, T. R., éditeurs : *The Future of Cool-Star Astrophysics : 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 12 de *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, pages 148–157. (Page 28.)
- SCHAEFER, L., WORDSWORTH, R. D., BERTA-THOMPSON, Z. et SASSELOV, D. (2016). Predictions of the Atmospheric Composition of GJ 1132b. *ApJ*, 829:63. (Page 162.)
- SEAGER, S. et SASSELOV, D. D. (2000). Theoretical Transmission Spectra during Extrasolar Giant Planet Transits. *ApJ*, 537:916–921. (Page 21.)
- SEGURA, A., WALKOWICZ, L. M., MEADOWS, V., KASTING, J. et HAWLEY, S. (2010). The Effect of a Strong Stellar Flare on the Atmospheric Chemistry of an Earth-like Planet Orbiting an M Dwarf. *Astrobiology*, 10:751–771. (Page 27.)
- SMITH, J. C., STUMPE, M. C., VAN CLEVE, J. E. et al. (2012). Kepler Presearch Data Conditioning II - A Bayesian Approach to Systematic Error Correction. *PASP*, 124:1000. (Page 118.)
- SNELLEN, I. A. G., DE KOK, R. J., DE MOOIJ, E. J. W. et ALBRECHT, S. (2010). The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b. *Nature*, 465:1049–1051. (Page 22.)
- SOUTHWORTH, J. (2008). Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - I. Light-curve analyses. *MNRAS*, 386:1644–1666. (Page 19.)
- SOUTHWORTH, J. et EVANS, D. F. (2016). Contamination from a nearby star cannot explain the anomalous transmission spectrum of the ultrashort period giant planet WASP-103 b. *MNRAS*, 463:37–44. (Page 162.)
- SOZZETTI, A., BERNAGOZZI, A., BERTOLINI, E. et al. (2013). The APACHE Project. *In European Physical Journal Web of Conferences*, volume 47 de *European Physical Journal Web of Conferences*, page 03006. (Pages 20 et 34.)
- SPITONI, E., MATTEUCCI, F. et SOZZETTI, A. (2014). The galactic habitable zone of the Milky Way and M31 from chemical evolution models with gas radial flows. *MNRAS*, 440:2588–2598. (Page 27.)
- STASSUN, K. G., OELKERS, R. J., PEPPER, J. et al. (2017). The TESS Input Catalog and Candidate Target List. *ArXiv e-prints*. (Page 34.)
- STROBEL, D. F. (2002). Aeronomic Systems on Planets, Moons, and Comets. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 130:7. (Page 30.)
- STUMPE, M. C., SMITH, J. C., VAN CLEVE, J. E. et al. (2012). Kepler Presearch Data Conditioning I Architecture and Algorithms for Error Correction in Kepler Light Curves. *PASP*, 124:985. (Page 118.)
- SUÁREZ MASCAREÑO, A., GONZÁLEZ HERNÁNDEZ, J. I., REBOLO, R. et al. (2017). A super-Earth orbiting the nearby M dwarf GJ 536. *A&A*, 597:A108. (Pages 164 et 167.)
- SWAIN, M. R., VASISHT, G. et TINETTI, G. (2008). Methane present in an extrasolar planet atmosphere. *ArXiv e-prints*. (Page 22.)
- TALENS, G. J. J., SPRONCK, J. F. P., LESAGE, A.-L. et al. (2017). The Multi-site All-Sky CAmERA (MASCARA). Finding transiting exoplanets around bright ( $m_V < 8$ ) stars. *A&A*, 601:A11. (Page 20.)
- TAMUZ, O. ; MAZEH, T. Z. S. (2005). Correcting systematic effects in a large set of photometric light curves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. (Pages 119, 120, 126, 130, et 193.)
- TESKE, J. K., TURNER, J. D., MUELLER, M. et GRIFFITH, C. A. (2013). Optical observations of the transiting exoplanet GJ 1214b. *MNRAS*, 431:1669–1677. (Page 137.)

- TINETTI, G., DROSSART, P., ECCLESTON, P. et al. (2016). The science of ARIEL (Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey). *In Space Telescopes and Instrumentation 2016 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, volume 9904 de Proc. SPIE, page 99041X. (Page 35.)
- UDRY, S. et MAYOR, M. (2008). Exoplanets : The Golden Age of Radial Velocities. *In FISCHER, D., RASIO, F. A., THORSETT, S. E. et WOLSZCZAN, A., éditeurs : Extreme Solar Systems*, volume 398 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 13. (Page 13.)
- VALENCIA, D., GUILLOT, T., PARMENTIER, V. et FREEDMAN, R. S. (2013). Bulk Composition of GJ 1214b and Other Sub-Neptune Exoplanets. *ApJ*, 775:10. (Page 137.)
- VAN ALTENA, W. F., LEE, J. T. et HOFFLEIT, D. (1995). VizieR Online Data Catalog : Yale Trigonometric Parallaxes Preliminary (van Altena+ 1991). *VizieR Online Data Catalog*, 1174. (Page 137.)
- WAGNER, F. W., TOSI, N., SOHL, F., RAUER, H. et SPOHN, T. (2012). Rocky super-Earth interiors. Structure and internal dynamics of CoRoT-7b and Kepler-10b. *A&A*, 541:A103. (Page 19.)
- WALKER, G., MATTHEWS, J., KUSCHNIG, R. et al. (2003). The MOST Asteroseismology Mission : Ultraprecise Photometry from Space. *PASP*, 115:1023–1035. (Page 20.)
- WHEATLEY, P. J., POLLACCO, D. L., QUELOZ, D. et al. (2013). The Next Generation Transit Survey (NGTS). *In European Physical Journal Web of Conferences*, volume 47 de *European Physical Journal Web of Conferences*, page 13002. (Pages 20 et 34.)
- WILDI, F., PEPE, F., CHAZELAS, B., LO CURTO, G. et LOVIS, C. (2011). The performance of the new Fabry-Perot calibration system of the radial velocity spectrograph HARPS. *In Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets V*, volume 8151 de Proc. SPIE, page 81511F. (Page 13.)
- WILLIAMS, D. M. et POLLARD, D. (2002). Habitable Planets on Eccentric Orbits. *In MONTE-SINOS, B., GIMENEZ, A. et GUINAN, E. F., éditeurs : The Evolving Sun and its Influence on Planetary Environments*, volume 269 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 201. (Page 30.)
- WILSON, P. A., COLÓN, K. D., SING, D. K. et al. (2014). A search for methane in the atmosphere of GJ 1214b via GTC narrow-band transmission spectrophotometry. *MNRAS*, 438:2395–2405. (Page 137.)
- WINN, J. N. (2010). Transits and Occultations. *ArXiv*. (Pages 15 et 16.)
- WINN, J. N. et FABRYCKY, D. C. (2015). The Occurrence and Architecture of Exoplanetary Systems. *ARA&A*, 53:409–447. (Page 10.)
- WINN, J. N., HOLMAN, M. J., HENRY, G. W. et al. (2007). The Transit Light Curve Project. V. System Parameters and Stellar Rotation Period of HD 189733. *AJ*, 133:1828–1835. (Page 59.)
- WINN, J. N., JOHNSON, J. A., ALBRECHT, S. et al. (2009). HAT-P-7 : A Retrograde or Polar Orbit, and a Third Body. *ApJ*, 703:L99–L103. (Page 19.)
- WINN, J. N., JOHNSON, J. A., MARCY, G. W. et al. (2006). Measurement of the Spin-Orbit Alignment in the Exoplanetary System HD 189733. *ApJ*, 653:L69–L72. (Page 24.)
- WISDOM, J. (1980). The resonance overlap criterion and the onset of stochastic behavior in the restricted three-body problem. *AJ*, 85:1122–1133. (Page 26.)
- WRIGHT, J. T., MARCY, G. W., HOWARD, A. W. et al. (2012). The Frequency of Hot Jupiters Orbiting nearby Solar-type Stars. *ApJ*, 753:160. (Page 10.)
- WRIGHT, N. J., DRAKE, J. J. et CIVANO, F. (2011). The Decay of Stellar Dynamos and X-ray Activity. *In JOHNS-KRULL, C., BROWNING, M. K. et WEST, A. A., éditeurs : 16th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 448 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 1333. (Page 27.)



- YOUNG, A. T., GENET, R. M., BOYD, L. J. et al. (1991). Precise automatic differential stellar photometry. *PASP*, 103:221–242. (Page 88.)
- ZHANG, X. (2013). *Aerosols and chemistry in the planetary atmospheres*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology. (Page 49.)

## Annexe A

# Expression de la magnitude dans une bande finie selon Budding & Demircan

La loi de Bouguer qui exprime la magnitude d'une étoile en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la masse d'air  $\chi$  fonctionne dans le cas monochromatique.

$$f_{\lambda,\chi} = f_{\lambda,0}e^{-a_\lambda\chi\theta} \quad (\text{A.1})$$

ou en magnitude :

$$m_{\lambda,\chi} = m_{\lambda,\chi=0} + 2.5 \log_{10}(e) \times a_\lambda\chi\theta \quad (\text{A.2})$$

$m_{\lambda,\chi=0}$  désigne la magnitude de l'étoile au delà de l'atmosphère.  $a_\lambda$  est l'extinction atmosphérique par masse d'air, dépendant de l'angle zénital.

Plus la bande de longueur d'onde est large, moins cette formule décrit les observations. Le modèle présenté dans Budding et Demircan (2007) prend en compte la finitude de la bande en intégrant la transmission du système photométrique. Cette formulation est donc complète dans le sens où non seulement l'effet de couleur atmosphérique est décrit mais également l'effet de la transmission du système photométrique. Je détaille donc plus précisément le développement de Budding afin de mieux comprendre ses origines, ses limites et en quoi il diffère de la formulation de l'effet de couleur de cette thèse.

Tout d'abord, on fait l'hypothèse que le flux  $f(\lambda)$  peut s'écrire, dans une bande finie, comme une série de Taylor autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$  (équations A.3 et A.4).

$$f(\lambda) = f(\lambda_0) + (\lambda - \lambda_0)f'(\lambda_0) + \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2!}f''(\lambda_0) + \dots, \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda_0 = \frac{\int_b \lambda T(\lambda) d\lambda}{\int_b T(\lambda) d\lambda} \quad (\text{A.4})$$

En intégrant le flux transmis dans la bande  $b$  :

$$\begin{aligned} f_b &= \int_b f(\lambda)T(\lambda)d\lambda \\ &= f(\lambda_0) \int_b T(\lambda)d\lambda + f'(\lambda_0) \int_b (\lambda - \lambda_0)T(\lambda)d\lambda + f''(\lambda_0) \int_b \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2}T(\lambda)d\lambda + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Négligeant les ordres supérieurs, on obtient l'équation suivante pour le flux transmis intégré sur la bande  $b$  :

$$f_b = f(\lambda_0)W_0 + \frac{1}{2}f''(\lambda_0)W_2, \quad (\text{A.6})$$

Avec :

$$W_0 = \int_b T(\lambda)d\lambda, \quad (\text{A.7})$$

Et  $W_2$  le second moment :

$$W_2 = \int_b \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2!} T(\lambda) d\lambda. \quad (\text{A.8})$$

Le terme de premier ordre s'annule par définition de  $\lambda_0$ . Il faut maintenant utiliser la définition de  $f(\lambda_0)$  et ses dérivées, qui après développement et arrangement minime donne :

$$\begin{cases} f(\lambda_0) = f_0(\lambda) \exp^{-a\lambda\chi} |_{\lambda=\lambda_0} \\ f''(\lambda_0) = \exp^{-a\lambda\chi} \times (f''_0(\lambda) - \chi \times (2f'_0(\lambda)a'_\lambda + f_0(\lambda)a_\lambda'') + \chi^2 \times f_0(\lambda)a_\lambda'^2) |_{\lambda=\lambda_0}. \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

Avec ces équations, en factorisant par le terme de premier ordre, on obtient :

$$f_b = \exp^{-a\lambda\chi} f_0(\lambda) W_0 \times \left( 1 + \frac{f''_0(\lambda) W_2}{2f_0(\lambda) W_0} - \chi \times \left( \frac{f'_0(\lambda) a'_\lambda W_2}{f_0(\lambda) W_0} + \frac{a_\lambda'' W_2}{2W_0} \right) + \chi^2 \times \frac{a_\lambda'^2 W_2}{2W_0} \right) |_{\lambda=\lambda_0}. \quad (\text{A.10})$$

Une dernière manipulation transformant  $\frac{f'_0(\lambda)}{f_0(\lambda)}$  en  $\frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda}$  et nous pouvons passer en magnitude en utilisant les logarithmes naturels et en prenant en compte l'expression  $-2.5 \log_{10}(e) = -1.086$  et l'approximation  $\ln(1+x) \sim x$  lorsque  $x$  est petit.

$$m_b = m_{\lambda_0}(0) + 1.086\chi \left( a_\lambda + \frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda} \frac{a'_\lambda W_2}{W_0} + \frac{a_\lambda'' W_2}{2W_0} \right) - \chi^2 \frac{1.086 a_\lambda'^2 W_2}{2W_0} |_{\lambda=\lambda_0} \quad (\text{A.11})$$

Où  $m_{\lambda_0}(0)$  réfère à un filtre centré en  $\lambda_0$  et de largeur de bande finie. Il est défini comme suit et ne dépend pas de la transmission atmosphérique mais seulement du spectre de l'étoile et de la transmission  $T(\lambda)$  dans la bande  $b$ .

$$m_{\lambda_0}(0) = -2.5 \times \left( \log(f_0(\lambda_0) W_0) + \frac{f''_0(\lambda_0) W_2}{2f_0(\lambda_0) W_0} \right) \quad (\text{A.12})$$

Nous pouvons dissocier les différents termes restants.

- (i) Le terme principal  $\sim \chi a_\lambda$  montre la validité, bien qu'approximative de la loi de Bouguer.
- (ii) Le terme dépendant de la couleur de l'étoile en  $\frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda}$  qui est également proportionnel à la masse d'air.
- (iii) Le terme en  $a_\lambda''$  apparait comme une constante pour une bande de longueur d'onde quelque soit l'étoile et peut donc être absorbé dans le terme principal.
- (iv) Le terme en  $\chi^2$  est probablement négligeable en général étant donné que l'extinction et sa dérivée sont petites (de l'ordre de  $10^{-1}$ ), en plus d'être multiplié par  $\frac{W_2}{2W_0}$ .

En analysant le raisonnement ainsi que le résultat et les conséquences de cette formulation, on peut en tirer 3 remarques importantes.

- (a)  $m_{\lambda_0}(0) \neq -2.5 \log(\int_\lambda f_0(\lambda) d\lambda)$  On ne peut donc pas assimiler  $m_{\lambda_0}(0)$  à  $m_b(\chi = 0)$  pour retrouver une loi de Bouguer augmentée.
- (b) Le développement en série de Taylor autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda_0$  est une approximation pour de petites distances spectrales et donc plus la bande est large et moins cette hypothèse est valable.
- (c) Cette formulation prend en compte l'effet du système photométrique par l'ajout de  $T(\lambda)$  et l'effet atmosphérique via  $a_\lambda$ . Dans le cas d'une transmission parfaite qui ferait disparaître le terme de transmission ( $T(\lambda) = 1$ ),  $\lambda_0$  sera la longueur d'onde moyenne de la bande et  $W_0$  la largeur de la bande (non pondérée par la transmission). L'expression finale ne change pas.
- (d) Faire de la photométrie différentielle implique qu'il reste la différence entre le terme de couleur (ii) de l'étoile cible et celui de l'étoile de comparaison. Le reste des termes proportionnels à la masse d'air s'annulent mais attention à la remarque (a) qui reste valable, parfois couplée avec la remarque (b). Par conséquent on ne peut pas comparer l'effet systématique  $s(\lambda)$ , qui est la différence de magnitude entre deux masses d'air et deux étoiles, avec l'effet de couleur  $1.086\chi \left( \frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda} \frac{a'_\lambda W_2}{W_0} |_{target} - \frac{d \log f_0(\lambda)}{d\lambda} \frac{a'_\lambda W_2}{W_0} |_{comp} \right) |_{\lambda=\lambda_0}$ .

## Annexe B

# Modèle-jouet : Gain en précision avec résolution spectrale

Dans cette annexe, je reprend la partie de simulations 5.2.

$$\begin{cases} F_s(\lambda) = a + b\lambda \\ F_c(\lambda) = c + d\lambda \\ T(\lambda)|_{\chi=1} = e + f\lambda \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Ce modèle reproduit le cas spécifique dans lequel il n'y a pas de signature spectrale particulière à résoudre en augmentant la résolution.

Je souhaite, à partir de ce modèle, simuler des observations spectrophotométriques simples et évaluer l'effet de couleur en fonction de la résolution spectrale. Les spectres du modèle détaillés par les équations B.1 sont montrés en figure 5.3. La transmission atmosphérique est celle de la figure 4.3. Afin de simuler la variation de résolution spectrale, une gaussienne dont j'ai fait varier la largeur a été convoluée aux spectres transmis par l'atmosphère. Les résultats sont présentés en figure B.1. La première observation que l'on peut faire est que l'extinction de second ordre diminue avec la résolution  $R$ , allant de quelques centièmes de magnitudes sans résolution jusqu'à 10ppm à quelques milliers de résolution. C'est un comportement attendu lorsque le modèle de spectres est simple et qu'il n'y a pas de signatures spectrales à résoudre en augmentant la résolution. De plus, elle est nulle à la précision numérique près ( $10^{-17}$  ici) lorsque la résolution étudiée est la résolution des spectres d'entrée  $R = R_{input}$ .

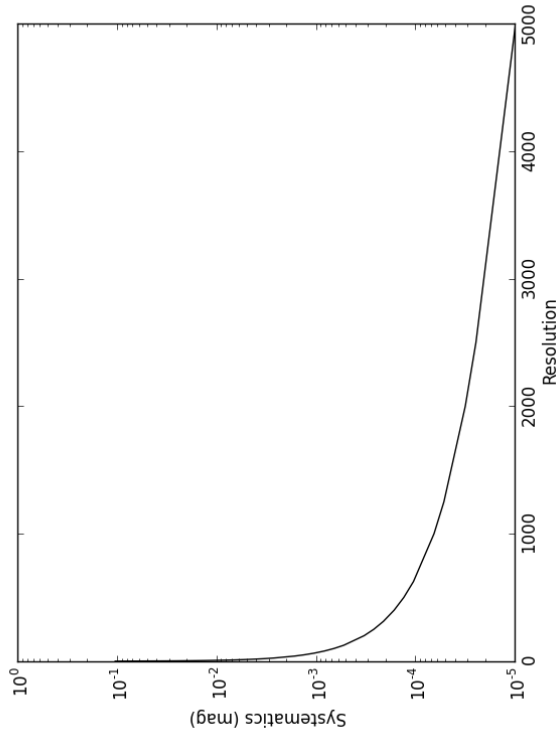
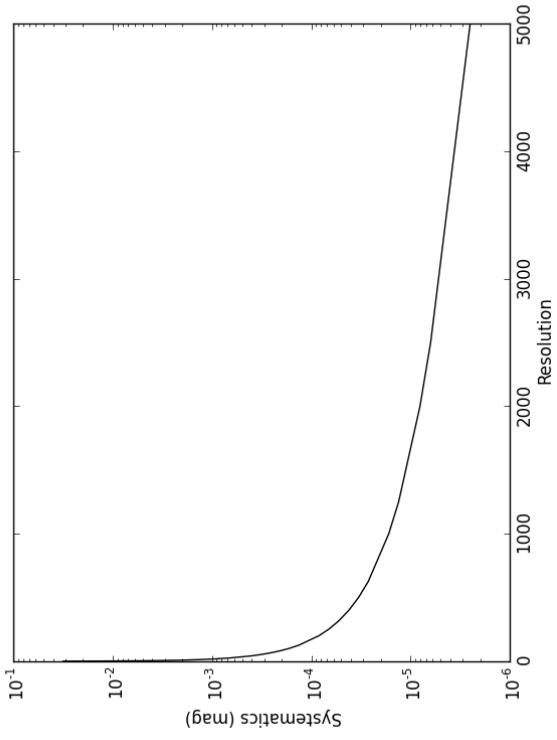
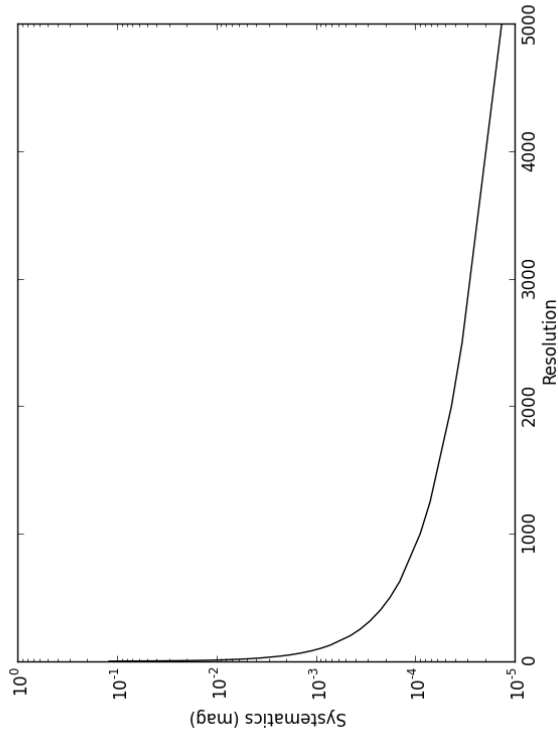
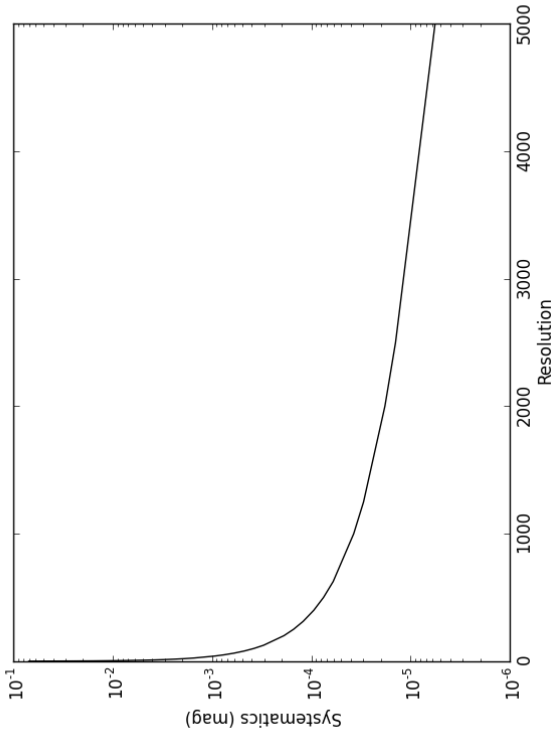


FIGURE B.1 – Modèle-jouet. Cas 1 à 4 de la partie 5.2. Extinction atmosphérique de second ordre en fonction de la résolution spectrale. Les spectres d'entrée, atmosphériques à  $\chi = 1$  et stellaires sont linéaires avec la longueur d'onde (voir figure 5.3).

## Annexe C

# Performances ExTrA : gain en précision pour différents types spectraux

Le projet ExTrA utilise l'information spectrale dans le but d'améliorer la précision en réduisant notamment cette systématique atmosphérique qu'est l'effet de couleur mais également d'autres potentiels effets de couleur. Sans s'écarter de la systématique atmosphérique, j'exprime ici l'effet de couleur total sur la bande ExTrA en fonction de la résolution spectrale.

Afin de compléter le chapitre 6, cette annexe répertorie les résultats d'effets de couleur lors de l'observation de naines M de types précoces à tardifs, voire des naines L également. L'étoile de comparaison est une naine de type K4 ( $T_{eff} = 4500K$ ,  $\log(g) = 4.5$ , grille de modèle NextGen(Allard *et al.* 1998)).

Contrairement aux figures du chapitre 6, ces figures sont exprimés en échelle logarithmique, et l'ordonnée est la valeur absolue de l'effet de couleur S. Les chutes brutales aux alentours de 200 de résolution sont le signe d'un changement de signe de S. Cette échelle nous permet de mieux voir la diminution S lorsque l'on utilise l'information spectrale. Il est toujours clair que l'effet systématique maximal est à très basse résolution. On retrouve l'effet de couleur sans résolution spectrale de la figure 6.1 pour différents types spectraux. Ces résultats confirment l'existence d'un continuum de fonction S(R) ainsi que la validité de la méthode ExTrA pour faire de la spectrophotométrie et atteindre des précisions meilleures que la millimagnitude depuis le sol. Pour l'ensemble des types spectraux observés, à la résolution  $R_{ExTrA} = 220$ , l'effet de couleur est bien inférieur à  $10^{-3}mag$ .

L'effet de couleur minimal, ou le moment où S(R) croise 0, varie avec le type de l'étoile observé. Ce constat est illustré par la figure C.2

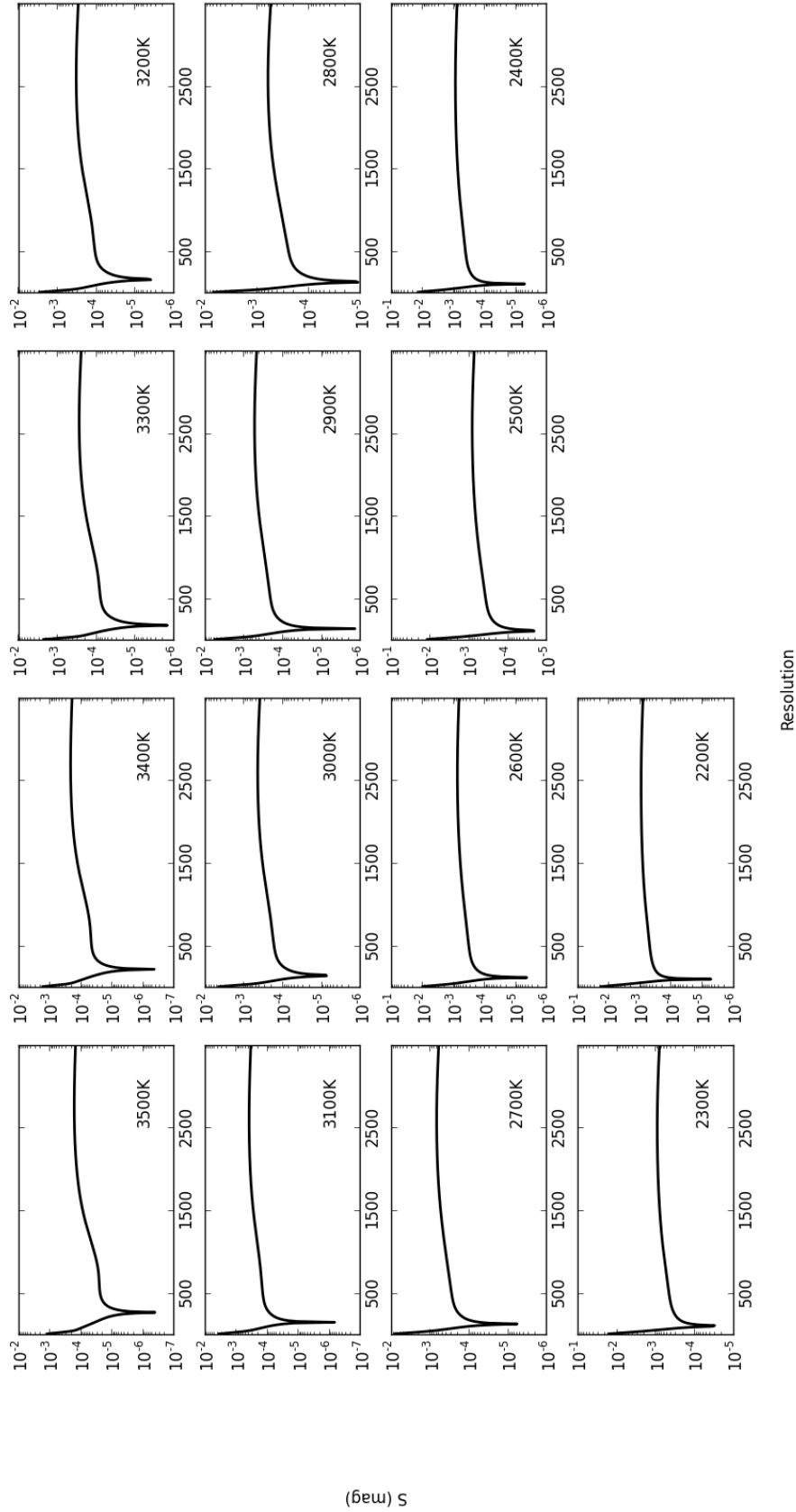


FIGURE C.1 – Effet de couleur atmosphérique dans la bande spectrale du projet ExTrA en fonction de la résolution spectrale pour un ensemble d'étoiles cibles de type et donc de températures différentes (des naines M entre 2200K et 3500K). Ces simulations utilisent la grille de modèle NextGen (Allard *et al.* 1998) ainsi que le Sky Model Calculator pour l'atmosphère terrestre (Noll *et al.* 2012) entre le zénith, i.e.  $\chi = 1$ , et l'angle zénithal  $\theta = 60^\circ$ , i.e.  $\chi = 2$ . L'étoile de comparaison est une étoile naine de type K4( $T_{eff} = 4500K$ ,  $\log(g) = 4.5$ ) à la même magnitude que l'étoile cible.

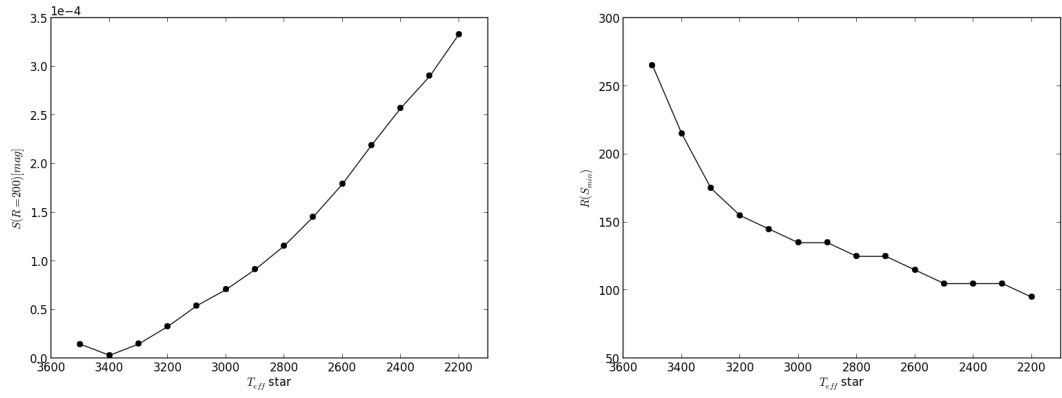


FIGURE C.2 – À gauche: Résolution spectrale correspondant  $|S|$  minimum en fonction de la température  $T_{eff}$  de l'étoile cible. À droite:  $|S|$  ( $R = 200$ ) en fonction de la température  $T_{eff}$  de l'étoile cible.





## Annexe D

# Algorithme d'ajustement pour ExTrA : Mode d'emploi

À partir des besoins du projet ExTrA de traitement des courbes de lumières en spectrophotométrie, j'ai développé un algorithme de type SYSREM (Tamuz, O. ; Mazeh 2005). La description théorique de l'algorithme et les résultats obtenus sur des simulations et de tests photométriques en laboratoire sont présentés dans le chapitre 8. Cette annexe en expose le mode d'emploi. L'algorithme a été écrit en langage Python et comprend une fonction ou un module principal(e) qui fait appel à des sous-modules tels que l'utilisateur peut, assez simplement, traiter et ajuster les données de différentes manières et comparer les résultats. La figure D.1 présente le schéma simplifié du fonctionnement de l'algorithme.

L'utilisateur fournit des cubes de données de spectrophotométrie en entrée. Il s'agit de spectres de l'étoile cible, d'une étoile de comparaison et de leur fond de ciel respectifs. À partir de ces données, l'utilisateur peut faire appel à plusieurs types de traitement :

- 1) On souhaite corriger des effets systématiques seulement avec un modèle linéaire ou quadratique.
- 2) On souhaite corriger des effets systématiques et ajuster un transit. Ici, on connaît le temps et la durée du transit.
- 3) On souhaite corriger des effets systématiques et trouver un transit dont on ne connaît ni le temps ni la durée. Il est possible d'utiliser des priors (voir section 8.5.4) pour les extinctions et/ou pour la profondeur du transit.

Les différents traitements sont choisis via des *mots clés* à entrer dans le module `extra_algo_keys.py`. Les clés sont les suivantes :

- `fit - type = 0, 1, 2`, respectivement pour un ajustement sur la courbe de lumière en bande large, sur la courbe de lumière pondérée ou pour le traitement des données en 3 dimensions grâce à l'algorithme ExTrA qui utilise l'information spectrale.
- `syst - order = 1` ou `2`. Modèle linéaire ou quadratique de systématique.
- `T = 0` ou `1`. Ajustement des systématiques sans transit ou avec transit.
- `grid = 0` ou `1`. Position et durée du transit fixé ou non. Cas où `fit - type = 2`.
- `pT_min, pT_max`, la valeur minimale et maximale de durée de transit. Cas où `fit - type = 2` et `grid = 1`.
- `pE_step`, le pas entre les différentes valeurs de temps du transit. Cas où `fit - type = 2` et `grid = 1`.
- `{c_k}` pour  $k \in \{0, \dots, N_{coef}\}$ . Priors. Cas où `fit - type = 2` et `grid = 1`.

Puis l'utilisateur lance le module principal `extra_algo_main.py` et obtient en sortie les paramètres du modèle ajusté, leur erreur, la courbe de lumière ajustée, les résidus de l'ajustement, le  $\chi^2$  et le  $\chi^2$  réduit de l'ajustement. Pour bien comprendre, je me place dans la peau

de l'utilisateur de l'algorithme. Je place les cubes de données en entrée et veux demandee à l'algorithme de corriger d'un effet systématique linéaire tout en ajustant un transit dont je connais le temps et la durée. Pour cela je fixe les mots-clés suivants :  $fit - type = 2$ ,  $syst - order = 1, T = 1, grid = 0$ . L'algorithme va d'abord me montrer la courbe de lumière en bande large et la comparer à la courbe de lumière pondérée afin d'évaluer le gain apporté par l'aspect instrumental de la technique de spectrophotométrie, i.e. le fait d'avoir accès à l'information spectrale. Dans un deuxième temps, l'algorithme ajuste l'effet de couleur et la profondeur du transit dans chaque canal spectral indépendamment en fixant d'abord les masses d'air puis les extinctions puis à nouveau les masses d'air comme décrit dans le chapitre 8. En sortie, il fournit les paramètres du modèle, dont fait partie la profondeur de transit dans ce cas précis, ainsi que leurs erreurs. Je peux jauger la qualité de l'ajustement en comparant la courbe de lumière ajustée à la courbe de lumière pondérée. Afin de montrer la différence entre la méthode ExTrA et un ajustement simple sur la courbe de lumière pondérée, il suffit de relancer le module principal avec les mot-clés suivants :  $fit - type = 1$ ,  $syst - order = 1, T = 1$ . J'utilise les  $\chi^2$  pour une comparaison chiffrée et je place les courbes ajustées et les résidus des deux méthodes sur la même figure pour une comparaison visuelle.

D'après les simulations, le modèle quadratique de l'effet de couleur est plus précis lorsque les autres sources de bruits sont absentes ou minimisées. Nous gagnons un à deux ordres de grandeur(en magnitude) sur la dispersion des résidus photométriques. En revanche, dans les autres cas, l'ajout du terme quadratique n'améliore pas la précision sur la courbe de lumière corrigée. Dans le cas général, je conseille donc d'utiliser d'abord le modèle linéaire, moins coûteux en temps de calcul.

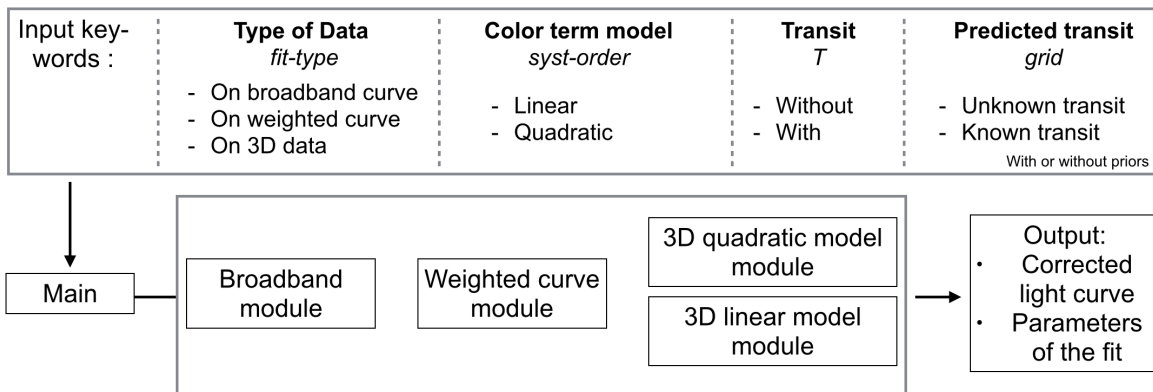


FIGURE D.1 – Schéma de fonctionnement global de l'algorithme développé durant cette thèse adapté au projet ExTrA. L'algorithme se base sur les modèles et la méthode décrite dans le chapitre 8.

Annexe E

Articles

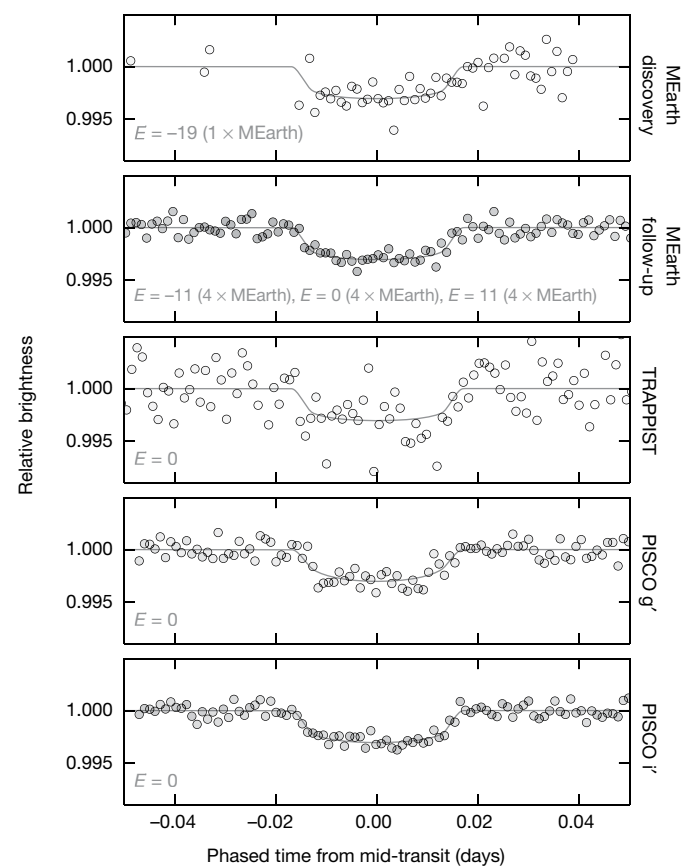
# A rocky planet transiting a nearby low-mass star

Zachory K. Berta-Thompson<sup>1,2</sup>, Jonathan Irwin<sup>2</sup>, David Charbonneau<sup>2</sup>, Elisabeth R. Newton<sup>2</sup>, Jason A. Dittmann<sup>2</sup>, Nicola Astudillo-Defru<sup>3</sup>, Xavier Bonfils<sup>4,5</sup>, Michaël Gillon<sup>6</sup>, Emmanuël Jehin<sup>6</sup>, Antony A. Stark<sup>2</sup>, Brian Stalder<sup>7</sup>, Francois Bouchy<sup>3,8</sup>, Xavier Delfosse<sup>4,5</sup>, Thierry Forveille<sup>4,5</sup>, Christophe Lovis<sup>3</sup>, Michel Mayor<sup>3</sup>, Vasco Neves<sup>9</sup>, Francesco Pepe<sup>3</sup>, Nuno C. Santos<sup>10,11</sup>, Stéphane Udry<sup>3</sup> & Anaël Wünsche<sup>4,5</sup>

**M-dwarf stars—hydrogen-burning stars that are smaller than 60 per cent of the size of the Sun—are the most common class of star in our Galaxy and outnumber Sun-like stars by a ratio of 12:1. Recent results have shown that M dwarfs host Earth-sized planets in great numbers<sup>1,2</sup>: the average number of M-dwarf planets that are between 0.5 to 1.5 times the size of Earth is at least 1.4 per star<sup>3</sup>. The nearest such planets known to transit their star are 39 parsecs away<sup>4</sup>, too distant for detailed follow-up observations to measure the planetary masses or to study their atmospheres. Here we report observations of GJ 1132b, a planet with a size of 1.2 Earth radii that is transiting a small star 12 parsecs away. Our Doppler mass measurement of GJ 1132b yields a density consistent with an Earth-like bulk composition, similar to the compositions of the six known exoplanets with masses less than six times that of the Earth and precisely measured densities<sup>5–11</sup>. Receiving 19 times more stellar radiation than the Earth, the planet is too hot to be habitable but is cool enough to support a substantial atmosphere, one that has probably been considerably depleted of hydrogen. Because the host star is nearby and only 21 per cent the radius of the Sun, existing and upcoming telescopes will be able to observe the composition and dynamics of the planetary atmosphere.**

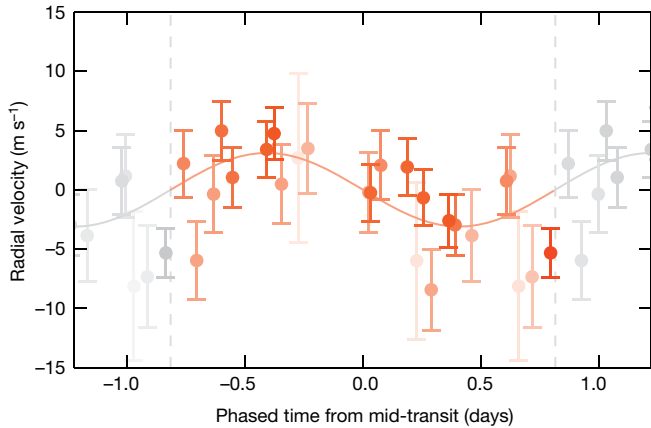
We used the MEarth–South telescope array<sup>12</sup> to monitor the brightness of the star GJ 1132, starting on 28 January 2014. The array consists of eight 40-cm robotic telescopes located at the Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) in Chile, and observes a sample of M-dwarf stars that are within 33 parsecs of Earth and smaller than 0.35 Solar radii. Since early 2014, the telescopes have gathered data almost every night that weather has permitted, following a strategy similar to that of the MEarth–North survey<sup>13</sup>. On 10 May 2015, GJ 1132 was observed at 25-minute cadence until a real-time analysis system identified a slight dimming of the star indicative of a possible ongoing transit, and commanded the telescope to observe the star continuously at 0.75-minute cadence. These triggered observations confirmed the presence of a transit with a sharp egress (Fig. 1). A search of extant data (4,208 observations over 333 nights) for periodic signals revealed a 1.6-day candidate that included this event and reached a detection statistic<sup>13</sup> of  $9.1\sigma$ . Follow-up photometry of subsequent predicted transits with four MEarth–South telescopes, the TRAPPIST (Transiting Planets and Planetesimals Small Telescope) telescope<sup>14</sup>, and the PISCO (Parallel Imager for Southern Cosmology Observations) multiband imager<sup>15</sup> on the Magellan Clay telescope confirmed the transit signal as being consistent with a planet-sized object that is blocking 0.26% of the star's light. We began precise Doppler monitoring with the HARPS (High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher) spectrograph<sup>16</sup> on 6 June 2015 and gathered 25 radial velocity measurements for determining the planetary mass (Fig. 2).

The distance to GJ 1132 has been measured through trigonometric parallax to be  $12.04 \pm 0.24$  parsecs<sup>17</sup>, a value that we independently validate with MEarth astrometry (see Methods). Together with empirical



**Figure 1 | Photometric measurements of transits of GJ 1132b.** Light curves from the MEarth–South, TRAPPIST and PISCO telescopes/imagers were fitted with a transit model (grey lines) and a Gaussian process noise model (subtracted from this plot), and averaged to 1.5-min bins for visual clarity. For MEarth–South, both the initial triggered ‘discovery’ observations and the subsequent ‘follow-up’ observations are shown. Labels indicate the transit event (with  $E$  as an integer number of planetary periods) and, for MEarth–South, the number of telescopes used. The opacities of binned points are inversely proportional to their assigned variances, representing their approximate weights in the model fit. The raw data and details of the fit are presented in Methods;  $g'$  and  $i'$  refer to the wavelength bandpasses used from the PISCO imager.

<sup>1</sup>Kavli Institute for Astrophysics and Space Research, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, Massachusetts 02139, USA. <sup>2</sup>Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, Massachusetts 02138, USA. <sup>3</sup>Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland. <sup>4</sup>Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France. <sup>5</sup>CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France. <sup>6</sup>Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août 17, Bâtiment B5C, 4000 Liège, Belgium. <sup>7</sup>Institute for Astronomy, University of Hawaii at Manoa, Honolulu, Hawaii 96822, USA. <sup>8</sup>Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, UMR 6110 CNRS, Université de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388, Marseille Cedex 13, France. <sup>9</sup>Departamento de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, Rio Grande do Norte, Brazil. <sup>10</sup>Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal. <sup>11</sup>Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal.



**Figure 2 | Radial velocity changes over the orbit of GJ 1132b.** Measurements of the star’s line-of-sight velocity, taken by the HARPS spectrograph, are shown phased to the planetary orbital period determined from the light curves (orange points, with duplicates shown in grey). Error bars correspond to  $1\sigma$ . The darkness of each point is proportional to its weight in the model fit, which is the inverse of its variance as predicted by a radial velocity noise model. For a circular orbit, the star’s reflex motion to the planet has a semi-amplitude of  $K_\star = 2.76 \pm 0.92 \text{ m s}^{-1}$ .

relations among the intrinsic luminosities, masses and radii of M-dwarf stars<sup>18,19</sup>, the parallax enables us to estimate the mass and radius of GJ 1132. These estimates are not biased by physically associated luminous companions, which are ruled out by published photometry results and the HARPS spectra. Likewise, unassociated background stars are too faint in archival imaging at the current sky position of this high-proper-motion star to corrupt our estimates of the stellar parameters. Table 1 presents the physical properties of the star (GJ 1132) and planet (GJ 1132b), combining the inferred stellar properties with analyses of the transit light curves (Fig. 1) and radial velocity observations (Fig. 2). The radius of the planet is 40% that of GJ 1214b (ref. 20), a well studied mini-Neptune exoplanet that orbits with a similar period around a similar host star.

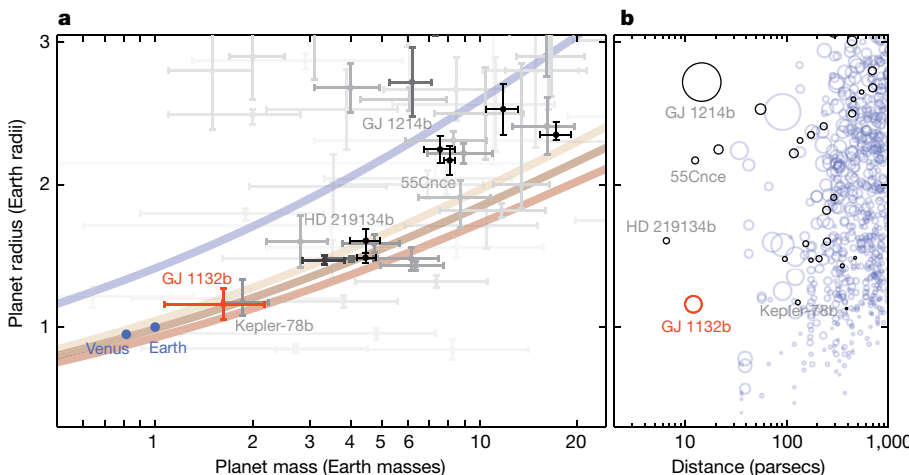
GJ 1132b’s average density resembles that of the Earth, and is well matched by a rock/iron bulk composition. A theoretical mass–radius curve<sup>21</sup> for a two-layer planet composed of 75% magnesium silicate and 25% iron (by mass) is consistent with our estimates for GJ 1132b (Fig. 3). This model assumes that the core is pure iron, the mantle is pure magnesium silicate, and the interior contains no water<sup>21</sup>. These simplifications mean that the iron fraction should not be taken as absolute; the model simply represents a characteristic mass–radius locus that matches Earth and Venus. This same composition also matches the masses and radii of Kepler-78b (refs 8, 9), Kepler-10b (ref. 7), Kepler-93b (ref. 10), Kepler-36b (ref. 6), CoRoT-7b (ref. 5),

**Table 1 | System properties for GJ 1132b.**

Parameter	Value
<b>Stellar parameters</b>	
Photometry	$V = 13.49, J = 9.245, K = 8.322$
Distance to star, $D_\star$	$12.04 \pm 0.24$ parsecs
Mass of star, $M_\star$	$0.181 \pm 0.019 M_\odot$
Density of star, $\rho_\star$	$29.6 \pm 6.0 \text{ g cm}^{-3}$
Radius of star, $R_\star$	$0.207 \pm 0.016 R_\odot$
Luminosity of star, $L_\star$	$0.00438 \pm 0.00034 L_\odot$
Effective temperature, $T_{\text{eff}}$	$3,270 \pm 140 \text{ K}$
Metallicity, [Fe/H]	$-0.12 \pm 0.15$
Age of star, $\tau_\star$	$> 5 \text{ Gyr}$
<b>Transit and radial velocity parameters</b>	
Orbital period, $P$ (days)	$1.628930 \pm 3.1 \times 10^{-5}$
Time of mid-transit, $t_0$ (BJD <sub>TDB</sub> ; days)	$2,457,184.55786 \pm 0.00032$
Eccentricity, $e$	0 (fixed)
Planet-to-star radius ratio, $R_p/R_\star$	$0.0512 \pm 0.0025$
Scaled orbital distance, $a/R_\star$	$16.0 \pm 1.1$
Impact parameter, $b$	$0.38 \pm 0.14$
Radial velocity semi-amplitude, $K_\star$	$2.76 \pm 0.92 \text{ m s}^{-1}$
Systemic velocity, $\gamma_\star$	$35 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$
<b>Planet parameters</b>	
Radius of planet, $R_p$	$1.16 \pm 0.11 R_\oplus$
Mass of planet, $M_p$	$1.62 \pm 0.55 M_\oplus$
Density of planet, $\rho_p$	$6.0 \pm 2.5 \text{ g cm}^{-3}$
Surface gravity on planet, $g_p$	$1,170 \pm 430 \text{ cm s}^{-2}$
Escape velocity, $V_{\text{esc}}$	$13.0 \pm 2.3 \text{ km s}^{-1}$
Equilibrium temperature, $T_{\text{eq}}$	
assuming Bond albedo of 0.00	$579 \pm 15 \text{ K}$
assuming Bond albedo of 0.75	$409 \pm 11 \text{ K}$

Transit and radial velocity parameters were estimated from a Markov chain Monte Carlo (MCMC) analysis, including an external constraint on the stellar density when deriving  $P$ ,  $t_0$ ,  $R_p/R_\star$ ,  $a/R_\star$ , and  $b$  (see Methods). Planetary properties were derived from the combined stellar, transit, and radial velocity parameters.  $a$ , orbital semimajor axis; BJD<sub>TDB</sub>, barycentric Julian date in the barycentric dynamical time system;  $L_\odot$ , luminosity of the Sun;  $M_\odot$ , mass of the Sun;  $R_\odot$ , radius of the Sun;  $M_\oplus$ , mass of Earth;  $R_\oplus$ , radius of Earth.

and HD 219134b (ref. 11) to within  $1\sigma$ . All of these planets are smaller than 1.6 Earth radii, a transition radius above which most planets require thick hydrogen/helium envelopes to explain their densities<sup>22</sup>. At the  $1\sigma$  lower bound of GJ 1132b’s estimated mass, models<sup>23</sup> indicate that replacing only 0.2% of the rock/iron mix with a hydrogen/helium layer would increase the planet’s radius to 1.4 times that of the Earth, substantially larger than the observed value. Detection of GJ 1132b’s mass is currently only at the  $3\sigma$  level, but continued Doppler monitoring will shrink the 35% mass uncertainty and enable more detailed comparison with other planets and compositional models.



**Figure 3 | Masses, radii, and distances of known transiting planets.**

**a**, The radius and mass of GJ 1132b (orange) are shown, along with those of other exoplanets (grey). Also shown are mass–radius curves predicted by theoretical models<sup>21</sup> for planets composed of 100%  $\text{H}_2\text{O}$  (blue line), and for two-component planets composed of  $\text{MgSiO}_3$  on top of Fe cores that are 0% (light brown), 25% (darker brown) or 50% (red) of the total mass. Planets with smaller fractional mass and radius uncertainties are darker. **b**, Symbol area is proportional to transit depth. In comparison with other transiting exoplanets, those with masses detected at  $> 2.5\sigma$  (black) and those without masses detected at such level (blue), GJ 1132b is the most accessible terrestrial planet for spectroscopic observations of its atmosphere, owing to the proximity and small size of its parent star.

We searched for additional planets both as other transits in the M<sub>Earth</sub>–South light curve and as periodic signals in the HARPS residuals. Although we made no notable discoveries, we highlight that compact, coplanar, multiple-planet systems are common around small stars<sup>24,25</sup>. Further exploration of the GJ 1132 system could reveal more, potentially transiting, planets.

As a relatively cool rocky exoplanet with an equilibrium temperature between 580 K (assuming a Bond albedo of 0) and 410 K (assuming a Venus-like Bond albedo of 0.75), GJ 1132b may have retained a substantial atmosphere. At these temperatures, the average thermal speeds of atoms or molecules heavier than helium are less than one-eighth of the escape velocity, suggesting an atmosphere potentially stable against thermal escape. This is not the case for the other rocky exoplanets for which precise densities are known, all of which are considerably hotter. The rocky planet Kepler-78b (refs 8, 9), which is comparable in size and density to GJ 1132b, receives 200 times more irradiation than GJ 1132b. Whether the atmosphere of GJ 1132b was initially dominated by hydrogen/helium-rich gas accreted from the primordial nebula or by volatiles outgassed from the planetary interior, its composition probably evolved substantially over the age of the system, which we estimate to exceed 5 billion years (gigayears, Gyr) (see Methods). Irradiated well beyond the runaway greenhouse limit<sup>26</sup>, surface water would extend up to high altitudes where it could be destroyed by photolysis and its hydrogen rapidly lost to space. When the star was young and bright at ultraviolet wavelengths, an atmosphere with high concentrations of water could lose hydrogen at the diffusion limit, of the order of  $10^{13}$  atoms per  $\text{cm}^2$  per second or 10 Earth oceans per gigayear. Depending on surface weathering processes, the oxygen left behind might persist as  $\text{O}_2$  in the atmosphere<sup>26,27</sup>. In this scenario, water would constitute a trace component in an atmosphere otherwise dominated by  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$  and  $\text{CO}_2$ . However, large uncertainties in the size of the initial hydrogen reservoir, in the history of the star's ultraviolet luminosity, in the contribution of late volatile delivery, and in the evolutionary effect of the system's likely spin–orbit synchronization preclude firm *a priori* statements about the composition of the atmosphere.

Future spectroscopic investigation of the planetary atmosphere will be enabled by the proximity and small radius of the star. When viewed in transmission during transit, one scale height of an  $\text{O}_2$ -rich atmosphere would overlap 10 parts per million (p.p.m.) of the stellar disk. For comparison, a 60-orbit Hubble Space Telescope transmission spectrum of GJ 1214b achieved a transit depth precision of 25 p.p.m. in narrow-wavelength bins<sup>28</sup>. Deeper Hubble observations of GJ 1132, which is 50% brighter than GJ 1214, would have the potential to detect molecular absorption features in GJ 1132b's atmosphere. Observations with the James Webb Space Telescope (JWST), set to launch in 2018, could measure the transmission spectrum over a broader wavelength range and require less telescope time. The long-wavelength capabilities of JWST may also allow it to detect the thermal emission from the planet; such emission represents 40–130 p.p.m. of the system flux at a wavelength of 10  $\mu\text{m}$ , and 160–300 p.p.m. of the flux at 25  $\mu\text{m}$  (for the range of albedos considered above). Provided that the planet is not too cloudy, combined transmission and emission spectra could ascertain the abundances of strongly absorbing molecular species. If such constraints on the dominant infrared opacity sources can be obtained, observations of the planet's thermal phase curve would be sensitive to complementary information, including the total atmospheric mass<sup>29,30</sup>. Such observations will inform our understanding of how the strong tides and intense stellar activity of the M-dwarf planetary environment influence the evolution of terrestrial atmospheres. This understanding will be important for the long-term goal of looking for life on planets orbiting nearby small stars.

**Online Content** Methods, along with any additional Extended Data display items and Source Data, are available in the online version of the paper; references unique to these sections appear only in the online paper.

Received 3 August; accepted 23 September 2015.

Published online xx xx 2015.

- Dressing, C. D. & Charbonneau, D. The occurrence rate of small planets around small stars. *Astrophys. J.* **767**, 95 (2013).
- Morton, T. D. & Swift, J. The radius distribution of planets around cool stars. *Astrophys. J.* **791**, 10 (2014).
- Dressing, C. D. & Charbonneau, D. The occurrence of potentially habitable planets orbiting M dwarfs estimated from the full Kepler dataset and an empirical measurement of the detection sensitivity. *Astrophys. J.* **807**, 45 (2015).
- Muirhead, P. S. *et al.* Characterizing the cool KOIs. III. KOI 961: a small star with large proper motion and three small planets. *Astrophys. J.* **747**, 144 (2012).
- Haywood, R. D. *et al.* Planets and stellar activity: hide and seek in the CoRoT-7 system. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443**, 2517–2531 (2014).
- Carter, J. A. *et al.* Kepler-36: a pair of planets with neighboring orbits and dissimilar densities. *Science* **337**, 556–559 (2012).
- Dumusque, X. *et al.* The Kepler-10 planetary system revisited by Harps-N: a hot rocky world and a solid Neptune-mass planet. *Astrophys. J.* **789**, 154 (2014).
- Pepe, F. *et al.* An Earth-sized planet with an Earth-like density. *Nature* **503**, 377–380 (2013).
- Howard, A. W. *et al.* A rocky composition for an Earth-sized exoplanet. *Nature* **503**, 381–384 (2013).
- Dressing, C. D. *et al.* The mass of Kepler-93b and the composition of terrestrial planets. *Astrophys. J.* **800**, 135 (2015).
- Motalebi, F. *et al.* The HARPS-N rocky planet search I. HD 219134 b: a transiting rocky planet in a 4 planet system at 6.5 pc from the Sun. *Astron. Astrophys.* <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201526822>.
- Irwin, J. M. *et al.* The M<sub>Earth</sub>–North and M<sub>Earth</sub>–South transit surveys: searching for habitable super-Earth exoplanets around nearby M-dwarfs. In *18th Conference Cambridge Work on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun* (eds van Belle, G. & Harris, H. C.) 767–772 (<http://adslabs.org/adsabs/abs/2015css...18..767I/>) (2015).
- Berta, Z. K., Irwin, J., Charbonneau, D., Burke, C. J. & Falco, E. E. Transit detection in the M<sub>Earth</sub> survey of nearby M dwarfs: bridging the clean-first, search-later divide. *Astron. J.* **144**, 145 (2012).
- Gillon, M. *et al.* TRAPPIST: a robotic telescope dedicated to the study of planetary systems. *EPJ Web Conf.* **11**, 06002 (2011).
- Stalder, B. *et al.* PISCO: the Parallel Imager for Southern Cosmology Observations. In *Proc. SPIE* (eds Ramsay, S. K., McLean, I. S. & Takami, H.) Vol. 9147, 91473Y (2014).
- Mayor, M. *et al.* Setting new standards with HARPS. *Messenger* **114**, 20–24 (2003).
- Jao, W.-C. *et al.* The solar neighborhood XIII: parallax results from the CTIOPI 0.9-m program—stars with  $\mu \geq 1''/\text{year}$  (MOTION sample). *Astron. J.* **129**, 1954 (2005).
- Delfosse, X. *et al.* Accurate masses of very low mass stars: IV. Improved mass-luminosity relations. *Astron. Astrophys.* **364**, 217–224 (2000).
- Hartman, J. D. *et al.* HATS-6b: a warm Saturn transiting an early M dwarf star, and a set of empirical relations for characterizing K and M dwarf planet hosts. *Astron. J.* **149**, 166 (2015).
- Charbonneau, D. *et al.* A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature* **462**, 891–894 (2009).
- Zeng, L. & Sasselov, D. D. A detailed model grid for solid planets from 0.1 through 100 Earth masses. *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **125**, 227–239 (2013).
- Rogers, L. A. Most 1.6 Earth-radius planets are not rocky. *Astrophys. J.* **801**, 41 (2015).
- Lopez, E. D. & Fortney, J. J. Understanding the mass-radius relation for sub-Neptunes: radius as a proxy for composition. *Astrophys. J.* **792**, 1 (2014).
- Ballard, S. & Johnson, J. A. The Kepler dichotomy among the M dwarfs: half of systems contain five or more coplanar planets. Preprint at <http://adslabs.org/adsabs/abs/2014arXiv1410.4192B/> (2014).
- Muirhead, P. S. *et al.* Kepler-445, Kepler-446 and the occurrence of compact multiples orbiting mid-M dwarf stars. *Astrophys. J.* **801**, 18 (2015).
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P. & Reynolds, R. T. Habitable zones around main sequence stars. *Icarus* **101**, 108–128 (1993).
- Luger, R. & Barnes, R. Extreme water loss and abiotic  $\text{O}_2$  buildup on planets throughout the habitable zones of M dwarfs. *Astrobiology* **15**, 119–143 (2015).
- Kreidberg, L. *et al.* Clouds in the atmosphere of the super-Earth exoplanet GJ 1214b. *Nature* **505**, 69–72 (2014).
- Selsis, F., Wordsworth, R. & Forget, F. Thermal phase curves of nontransiting terrestrial exoplanets I. Characterizing atmospheres. *Astron. Astrophys.* **532**, A1 (2011).
- Koll, D. D. B. & Abbot, D. S. Deciphering thermal phase curves of dry, tidally locked terrestrial planets. *Astrophys. J.* **802**, 21 (2015).

**Supplementary Information** is available in the online version of the paper.

**Acknowledgements** We thank the staff at the Cerro Tololo Inter-American Observatory for assistance in the construction and operation of M<sub>Earth</sub>–South; J. Winn and J. Berta-Thompson for comments on the manuscript; S. Seager and A. Zsom for conversations that improved the work; L. Delrez for her independent analysis of the TRAPPIST data; and J. Eastman, D. Dragomir and R. Sverdr for

LETTER TO THE EDITOR

## A HARPS view on K2-3<sup>\*</sup>

J.M. Almenara<sup>1,2</sup>, N. Astudillo-Defru<sup>1,2</sup>, X. Bonfils<sup>1,2</sup>, T. Forveille<sup>1,2</sup>, A. Santerne<sup>3</sup>, S. Albrecht<sup>4</sup>, S.C.C. Barros<sup>5</sup>, F. Bouchy<sup>5</sup>, X. Delfosse<sup>1,2</sup>, O. Demangeon<sup>5</sup>, R.F. Díaz<sup>6</sup>, G. Hébrard<sup>7,8</sup>, M. Mayor<sup>6</sup>, V. Neves<sup>9</sup>, P. Rojo<sup>10</sup>, N.C. Santos<sup>3,11</sup>, and A. Wünsche<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>2</sup> CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, PT4150-762 Porto, Portugal

<sup>4</sup> Stellar Astrophysics Centre, Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, DK-8000 Aarhus C, Denmark

<sup>5</sup> Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388, Marseille, France

<sup>6</sup> Observatoire Astronomique de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>7</sup> Observatoire de Haute Provence, 04670 Saint Michel l'Observatoire, France

<sup>8</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

<sup>9</sup> Departamento de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, RN, Brazil

<sup>10</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Santiago, Chile

<sup>11</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre 687, PT4169-007 Porto, Portugal

### ABSTRACT

*K2* space observations recently found that three super-Earths transit the nearby M dwarf K2-3. The apparent brightness and the small physical radius of their host star rank these planets amongst the most favourable for follow-up characterisations. The outer planet orbits close to the inner edge of the habitable zone and might become one of the first exoplanets searched for biomarkers using transmission spectroscopy. We used the HARPS velocimeter to measure the mass of the planets. The mass of planet *b* is  $8.4 \pm 2.1 M_{\oplus}$ , while our determination of those planets *c* and *d* are affected by the stellar activity. With a density of  $4.32_{-0.76}^{+2.0}$  g cm<sup>-3</sup>, planet *b* is probably mostly rocky, but it could contain up to 50% water.

**Key words.** stars: individual: K2-3 – stars: planetary systems – stars: late-type – technique: radial-velocity – techniques: photometry

### 1. Introduction

Crossfield et al. (2015) have recently reported from *K2* (Howell et al. 2014) observations that the star K2-3 (2MASS 11292037-0127173, EPIC 201367065) hosts a planetary system with three transiting super-Earths. The star is an inactive M0 dwarf ( $T_{\text{eff}} = 3900 \pm 190$  K,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.32 \pm 0.13$  dex), and it is bright enough to be amenable to transit spectroscopy. With a radius of  $1.5 R_{\oplus}$ , Planet *d* orbits close to the inner edge of the system's habitable zone. The mass of the planets has not been measured to date.

To constrain those masses, we monitored the radial velocity of K2-3 with the HARPS velocimeter (Mayor et al. 2003). We jointly analysed these new velocities and the *K2* photometry through n-body integrations to obtain the mass of planets. Combined with the planet sizes, this constrains their mean densities and bulk compositions and

helps explore the rocky–gaseous transition in the super-Earth regime.

### 2. Observations

#### 2.1. *K2* light curve

The *K2* mission observed K2-3 during its Campaign 1 (Summer 2014) in long cadence mode<sup>1</sup>. We downloaded the pixel data from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST)<sup>2</sup> and used a modified version of the CoRoT imagerie pipeline (Barros et al. 2014) to extract a light curve. The procedure first determines the circular synthetic aperture that maximises the photometric signal-to-noise ratio on the mean image. For each image, it then computes a modified moment method centroid (Stone 1989) and recentres a heavily oversampled version of the image on the centroid before extracting the flux inside the pre-determined aperture. The degraded pointing stability of the *K2* mis-

<sup>\*</sup> Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m telescope under the program ID 191-C0873 at Cerro La Silla (Chile).

<sup>1</sup> <http://archive.stsci.edu/k2/>

<sup>2</sup> [http://archive.stsci.edu/kepler/data\\_search/search.php](http://archive.stsci.edu/kepler/data_search/search.php)



sion couples with pixel sensitivity variations to introduce position-dependent systematics in the raw light curves. To correct for this flux dependence with position, we used a procedure inspired by Vanderburg & Johnson (2014). The light curve was divided into seven equal duration segments, and for each segment we performed a 1D decorrelation as described in Vanderburg (2014). We found that a 21-pixel photometric aperture results in the best photometric precision of the final light curve with a 204 ppm mean RMS. The 80-day light curve contains eight transits of Planet *b*, four of Planet *c*, and two of Planet *d*. We only modelled the light curve around those transits, after normalising it with a parabolic fit to its out-of-transit part. To account for the 29.4 minutes integration time of the long cadence data, we oversampled the model light curve by a factor of 20 and then binned it to the cadence of the data points.

## 2.2. HARPS radial velocities

We obtained differential radial velocities (RVs) with HARPS, the ESO velocimeter installed at the focus of the 3.6m telescope at La Silla Observatory (Mayor et al. 2003; Pepe et al. 2003). We chose not to use simultaneous wavelength calibration and to instead rely on the  $<1 \text{ m s}^{-1}$  stability of the HARPS spectrograph, since we expected significantly larger photon noise errors. We tried to secure two 1800 s observations per night and collected 66 spectra over a timespan of 103 days.

For an optimal extraction of the velocity signal, we used all recorded spectra (already extracted and wavelength-calibrated by the online pipeline, Lovis & Pepe 2007) to build stellar templates. We shifted each spectrum by its barycentric correction and co-added those shifted spectra into higher S/N templates after carefully masking the telluric absorption lines.

When using such a small set of relatively noisy spectra, we would bias the velocity if we included the spectrum analysed for Doppler shift in the template that it is matched against, since their common noise pattern will contribute to the match. To avoid this bias, we built one template for each spectrum by co-adding all spectra but the spectrum itself.

We then computed the RV shifts that minimise the  $\chi^2$  difference between the individual spectra and their templates (e.g. Zucker & Mazeh 2006; Anglada-Escudé & Butler 2012; Astudillo-Defru et al. 2014). The 66 resulting velocities, listed in Table A.1, have a  $4.9 \text{ m s}^{-1}$  dispersion for a median uncertainty of  $2.9 \text{ m s}^{-1}$  (compared with  $7.1 \text{ m s}^{-1}$  and  $4.3 \text{ m s}^{-1}$  for the velocities measured by the HARPS pipeline). Although the orbital periods are known from the photometry and do not need to be identified from the RVs alone, Fig. A.1 shows their periodogram for illustration.

## 2.3. Stellar activity

The HARPS spectral range includes both H $\alpha$  and the Ca II H&K lines, which are good tracers of stellar activity. While H $\alpha$  is a pure absorption line in K2-3 and does not measurably vary, its Ca II lines, as for all M dwarfs, do have emission cores. We quantify the Ca II H&K flux through the S index (Vaughan et al. 1978) and find that it varies by 30% on a timescale that is longer than the ten-day period of Planet *b*. K2-3 has a lower average S index than

Gl 846, an M0.5V star with a  $\sim 10.6$ -day rotation period (Bonfils et al. 2013), consistently with  $P_{\text{rot}} > 10$  days. We used our recent calibration (Astudillo-Defru et al. in prep.) to compute the  $R'_{HK}$  index from S, and from the  $R'_{HK}$  vs  $P_{\text{rot}}$  in the same paper, we estimate  $P_{\text{rot}} \simeq 38$  days. The *K2* lightcurve varies with a  $< 2$  mmag semi-amplitude and a  $\sim 40$ -day characteristic timescale, consistent with a fairly inactive star and with the estimated  $P_{\text{rot}}$ . If that photometric variability is entirely due to a dark spot rotating in and out of view, the corresponding RV semi-amplitude is at most  $\sim 1.6 \text{ m s}^{-1}$ .

In an effort to quantify activity-induced RV variations, we developed new activity metrics. We built an "active" and a "non-active" template from the third of the observed spectra with the highest and the lowest S-indices, respectively, computed two sets of active and non-active RVs, and used their difference  $\Delta RV = RV_{\text{act}} - RV_{\text{noact}}$  as an activity tracer. The  $\Delta RV$  time series (Fig. 1) varies by  $\pm 8 \text{ m/s}$  for  $\text{BJD} - 2\,450\,000 < 7070$ , and is consistent with zero after that date. We surmise that the early large variations result from a spot that not only occults part of the star but also imprints the overall spectrum with its spectral signature. That spot would have been present during the first  $\sim 25$  days of the observations and then disappeared.

We computed our nominal RVs (Sect. 2.2) with a template that includes all spectra regardless of their S index, and it presumably has a sensitivity to activity that is intermediate between that of the active and non-active template. We account for its stellar activity sensitivity by introducing a term proportional to  $\Delta RV$  in the radial velocity model, with the proportionality coefficient  $\alpha$  adjusted as a free parameter in the fit.

## 3. Analysis

We analyse this multi-planetary system with an n-body dynamical model that describes the gravitational interactions between all components of the system and not just the pull of the central star. Unlike a Keplerian model, the dynamical model therefore accounts for the photometric and radial-velocity changes induced by the mutual attraction of the planets, such as transit timing variations (TTVs), transit duration variations (TDVs), or more generally, transit shape variations. Even though we detect no gravitational interactions, using a dynamical model helps constrain the masses and eccentricities by excluding values for those parameters that would result in detectable interactions or in a highly unstable system.

Our dynamical model uses the well known MERCURY (Chambers 1999) n-body integrator code to compute the three-dimensional position and velocity of all system components as a function of time. The line-of-sight projection of the stellar velocity is compared to the HARPS radial velocities. The sky-projection of the planet-star separations are used, together with the planet-to-star-radius ratios and the limb darkening coefficient, to model the *K2* light curve (Mandel & Agol 2002). We couple the dynamical model with a Monte Carlo Markov Chain (MCMC) code, described in detail in Díaz et al. (2014), to explore the posterior distribution of the parameters. For each MCMC step, we run MERCURY three times with the same model parameters:

- once over the 80 days of the *K2* observations, using the Bulirsch-Stoer algorithm and a 0.02-day timestep to model the light curve with a 1 ppm maximum photometric error
- once over the (disjoint) 103 days of the HARPS observations, again with the Bulirsch-Stoer algorithm and a 0.02 days timestep, to model the radial velocities
- once over a 1000-year interval, using the hybrid symplectic/Bulirsch-Stoer integrator with a 0.5-day timestep (1/20th of the shortest orbital period)

The last run is not compared to any observation but used to ensure the short-term stability of the system, while rejecting any MCMC step where two orbits intersect or where a planet comes within 0.05 au of the star. (Tidal forces are not included in MERCURY.) One would ideally like to evaluate stability on longer time scales, with 1000 years chosen as a compromise between ideality and computational expense.

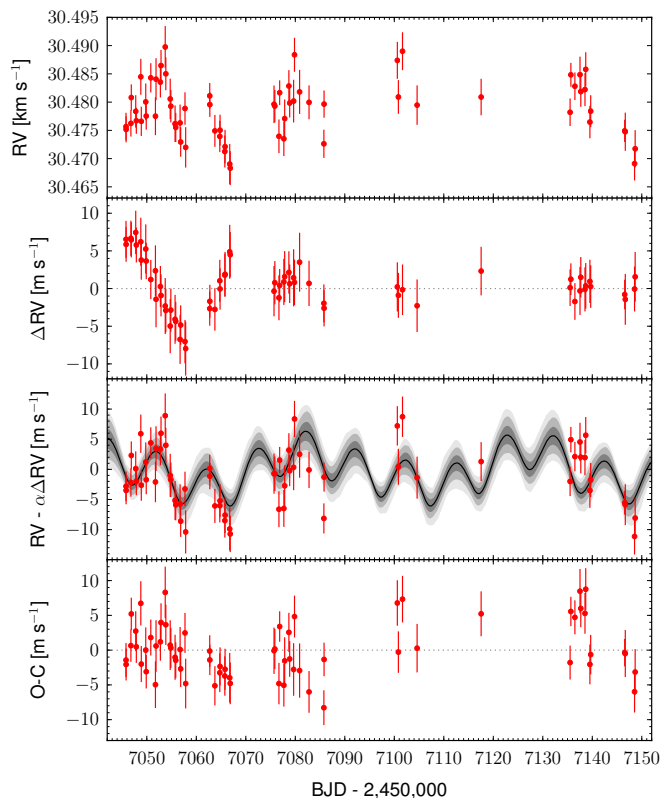
The physical parameters of the model are the stellar mass and radius, the coefficient of a linear limb-darkening law, the systemic velocity, the planetary masses, the planet-to-star radius ratios, and the planetary orbital parameters ( $a$ ,  $e$ ,  $i$ ,  $\omega$ ,  $n$ , and  $M$ ; see Table A.2) at reference time 2 456 812 BJD. To minimise correlations, however, we use a different parametrisation for MCMC jump parameters: orbital period ( $P$ ), conjunction time of the first transit observed by *K2* ( $T_0$ ), radial velocity semi-amplitude ( $K$ ),  $\sqrt{e} \cos \omega$ , and  $\sqrt{e} \sin \omega$ . Additionally, we fit a global light curve normalization factor, one multiplicative jitter parameter for each data set and  $\alpha$ , the amplitude of the  $\Delta RV$  term of the radial velocity model (Sec. 2.3).

We use non-informative uniform priors for all MCMC model parameters except the stellar mass and radius, for which we adopt the Gaussian distributions of Crossfield et al. (2015) (we also adopt all parameters in common as the starting point of our chains) and the longitude of the ascending node for which we adopt a Gaussian distributions with  $\sigma = 2^\circ$  to enforce the observed physical bias towards coplanarity (Fabrycky et al. 2014). We adopt a non-informative prior for the limb-darkening even though this widens the distributions of several parameters, because limb-darkening models have often been found to be inaccurate when the data quality is high enough to probe them. We ran 48 MCMC chains of 180 000 steps and combined their results as described in Díaz et al. (2014).

## 4. Results

Table A.2 lists the mode and the 68.3% confidence interval for the system parameters. Figures 1 and A.2 show the radial velocity measurements and the transit light curves, together with their respective models. By fitting a stellar spectral energy distribution to the K2-3 photometry (Crossfield et al. 2015, Table 1) as described in Díaz et al. (2014), we obtain a  $47.5 \pm 6.0$  pc distance and  $E_{(B-V)} < 0.056$  with 68.3% confidence.

Our results agree with Crossfield et al. (2015) for all parameters in common. In addition to adding the radial velocity information, our analysis differs in that we neither impose a circular orbit nor use informative priors on  $R_*/a$  or the limb darkening coefficient. We also model the transits of all three planets jointly rather than one planet at a time, enforcing consistency in the derived stellar properties. Our



**Fig. 1.** Time series for, from top to bottom: a) the HARPS radial velocities of K2-3, b)  $\Delta RV$  (Sec. 2.3), c) the RVs corrected from the  $\alpha\Delta RV$  of the maximum likelihood model together with the dynamical model (the solid black line represents the median model, and the shades of grey represent the 68.3, 95.5, and 99.7% Bayesian confidence intervals), and d) the RV residual from the maximum likelihood dynamical model.

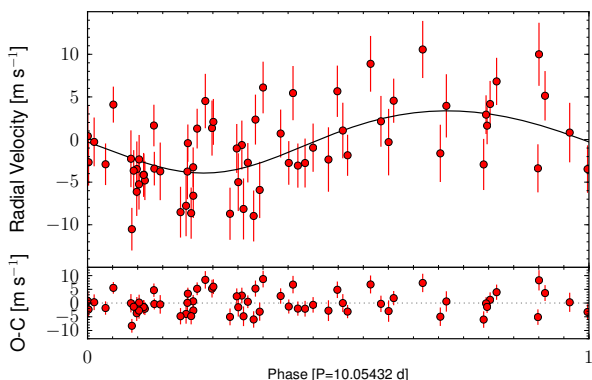
approach measures the stellar density more accurately than can be inferred from the average spectrum.

The times of the individual transit are measured with standard errors (which roughly translate to a  $1\sigma$  detection limits for TTVs) of 1.4, 2.8, and 2.9 minutes for planets *b*, *c*, and *d*, respectively. Over the short time span of the HARPS observations, the radial velocity of the dynamical model differs from that of a three-Keplerian model by at most  $27 \text{ cm s}^{-1}$ , which is well below the  $\sim 2 \text{ m s}^{-1}$  measurement noise.

Owing to the low eccentricities and almost edge-on inclinations, all three planets almost certainly undergo secondary eclipses. Table A.2 lists the epochs and durations of these secondary eclipses.

To evaluate the robustness of our mass measurements, we extended the radial velocity by adding a linear drift, a fourth planet, a term proportional to the bisector of the spectra, and any combination of them. We also experimented with restricting the analysis to those radial velocities that seem unaffected by stellar activity ( $\text{BJD} - 2\,450\,000 > 7070$ ). They always produced similar velocity amplitudes (and masses) for Planet *b*, but a wide range of values for Planets *c* and *d*. We conclude that our data robustly measure the mass of Planet *b*,  $8.4 \pm 2.1 M_\oplus$ , but not those of *c* and *d*. Many more observations and very careful analysis will be needed to disentangle signatures of

Planets *c* and *d* from the activity signal. Figure 2 shows the RV signal from Planet *b* after removing the other terms of the model.

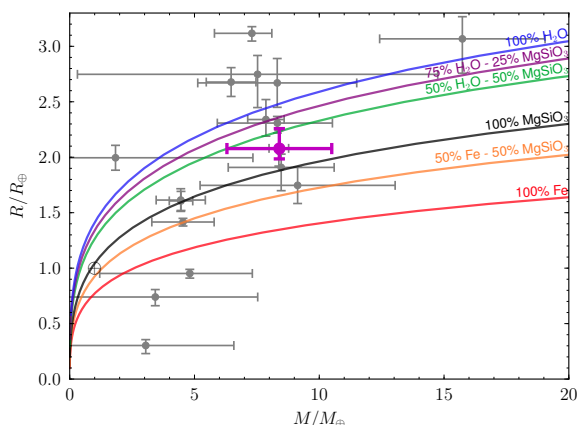


**Fig. 2.** HARPS radial velocities of K2-3 phased to the period of Planet *b*, with the Keplerian model (solid black line) overlaid, after removal of the Keplerian signals from Planets *c* and *b* and of  $\alpha\Delta RV$  activity term of the maximum likelihood model.

When included in the model, the fourth planet converges to a  $P_e \sim 100$ -day period and absorbs part of the residuals seen in Fig. 1 (bottom). Model comparison favours the four-planet model only marginally over the simpler three-planet model, with the Bayesian evidence estimators of Perrakis et al. (2014) and Chib & Jeliakzov (2001) giving odd ratios of  $4.6 \pm 0.3$  and  $4.9 \pm 2.1$ , respectively, in favour of the four-planet model. More data will thus be needed to firmly establish whether additional planets orbit K2-3.

Figure 3 adds Planet *b* to the mass-radius diagram of the known small transiting planets. Planet *b* must contain rock with at most a 50% water envelope.

Planets around M stars are ideal for characterisation follow-up, thanks to the favourable planet-to-star surface ratio. The other known low-mass planets transiting bright M stars have a gas envelope (GJ436b and GJ3470b, Butler et al. 2004; Bonfils et al. 2012) or may even potentially consist of 100% water (GJ1214b, Charbonneau et al. 2009). Our measurement of the density of Planet *b* shows that it is



**Fig. 3.** Radius versus mass diagram of the known small exoplanets (Wright et al. 2011), with planet *b* added (magenta) with 68.3% credible intervals. The colored solid lines represents theoretical models for different compositions (Zeng & Sasselov 2013).

either entirely rocky or mostly rocky with a water envelope. It is the first planet in this category, and the brightness of the star makes it a prime target for follow-up.

*Acknowledgements.* We thank the ESO La Silla staff for its continuous support, the HARPS observers (C. Mordasini, J. Martins, and A. Sozzetti, as well as L. Kreidberg for her Mandel & Agol code), C. Damiani for discussions of the dynamics of the system, and T. Fenouillet for his assistance with the LAM computing cluster. This paper includes data collected by the *Kepler* mission. Funding for the *Kepler* mission is provided by the NASA Science Mission directorate. Some of the data presented in this paper were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NNX09AF08G and by other grants and contracts. This research made use of the Exoplanet Orbit Database and the Exoplanet Data Explorer at exoplanets.org. N. A.-D. acknowledges support from CONICYT Becas-Chile number 72120460. XB and JMA acknowledge funding from the European Research Council under the ERC Grant Agreement n. 337591-ExTrA. NCS acknowledges support by Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) through Investigador FCT contracts of reference IF/00169/2012, and POPH/FSE (EC) by FEDER funding through the program “Programa Operacional de Factores de Competitividade - COMPETE”. A.S. is supported by the European Union under a Marie Curie Intra-European Fellowship for Career Development with reference FP7-PEOPLE-2013-IEF, number 627202. SCCB and OD thank the CNES for their grants 98761 and 124378, respectively.

## References

- Anglada-Escudé, G. & Butler, R. P. 2012, *ApJS*, 200, 15  
Astudillo-Defru, N., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2014, *ArXiv e-prints* [arXiv:1411.7048]  
Barros, S. C. C., Almenara, J. M., Deleuil, M., et al. 2014, *A&A*, 569, A74  
Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109  
Bonfils, X., Gillon, M., Udry, S., et al. 2012, *A&A*, 546, A27  
Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *ApJ*, 617, 580  
Chambers, J. E. 1999, *MNRAS*, 304, 793  
Charbonneau, D., Berta, Z. K., Irwin, J., et al. 2009, *Nature*, 462, 891  
Chib, S. & Jeliakzov, I. 2001, *Journal of the American Statistical Association*, 96, 270  
Crossfield, I. J. M., Petigura, E., Schlieder, J., et al. 2015, *ArXiv e-prints* [arXiv:1501.03798]  
Díaz, R. F., Almenara, J. M., Santerne, A., et al. 2014, *MNRAS*, 441, 983  
Fabrycky, D. C., Lissauer, J. J., Ragozzine, D., et al. 2014, *ApJ*, 790, 146  
Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, 126, 398  
Lovis, C. & Pepe, F. 2007, *A&A*, 468, 1115  
Mandel, K. & Agol, E. 2002, *ApJ*, 580, L171  
Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20  
Perrakis, K., Ntzofras, I., & Tsionas, E. G. 2014, *Computational Statistics & Data Analysis*, 77, 54  
Stone, R. C. 1989, *AJ*, 97, 1227  
Vanderburg, A. 2014, *ArXiv e-prints* [arXiv:1412.1827]  
Vanderburg, A. & Johnson, J. A. 2014, *PASP*, 126, 948  
Vaughan, A. H., Preston, G. W., & Wilson, O. C. 1978, *PASP*, 90, 267  
Wright, J. T., Fakhouri, O., Marcy, G. W., et al. 2011, *PASP*, 123, 412  
Zeng, L. & Sasselov, D. 2013, *PASP*, 125, 227  
Zucker, S. & Mazeh, T. 2006, *MNRAS*, 371, 1513

# ExTrA: Exoplanets in Transit and their Atmospheres

X. Bonfils, J.M. Almenara, L. Jocu, A. Wunsche, P. Kern, A. Delboulb , X. Delfosse,  
P. Feautrier, T. Forveille, L. Gluck, S. Lafrasse, Y. Magnard, D. Maurel, T. Moulin,  
F. Murgas, P. Rabou, S. Rochat, A. Roux, and E. Stadler

Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France  
CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

## ABSTRACT

The ExTrA facility, located at La Silla observatory, will consist of a near-infrared multi-object spectrograph fed by three 60-cm telescopes. ExTrA will add the spectroscopic resolution to the traditional differential photometry method. This shall enable the fine correction of color-dependent systematics that would otherwise hinder ground-based observations. With both this novel method and an infrared-enabled efficiency, ExTrA aims to find transiting telluric planets orbiting in the habitable zone of bright nearby M dwarfs. It shall have the versatility to do so by running its own independent survey and also by concurrently following-up on the space candidates unveiled by K2 and TESS. The exoplanets detected by ExTrA will be amenable to atmospheric characterisation with VLTs, JWST, and ELTs and could give our first peek into an exo-life laboratory.

**Keywords:** ExTrA, exoplanets, ground-based transit searches, differential spectro-photometry, near-infrared multi-object spectrograph.

## 1. INTRODUCTION

We are living remarkable times of astronomy. Since the ground-breaking discoveries of other planets outside our Solar System,<sup>1–3</sup> the path towards the detection of other Earths, towards their characterisation and towards the possible evidences of Life elsewhere in the Universe is unfolding before us. Super-Earths with masses below 10  $M_{\oplus}$  and orbiting in the “Habitable Zone” of their stars are being found.<sup>4–10</sup> For a range of plausible albedos and atmospheric compositions, liquid water may flow on their surface<sup>11,12</sup> and, since liquid water is thought as a prerequisite for the emergence of life as we know it, these planets constitute a prized sample for further characterisation of their atmosphere and the search for possible bio-signatures.

The spectroscopy of exoplanets atmospheres is much easier for transiting planets than non-transiting planets and much interest is therefore focused on finding Earth-like planets that transit stars bright enough for detailed spectroscopic follow-ups. When a transiting planet passes in front of the stellar disk, its opaque body blocks a fraction of the stellar light, and its atmosphere subtly filters an even smaller fraction. Chromatic measurements of transit light curves thus permit to retrieve the transmitted spectra and to infer the atmospheric opacity sources.<sup>13</sup> This was accomplished for the first time using HST to detect neutral sodium in the atmosphere of HD 209458b<sup>14</sup> and later confirmed with ground-based observations.<sup>15</sup> It has been followed since by numerous detections of other species in either HD 209458b’ or HD 189733b’s atmospheres, like H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, TiO and CO (e.g., Ref. 16 and Ref. 17); although many remain controversial (see review in Ref. 18). Transmission spectroscopy has also revealed atmospheric escape,<sup>19</sup> high altitudes hazes,<sup>20</sup> and winds.<sup>21</sup> The atmospheres of exoplanets can also be studied by the technique of occultation spectroscopy. The star-only spectrum is observed when the planet passes behind the star and is subtracted to the combined star+planet spectrum observed just before or after the occultation. Thermal emission from hot-Jupiters were first measured this way with Spitzer<sup>22,23</sup> and since made with several other telescopes from ground and space. Occultation spectra are also modulated by the temperature-pressure profile, the chemical composition and the climate of the planetary atmospheres (e.g. Ref. 24).

Both transmission and occultation spectroscopy require extreme signal-to-noise ratios (S/Ns). Per unit of observing time and for a given planetary size, better S/Ns are achieved with brighter stars. And whereas the

---

Further author information: (Send correspondence to X.B. & J.M.A.)

E-mail: xavier.bonfils@obs.ujf-grenoble.fr, jose-manuel.almenara-villa@ujf-grenoble.fr

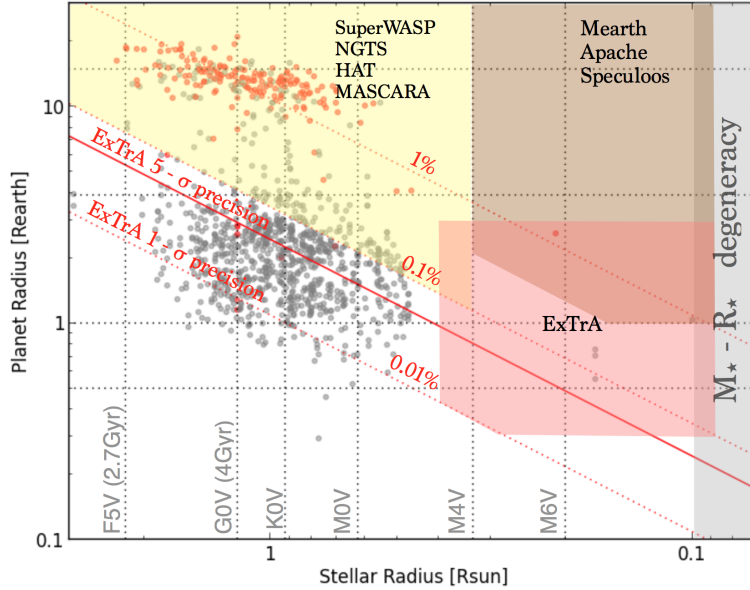


Figure 1. Parameter space of selected transit surveys. Wide-field surveys targeting thousands stars per field with  $<20$  cm telescopes detect planets in the yellow zone. Targeted surveys observing M dwarfs one-by-one with 40-80 cm telescopes are sensitive to planets in the orange zone. Known transiting planets are reported, in red if detected by ground-based surveys and in gray if detected by CoRoT and Kepler. Space detections by CoRoT and Kepler are around stars too large and too faint for spectroscopic characterization. Transit depths of 1%, 0.1% and 0.01% are shown with dotted red lines. The red zone shows the parameter space covered by ExTrA.

wealth of small exoplanets detected by the space missions CoRoT and especially Kepler has provided a new statistical perspective on planetary systems, these planets orbit stars too faint for detailed spectroscopic follow-up. As a consequence, the new space missions and ground based facilities that aim to detect exoplanets more amenable to atmospheric characterisation are now focused on nearby, brighter stars.

For a given planetary size, better S/Ns are also achieved with smaller stars. Small planets transiting bright and late-type stars, such as nearby M dwarfs, thus have great added value. So much that habitable Earth-like planets transiting M dwarfs, aided by transmission and occultation spectroscopy, are contemplated as the shortest route to peek into an exo-Life laboratory (e.g. Ref. 25, 26). And, before being privileged targets for the forward characterisation of their transiting planets, M dwarfs are, in the first place, easier targets for the detection of these planets. An Earth-size planet transiting a  $0.1-R_{\odot}$  M dwarf eclipses 0.8% of the stellar surface. This is a hundred times more than if the same planet were to transit a Sun-like star. The proximity of the habitable zone to the star is also an advantage for habitable planets, which are 4-10 times more likely to transit if they orbit an M instead of a G dwarf. Planets at a given separation produce larger amplitude radial-velocity variations around lower-mass stars, which eases the mass measurement of planets detected in transit. Last but not least, we already know that super-Earths in the habitable zone of M dwarfs are very frequent.<sup>7, 27</sup>

In that context, several strategies are pursued to search for planets transiting bright M dwarfs. From the ground, they can only be observed one at a time, either with a dedicated photometric search (e.g. GJ1214b by the MEarth survey<sup>28</sup>), or with a Doppler spectrograph (e.g. GJ3470b detected by the HARPS radial-velocity survey and a focused photometric follow-up<sup>29</sup>). From space, K2 and TESS are foreseen to detect planets as small as  $2 R_{\oplus}$  planets in the habitable zone of bright M dwarfs.<sup>30, 31</sup>

Figure 1 shows the parameter space covered by both wide-field surveys (superWASP, HAT, NGTS, MASCARA and alike) and targeted surveys (MEarth, Apache, and alike). Wide-field surveys (yellow zone) are sensitive to planets around F-to-early M stars, with G and K dwarfs being the bulk of their targets. Targeted surveys (orange zone) are designed to search for planets around late-M stars. Both approaches are progressively

reaching the 1 Earth radii sensitivity. The figure also shows iso-contours for the corresponding transit depths (red dotted lines).

The project *Exoplanets in Transit and their Atmosphere* (ExTrA), aims to find transiting telluric planets orbiting in the habitable zone of bright nearby M dwarfs. Such exoplanets will be amenable to a follow-up characterization with VLTs, JWST, and ELTs and will give our first peek into an exo-life laboratory. In particular, we developed a novel method sensitive to  $>0.5 R_{\oplus}$  planets (Fig. 1, red zone) that we propose to apply by building and operating the ExTrA facility (three 60-cm telescopes coupled to a single infrared multi-object spectrograph). This novel method overcomes the limitations of previous transit searches. It aims at a photometric precision of 0.02% per measurement, usually only achieved in space. Being in the infrared, it is also far more efficient in observing late-type M dwarfs.

This document presents the project. We present the novel method proposed for ExTrA (Sec. 2). We describe its implementation and show it is an order of magnitude more precise (Sec. 3) and more than an order of magnitude more efficient than traditional ground-based photometry. We outline our survey for a nominal duration of 4 years (Sec. 4).

ExTrA was selected by the European Research Council and was awarded the maximal grant of 2M€ to fund the project during its first 5 years (2014-2019).

## 2. EXTRA

### 2.1 A novel method

From the ground, photometric light curves are limited by systematics due to changing air mass, atmospheric conditions, telescope pointing or flat-field errors, that result in a correlated “red” noise.<sup>32</sup> So far, this has prevented ground-based surveys to search for  $<2 R_{\oplus}$  planets. In response, we have developed a novel method that aims to overcome previous limitations and push down the precision of ground-based differential photometry. Our project will use a near-infrared spectrograph fiber-fed by three 60-cm telescopes. On each telescope, 5 Field Units (FUs) will be used in place of the CCD camera to pick off the light from the target and selected comparison stars. The (spectro-)photometry of the target will be measured differentially with the (spectro-)photometry of the 4 comparison stars. To ensure photometric stability, the FUs will be composed by fibers accurately positioned. The facility will count 3 independent telescopes and all fibers from all 3 telescopes will feed a single near-infrared spectrograph that has a low spectral resolution ( $R \sim 200$ ) and that covers the 0.9-1.6  $\mu\text{m}$  range. Although all three telescopes can observe the same field, they will most of the time observe different fields so to maximize the transit search efficiency.

This experimental setup presents many advantages compared to current ground-based photometric searches:

- **Atmospheric absorption:** With traditional differential photometry, the spectra of comparison stars never match perfectly the spectrum of the target. When the atmospheric absorption is chromatic, the amount of light that is filtered out by the Earth atmosphere is slightly different for the comparison stars and for the target. Ground-based transit searches thus have to select a narrow band-pass with as few telluric lines as possible. For instance, when the 60-cm telescope TRAPPIST observed the transit of GJ3470b<sup>29</sup> we used a  $z'$ -Gunn filter to improve on precision. Combined to the poor quantum efficiency of the CCD beyond 900 nm, this resulted in a band pass of only  $\sim 60$  nm centered on 860 nm. With traditional differential photometry, better precision implies to use telescopes always larger with filters always narrower. ExTrA uses a (multi-object) spectrograph that resolves 200 spectral channels of  $<6$  nm each ( $R \sim 200$ ). On the one hand, the resolution enables differential photometry with much narrower spectral channels, and thus with much finer correction of the atmospheric variations. On the other hand, the wide spectral domain (0.9-1.6  $\mu\text{m}$ ) enables the simultaneous collection of more photons, and thus an increased efficiency. Once the differential photometry is done on individual spectral channels, we will thus degrade the spectral resolution to produce broad band light curves with high signal-to-noise ratios.
- **Wavelength domain:** Ground-based transit searches usually require detectors with large areas (e.g. 2k x 2k format). In the optical, cameras with large CCD sensors are available at an entry price low enough

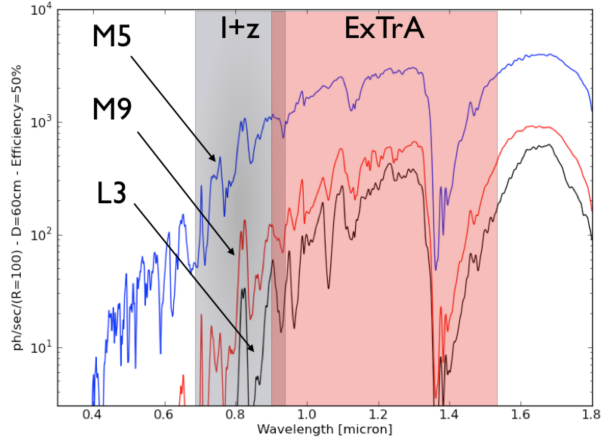


Figure 2. Photon distribution (per  $R=100$  resolution element) for a  $M5@15pc$ , a  $M9@10pc$ , and a  $L3@10pc$  dwarfs, as would be recorded with a telescope of 60-cm diameter, with a 50% efficiency, and through the Earth atmosphere. The gray zone labeled 'I+z' is the typical band pass of ground-based transit surveys. The light-red zone labeled ExTrA is our spectral window. Stellar spectra are derived from NextGen models<sup>35</sup> and the Earth atmospheric transmission from ATRAN.<sup>36</sup>

to equip many telescopes. Although there are now efforts to use low-cost InGaAs detectors,<sup>33,34</sup> large infrared detectors remain very expensive. For example, the HAWAII2RG detector developed by Teledyne is commercialized for about \$250,000, and the cameras integrating this chip have an entry price above \$500,000.

ExTrA, however, has the advantage of multiplexing: we can use a single spectrograph (and thus a single camera) to record the light from several telescopes. The spectrograph will also use the detector area much more efficiently than imagers and can thus accommodate to smaller detectors, with a camera cost below \$100,000. This presents a unique opportunity to observe at infrared wavelengths at a moderate cost, which is an enormous advantage when observing M dwarfs. Figure 2 shows the photon distribution for a M5, a M9, and a L3 dwarfs. They respectively produce 9, 22, and 40 times more photons between 0.9-1.6 $\mu m$  than between 0.7-0.9  $\mu m$ .

- Detector systematics, seeing variations and guiding errors: Detector pixels also have their imperfections. Their non-linearity, intra-pixel response, respiration, charge transfer efficiency and remanence can limit their accuracy to about 0.1%. A good practice of differential photometry is to always guide on the same pixel. Although it mitigates some systematics, seeing variations and guiding errors remain and make impossible to maintain an identical illumination for a given pixel. An additional common practice is thus to also defocus the telescope: the comparison stars and the target point spread functions (PSFs) are then sampled by many more pixels (up to a few hundred), and the systematics average down with the square root of their number. With ExTrA, each spectra will be dispersed on  $\sim 3000$  pixels, hence ensuring excellent averaging of detector systematics. The chosen FU design also permit excellent centering, even when mechanical flexures from the telescope or imperfect polar alignment distort the field geometry.

The concept we have developed overcomes the limitations of previous photometric surveys. Below, we also show it has the sensitivity and (photometric) stability to achieve a precision of  $\sim 0.02\% \cdot hr^{-1/2}$  for stars brighter than  $J=11$  mag.

## 2.2 Design

### 2.2.1 Telescopes

All elements were chosen based on a cost/benefit analysis. The cost of small telescopes scales approximately with the surface of the primary mirror and a telescope of diameter  $D$  is therefore as efficient as 2 telescopes of

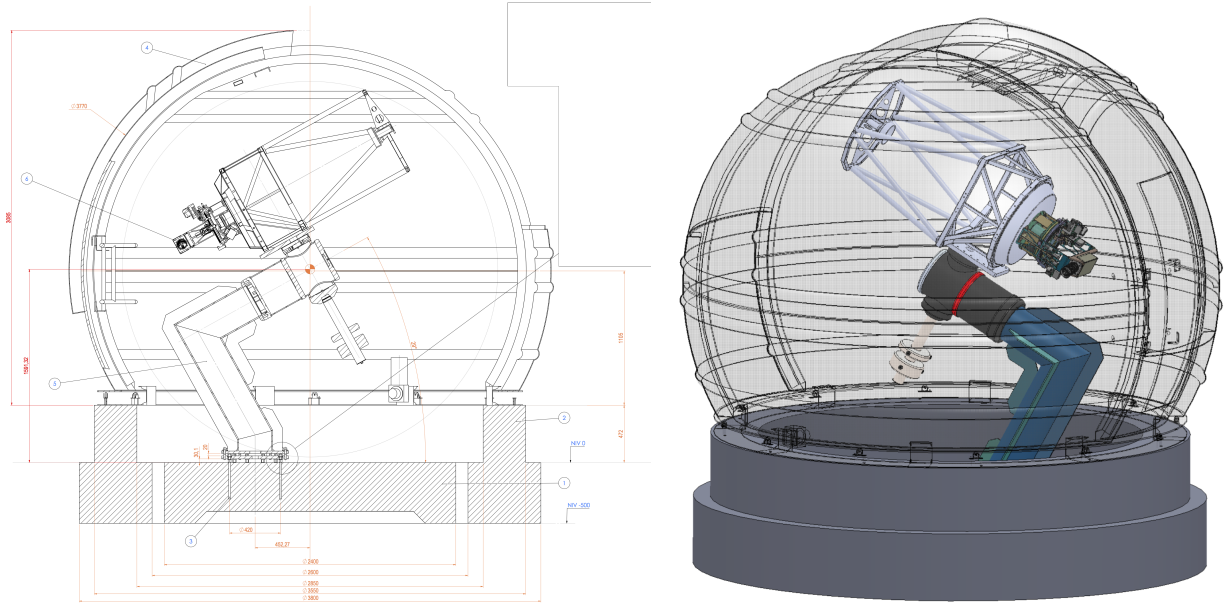


Figure 3. Plan (left panel) and 3D implementation (right panel) of one of the three ExTrA domes with the RC 600 ASA telescope, the DDM160 mount, and the focal plane unit.

diameter  $D/\sqrt{2}$ . Using many smaller telescopes is therefore tempting, as this will average down some systematics. Such a setting however requires additional Field Units (see Sec. 2.2.2) and therefore ends up being significantly more expensive. As long as the cost scales as  $D^2$ , larger telescope diameters are therefore more cost-effective. A breakpoint however appears at  $D=60$  cm, above which telescopes need larger and more robust mounts, which are far more expensive. ExTrA will use three 60 cm Ritchey-Chretien telescopes provided by AstroSystem Austria (ASA). We need a large field of view of  $1^\circ$  to have enough convenient comparison stars. This requirement give an aperture number of  $F/8$  with a 60 cm diameter of primary mirror. The plate scale is  $23 \mu\text{m}/''$ . A 2-lens corrector, optimized for zero field curvature, provides a telecentricity less than 21 mrd (an important aspect for the light injection in the fibers).

We choose an equatorial mount by having a non-rotating field of view. Direct drive technology allows us to have no backlash compensation and good performance in terms of tracking. The DDM160 mount, also provided by ASA, has a pointing precision of  $6''$  RMS, and  $0.25''$  RMS guiding precision without autoguiding. Moreover, we will use a guiding camera to get rid of the pointing precision and reduce the guiding error to  $<0.05''$ . The guiding camera will be fixed in an off-axis position, this implies that we need a large sensor chip ( $10'$  square field of view) to assure an appropriate guiding star ( $V < 13$ ) in the ExTrA fields. This specifications are met by the Trius SX16 of Starlight Xpress.

Each of the three telescope is enclosed in a 4-m diameter dome made by Scopedome (see Fig. 3). The dome and the mount pier lie on separate concrete foundations to avoid any vibration disturbance.

### 2.2.2 Field units

The Field Units (FUs) are designed to collect the  $F/8$  telescope beam of the target and comparison stars and inject it into the optical fibers. Each FU is composed of two “buttons”: the science button, and the centering button. Due to the error in absolute positioning of the FUs, the centering button is composed by a bundle of 37 fibres, used to calculate the position of the stars accurately, and then apply a relative movement (precise to  $1 \mu\text{m}$ ) to center the star in the science button.

Each science button is composed by two channels, one optimized for bright stars with an aperture of  $8''$  and a second one optimized for faint stars with an aperture of  $4''$  (to reduce the background contribution). Each



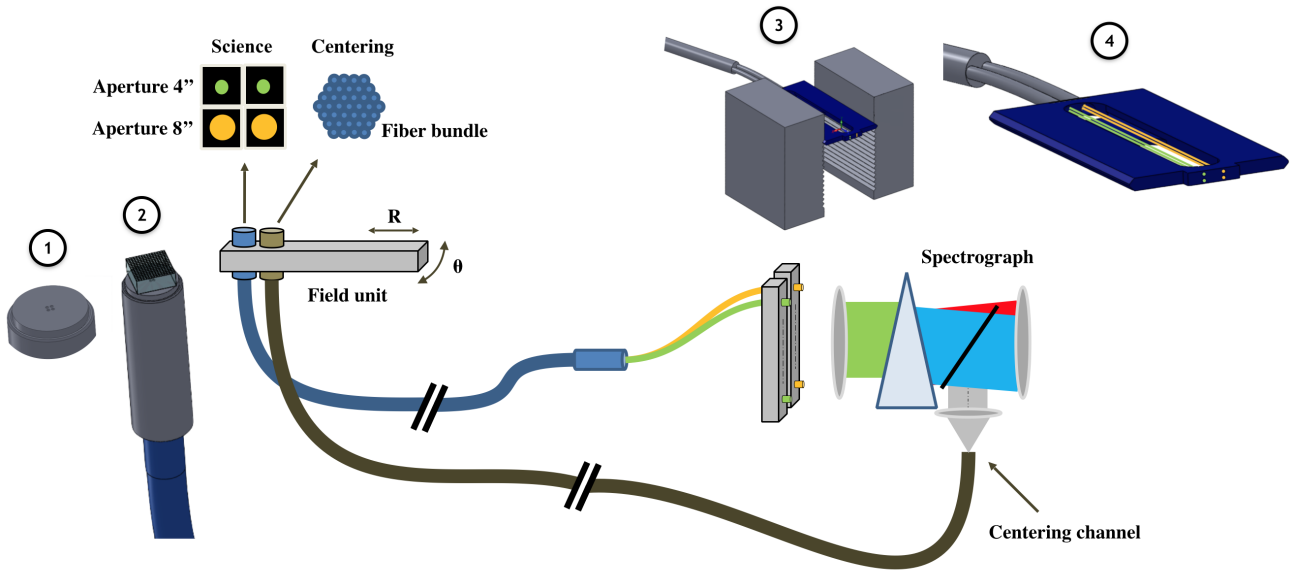


Figure 4. Scheme of the ExTrA fiber system from the field units to the spectrograph, with the 3D implementation of some of the parts: detail of a science button (1), science button with microlens (2), drawer arrangement at the spectrograph image plane (3), and drawer detail (4).

channel have two fibers: one to collect the light of the star and another to collect the sky background close to the star.

The direct injection of star images into fibers is known to have some undesirable effects. The fiber conserve the spatial information between the entrance and the exit, thus making the system sensitive to seeing fluctuations and image centering. To get around this effects, we decided to use an aspherical microlens array in front of the fiber to image the pupil of the telescope on the fiber entrance. In this configuration, the atmospheric turbulence and guiding errors have a limited impact on the fiber injection, and as a result the flux distribution at the fiber exit is more stable.

The microlens are chrome masked to limit the aperture to 8'' or 4''. We have choose circular fibers with a diameter of 150  $\mu\text{m}$  due to their impact on the spectrograph resolution. To maximize the transmission of the fiber, the cladding thickness must be  $>15 \lambda$ .

Each telescope have 5 FUs, each with 4 science fibers and one fiber bundle, thus 60 fibers and 15 bundles, of 20 meters length, connect the focal plane of the telescopes with the spectrograph (see Fig. 4). The system is designed for an easy fiber set replacement.

In ongoing lab tests of these FUs, we already achieved a photometric precision of  $\sim 0.01\%$ , providing the position of the star is maintained to  $\pm 2 \mu\text{m}$ .

### 2.2.3 Focal plane positionners

FUs will be positionned by specific positionner system developed at IPAG. The system shown in Fig. 5 allows a polar positionning of the field units in the 80 mm field. The absolute position precision is  $<20 \mu\text{m}$ , whereas the relative position precision is  $\sim 1 \mu\text{m}$ .

### 2.2.4 Spectrograph

The spectrograph allows to image the fibre bundles in centering mode, and with a different light path disperse the science fibres using a prism (see Fig. 6). The centering mode is selected through a flipping mirror that gets in the science light path. There are no moving parts in the spectrograph science optical path to secure the precision and repeatability of the measurements. The science fibers are arranged in drawers (one per field unit) at the

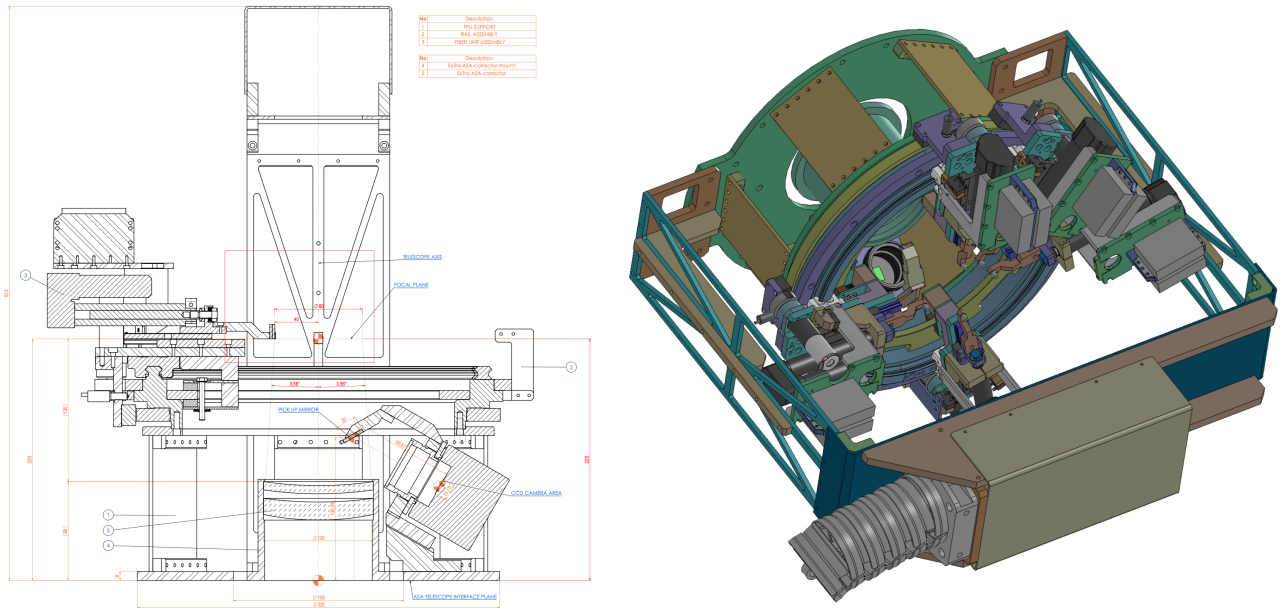


Figure 5. An ExTrA focal plane unit plan (left panel) and 3D implementation (right panel). The main components are: 5 field units with radial and polar movements, and an off-axis guiding camera with a dedicated pick-up mirror.

spectrograph image plane. The spectral range is from 0.85 to 1.55  $\mu\text{m}$ , the resolution is  $R \sim 200$ , and collect the light from the science fibres at  $F/3.5$ . There are 60 science fibres at the spectrograph entrance, but only 30 are used simultaneously (8" or 4" aperture).

The spectrograph is located on the auxiliary building in an isolated room thermally controlled.

### 2.2.5 Camera

The camera is the NIRvana 640 LN made by Princeton Instruments around an InGaAs low-noise detector from Xenics, composed by an array of 640x512 20  $\mu\text{m}$  square pixels. The detector is cooled to 83 K with liquid nitrogen. It is sensible from 0.85 to 1.55  $\mu\text{m}$ , with typical quantum efficiency of  $\sim 70\%$ . Each spectra will be dispersed on  $\sim 3000$  pixels in the camera.

### 2.2.6 Software

ExTrA will be a robotic observatory. The experiment will be controlled by a main server from the auxiliary building with TANGO\*, and Python functions. This main server will control each ExTrA subsystem through a software bus. One machine at each dome will control the telescope, mount, guiding camera, and dome, with ASCOM† through MaxIm DL‡. The ExTrA computer architecture is shown in Fig. 7.

### 2.2.7 Site

The ExTrA facility, will be located at La Silla observatory (see Fig. 8). It is composed by the three domes and an auxiliary building that host the spectrograph, main server, weather station, all-sky camera, and a webcam.

\*<http://www.tango-controls.org/>

†<http://ascom-standards.org/>

‡[http://www.cyanogen.com/maxim\\_main.php](http://www.cyanogen.com/maxim_main.php)

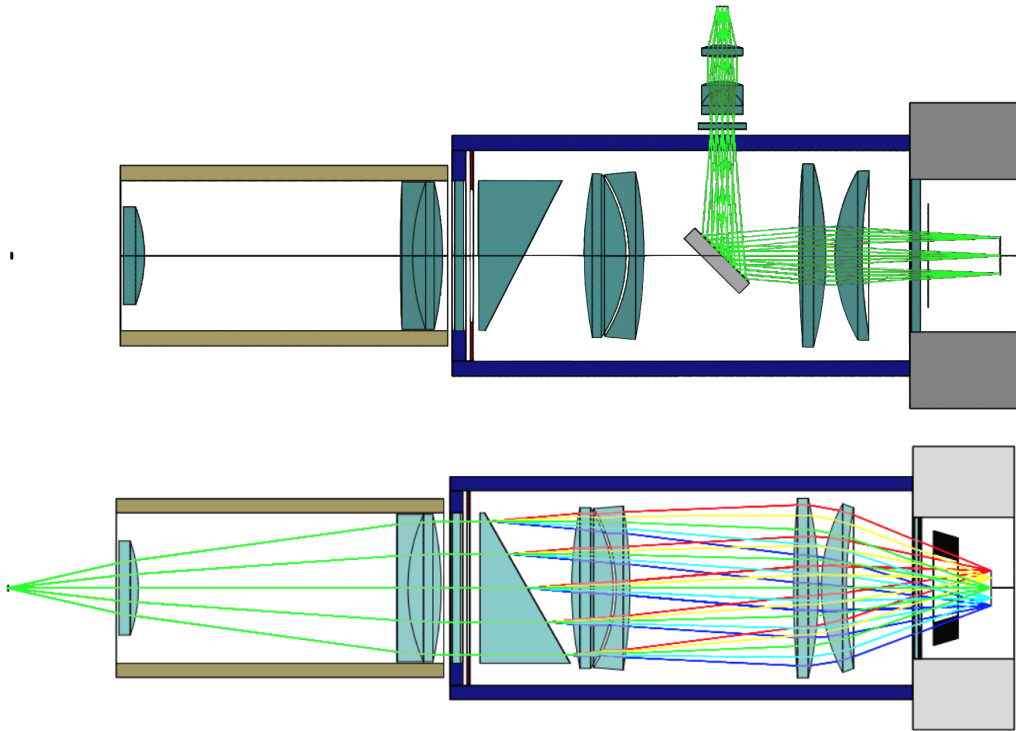


Figure 6. The two configurations of the spectrograph: centering mode (upper panel), and science mode (lower panel).

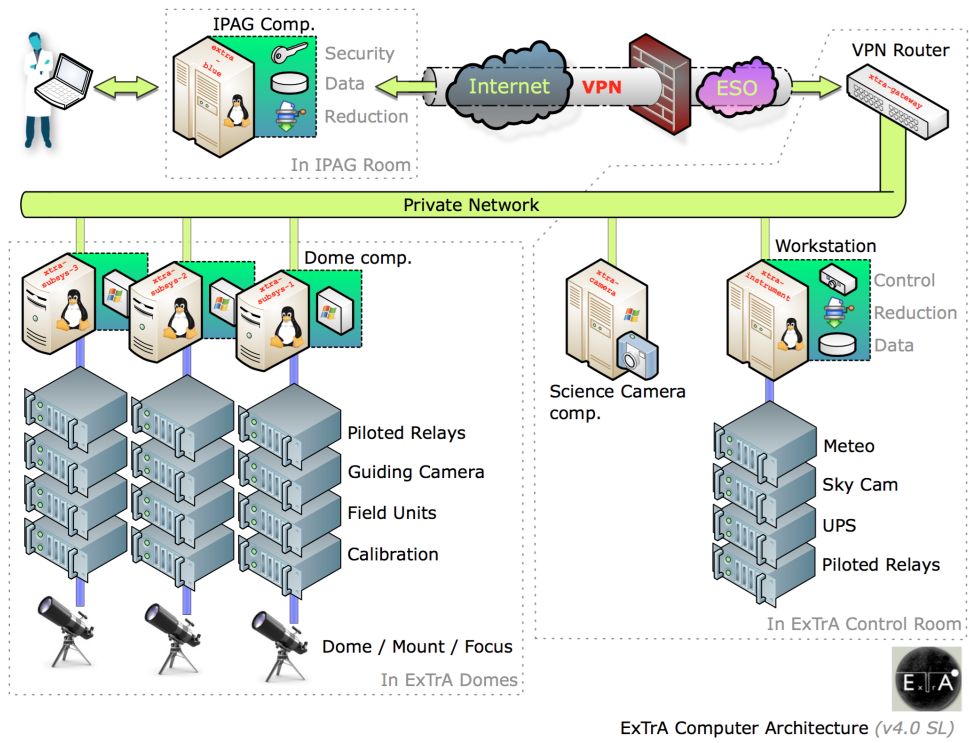


Figure 7. ExTrA computer architecture.

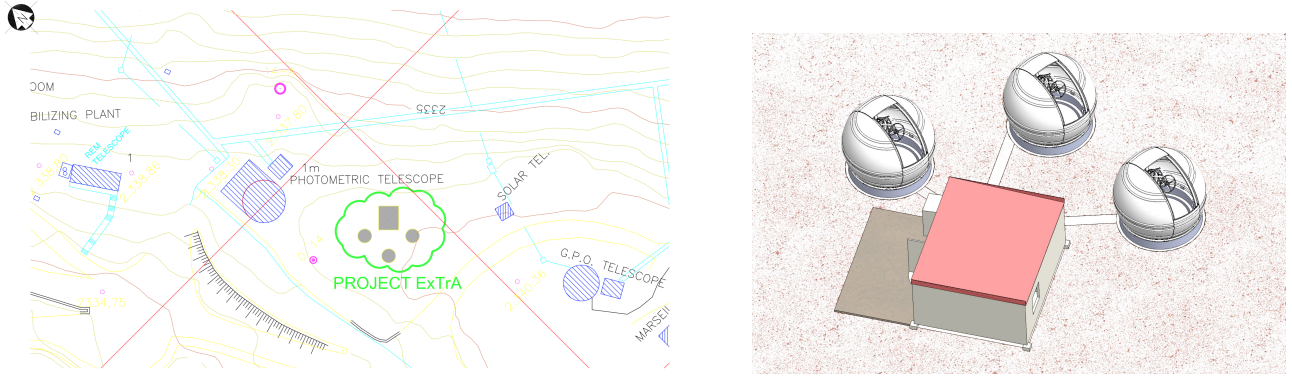


Figure 8. The location of the ExTrA facility at La Silla (left), and 3D view (right).

### 3. PERFORMANCES

To assess the global performances of ExTrA, we performed the simulations of all noise sources and made an error budget (Fig. 9). ExTrA has the capability to achieve  $0.02\% \cdot \text{hr}^{-1/2}$  precision for stars brighter than  $J=10$ . When a lower precision is required, it shall achieve a 0.1% precision in less than 200 s (overheads included) up to magnitude  $J=11$ .

Atmospheric scintillation remains an important limitation for bright stars ( $J < 11$  mag). Nevertheless, we will have the opportunity to explore two different strategies to mitigate that noise: 'lucky' photometry and 'conjugate plane' photometry. On the one hand indeed, ExTrA uses a CMOS infrared detector that can integrate while reading. With a sampling rate of about 1 read per second, one has the possibility to discard infrequent outliers registered during the most turbulent instants of an exposure. On the other hand, conjugate plane photometry proposes to image the plane conjugated with the high-altitude turbulent layer. In such an image, the effect of scintillation appears to be concentrated on a much smaller area, that can eventually be masked out or apodized. In ExTrA, we image the pupil of the telescope at the entrance of each fiber and imaging a conjugate plane instead is not much different. Also, the technique requires a mask per star and is thus well suited to a multi-object instrument.

### 4. SURVEY

#### 4.1 ExTrA input catalog

We compiled a list of M dwarfs from various sources, including the all sky LSPM catalog,<sup>37</sup> stars within 10 pc as well as SDSS, DENIS and 2MASS confirmed M and L stars. We collected their infrared magnitudes in 2MASS catalog and computed their mass ( $M_*$ ), radius ( $R_*$ ) and temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) with theoretical luminosity relationships.<sup>38</sup> We included the orbital period ( $P_{\text{HZ}}$ ), semi-major axis ( $a_{\text{HZ}}$ ), and transit duration ( $dT_{\text{HZ}}$ ) of a hypothetical Earth-like planet transiting the stars.<sup>25</sup> We also computed the orbital period ( $P_{\text{HZ,OUT}}$ ) and the semi-major axis ( $a_{\text{HZ,OUT}}$ ) of a planet being on the outer edge of the habitable zone.<sup>12</sup> We refined the selection to stars with declinations within  $\pm 40^\circ$  of the site latitude and  $J < 16$  mag and checked that the vast majority have suitable comparison stars<sup>§</sup> in the 1 square degree field-of-view of our telescopes. Hopefully, this input catalog will soon be obsolete after GAIA 2nd release (early 2017).

#### 4.2 Planet distribution

Several surveys have recently measured the occurrence rate of low-mass planets around M dwarfs. Our HARPS survey of early to mid-M dwarfs finds an  $88^{+56}_{-19}\%$  occurrence rate<sup>¶</sup> for super-Earths ( $1 < m \sin i < 10 M_\oplus$ ) with

<sup>§</sup>Note that whereas classical photometric searches need comparison stars of similar spectral types, our method instead allows choosing comparison stars of different spectral types, like field K dwarfs.

<sup>¶</sup>An occurrence rate greater than 100% corresponds to more than one planet per star.

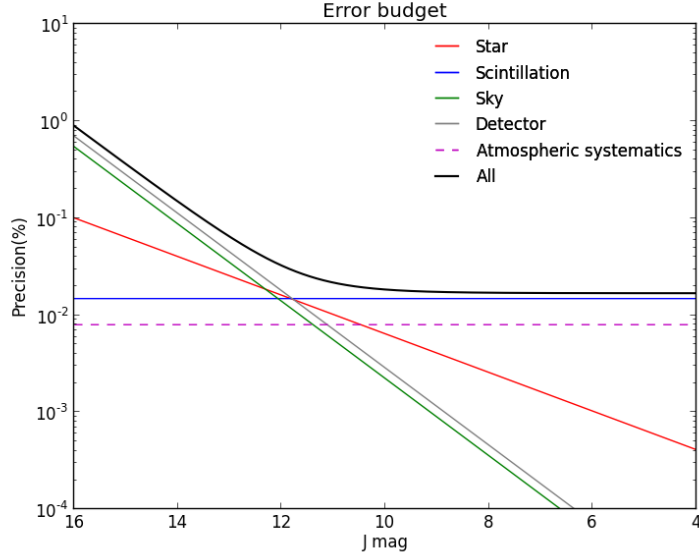


Figure 9. Precision as a function of J magnitude for 1h exposure time. The different noises contributions are shown with dashed lines.

periods under 100 days, of which  $41^{+54}_{-13}\%$  orbit in the Habitable Zone.<sup>7</sup> For super-Earths orbiting late-K to early-M dwarfs ( $3600 < T_{\text{eff}} < 4100$  K), the Kepler mission similarly indicates a high occurrence rate, with Ref. 39 and Ref. 40 respectively reporting  $30 \pm 8\%$  and  $36 \pm 8\%$ .  $\mu$ -lensing surveys, which probe (much) larger separations, also find a steeply rising planetary mass function towards lower mass planets, with for instance a  $62 \pm 36\%$  occurrence rate for 5-10  $M_{\oplus}$  planets between 0.5 and 10 AU.<sup>41</sup> Other studies also reported high occurrence rates for small planets orbiting M dwarfs, for the occurrence of habitable planets from Kepler<sup>42</sup> (0.40 habitable planet per star), and the Mearth team<sup>43</sup> for the occurrence of 2-4  $R_{\oplus}$  planets, with periods  $P < 10$  day ( $22^{+52}_{-6}\%$ ). A consistent picture hence emerges, with HARPS, Kepler, Mearth and the  $\mu$ -lensing surveys all finding an occurrence rate for 1-10  $M_{\oplus}$  planets of 30-50% per period decade, and 40 habitable-zone super-Earths for every 100 M dwarfs. To estimate the yield of ExTrA' survey we assumed a planet distribution that is uniform in log of the period and normal in log of the mass. We tuned the parameters and normalized the log-normal distribution such that it peaks at 1  $M_{\oplus}$  and matches the above occurrence rates.

### 4.3 Merit function

We want ExTrA to provide as many habitable-zone transiting planets as possible. We thus designed a merit function that is the likelihood of finding a habitable-zone planet for a given observing time. For each target, we first expressed the probability  $P_{\text{IN}}$  of seeing a planet in transit at any given time (assuming the star hosts 1 planet in the habitable zone):  $P_{\text{IN}} = (R_{\star}/a_{\text{HZ}}) \cdot (dT_{\text{HZ}}/P_{\text{HZ}})$ , that is the product of the geometric probability that the planet undergoes transit with the probability of observing when the transit occurs. Next, we used the simulated instrument performances to compute the exposure time  $T_{\text{EXP}}$  required to achieve the  $5\text{-}\sigma$  detection of a  $0.5 R_{\oplus}$  planet or, when such a signal is below the noise floor, to achieve a precision of 0.01% (i.e. a  $5\text{-}\sigma$  precision of 0.05%; see Fig. 1). Then, the merit function is:  $M = P_{\text{IN}}/T_{\text{EXP}}$ . Before starting operations, we plan to alter our merit function to reflect the prior knowledge on the stellar inclination (and thus, to some extent, the transit probability) brought by the K2 mission and, in the future, by the TESS mission.

### 4.4 Observing strategy

ExTrA will follow the strategy proposed by the MEarth survey.<sup>44</sup> Each telescope cycles on a set of  $N$  stars, recording sparsely sampled light curves until detection of a  $5\text{-}\sigma$  drop in flux. On that trigger, the telescope stops observing other stars and records the transit egress with dense sampling. With  $M$  telescopes, this strategy

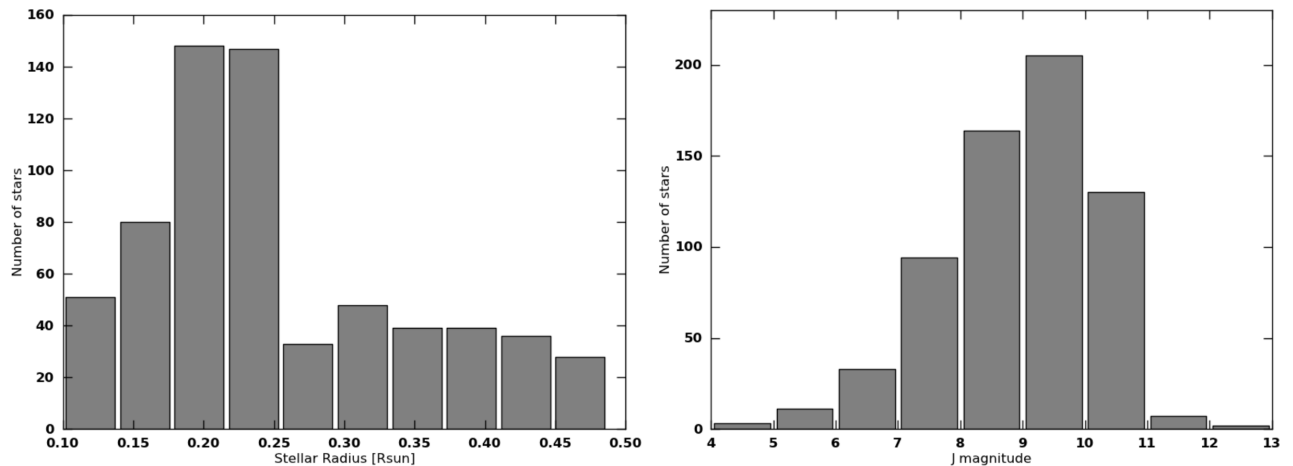


Figure 10. Sample distributions. Histograms of stellar radii (left panel) and J magnitudes (right panel) for the 797 M and 3 L dwarfs with the highest merit values to search for transiting habitable-zone planets.

searches transits around  $\sim N \times M$  stars. More precisely, a Queue Scheduler prepares the observations before the night starts. It gives priority to stars with higher merit values and adapts the cadence of observations according to the possible transit durations. The required cadence equals to  $dT/4$ , which corresponds to 4 visits for a central transit and at least 1 visit for 99.5% of all possible transit configurations. When a star starts being observed, ExTrA searches for the transiting planets with the shortest periods. They have short transit time durations and the cadence of observation is high. As longer periods are covered, the possible transits have progressively longer durations and the cadence can be slowed down. It is also required to observe the same stars on consecutive nights, until the orbital period corresponding to the outer edge of the habitable zone is covered ( $P_{\text{HZ,OUT}}$ ). Assuming a 4-year survey, ExTrA has the capability to observe 800 stars, which distributions in mass and J magnitude are shown in Fig. 10.

#### 4.5 Overheads

The sequence of acquisition is as follow: the telescope slews to the target field (pointing precision= $6''$ ). The guiding camera image the guiding star (time= $5$  s, for  $V \leq 12$ ). A pointing correction is computed (time= $5$  s). The positioners slew to the main target and the 4 comparison stars (time= $5$  s, precision is now  $< 1''$ ). An exposure is done with the centering button ( $10$  s, for  $J \leq 11$ ). The photocenter is measured with the fiber bundle. Positioners correct their position ( $10$  s, precision  $< 0.1''$ ) and the science exposure starts. Overheads to preset a science acquisition are thus less than a minute.

#### 4.6 Yields

To estimate the yield of our survey, we used the planet distribution and a simple Earth-density mass-radius relation to generate a virtual population of transiting planets (orbital periods, transit depths and transit durations), which are randomly attributed to the stars in the input catalog. We then assumed a survey of 4 years, nights of 8 hours, and an 80% duty cycle (20% being lost to weather). For each star in the input catalog, we computed the number of measurements  $N_{\text{MES}}$  obtained when the star has been observed for a period  $P_{\text{HZ,OUT}}$  as well as the total observing time  $T_{\text{OBS}}$  dedicated to these measurements. Then, we looped over the 800 stars with the highest merit. When the star has one or more virtual planets, we computed the number of measurements  $N_{\text{DET}}$  taken during transit events of each planet and considered the planet detected if  $N_{\text{DET}} > 1$ . Eventually, we found that the ExTrA survey shall detect  $\sim 50$  transiting planets, including  $> 5$  in the habitable zone (see Fig. 11 for a favorable realization).

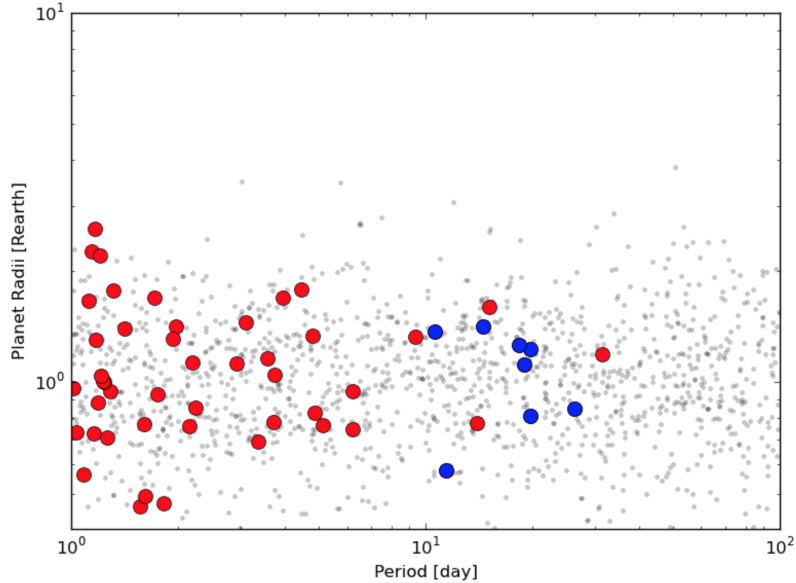


Figure 11. Simulated yield of planet detections. Eight hundred targets were selected according to their merit of finding habitable-zone transiting planets. The planet population was generated assuming a uniform distribution in  $\log(\text{Period})$  and a normal distribution in  $\log(\text{Mass})$ . We choose a normal distribution that peaks at  $1 M_{\oplus}$  (and an Earth-density mass-radius relationship). Note that more detections are expected if the true distribution peaks at  $<1 M_{\oplus}$ . The planets generated are shown as gray dots, transits are red filled circles, and habitable-zone transits are blue filled circles.

#### 4.7 Magnetic activity

Low-mass stars are notoriously active, with spots, plages and flares modulating their luminosity, which introduce an astrophysical noise to photometric observations. The flux variations caused by spots and plages occur on similar time-scale as the stellar rotation, which is of the order of days, and therefore much different than the few hours timescale of transit events. Flares can occur on shorter time-scales but are relatively rare events with characteristic flux increases. They can thus be identified and rejected easily.

#### 4.8 False positives and mass measurements with radial-velocity

Potential planets detected in light curves need follow-up. Unlike most photometric transit searches, surveys targeting nearby M dwarfs have no false positives from blended background binaries. Indeed, nearby stars have large proper motions and using past sky, we will eliminate M dwarfs now blended with a background object. The follow-up will thus directly use spectrographs to reject blends from bound companions to the target, and determine the mass of the planet. After the Mearth team detected the transiting planet GJ1214b in their light curves, we measured its mass with the HARPS spectrograph. The faintest stars of ExTrA survey are only  $\sim 2$  mag fainter than GJ1214 and would thus be amenable to follow-up as well. Much lower-mass detections are however expected from ExTrA. When found around fainter stars, they shall be at the limit of HARPS capability. Fortunately, ESPRESSO and SPIRou, two HARPS-fashioned spectrographs, are on schedule to be operational from 2016-2017 on. Compared to HARPS, ESPRESSO will be more stable, have extended wavelength coverage in the red and, more importantly, could be (fiber-)fed by up to four 8-m telescopes (simultaneously). SPIRou will transpose the HARPS m/s precision to the infrared, making radial-velocity measurement of M dwarfs extremely efficient. Both ESPRESSO and SPIRou will thus provide the possibility to measure the mass of all ExTrA detections within the duration of our project.

### 5. CONCLUSION

This paper presented the project ExTrA and described the implementation of a new facility to search for extra-solar planets. ExTrA offers a novel method to improve on the precision of ground-based photometry. The method

makes use of a multi-object spectrograph to add spectroscopic resolution and correct the atmospheric variations that would otherwise hinder ground-based observations. We are implementing the ExTrA method to detect new exoplanets with three small-size telescopes (60 cm in diameter) equipped with a multi-object spectrograph (fiber-fed,  $R > 200$ ,  $\lambda = 0.8\text{--}1.6 \mu\text{m}$ ) to perform differential spectro-photometry on a sample of  $\sim 800$  M dwarfs. Besides running its own survey, ExTrA will be a valuable resources to follow-up M dwarfs with candidates found by both K2 and TESS mission.

## ACKNOWLEDGMENTS

The ExTrA team acknowledges funding from the European Research Council under the ERC Grant Agreement n. 337591-ExTrA and support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 Exo-Atmos.

## REFERENCES

1. A. Wolszczan and D. A. Frail, “A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12,” *Nature* **355**, pp. 145–147, Jan. 1992.
2. M. Mayor and D. Queloz, “A Jupiter-mass companion to a solar-type star,” *Nature* **378**, pp. 355–359, Nov. 1995.
3. G. W. Marcy and R. P. Butler, “A Planetary Companion to 70 Virginis,” *ApJ* **464**, p. L147, June 1996.
4. S. Udry, X. Bonfils, X. Delfosse, T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, F. Bouchy, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, and J.-L. Bertaux, “The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8  $M_{\oplus}$ ) in a 3-planet system,” *A&A* **469**, pp. L43–L47, July 2007.
5. M. Mayor, X. Bonfils, T. Forveille, X. Delfosse, S. Udry, J.-L. Bertaux, H. Beust, F. Bouchy, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, and N. C. Santos, “The HARPS search for southern extra-solar planets. XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system,” *A&A* **507**, pp. 487–494, Nov. 2009.
6. F. Pepe, C. Lovis, D. Ségransan, W. Benz, F. Bouchy, X. Dumusque, M. Mayor, D. Queloz, N. C. Santos, and S. Udry, “The HARPS search for Earth-like planets in the habitable zone. I. Very low-mass planets around HD 20794, HD 85512, and HD 192310,” *A&A* **534**, p. A58, Oct. 2011.
7. X. Bonfils, X. Delfosse, S. Udry, T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, N. C. Santos, D. Ségransan, and J.-L. Bertaux, “The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample,” *A&A* **549**, p. A109, Jan. 2013.
8. X. Delfosse, X. Bonfils, T. Forveille, S. Udry, M. Mayor, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, V. Neves, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N. C. Santos, and D. Ségransan, “The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIII. Super-Earths around the M-dwarf neighbors Gl 433 and Gl 667C,” *A&A* **553**, p. A8, May 2013.
9. X. Bonfils, G. Lo Curto, A. C. M. Correia, J. Laskar, S. Udry, X. Delfosse, T. Forveille, N. Astudillo-Defru, W. Benz, F. Bouchy, M. Gillon, G. Hébrard, C. Lovis, M. Mayor, C. Moutou, D. Naef, V. Neves, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, N. C. Santos, and D. Ségransan, “The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXIV. A planetary system around the nearby M dwarf GJ 163, with a super-Earth possibly in the habitable zone,” *A&A* **556**, p. A110, Aug. 2013.
10. W. J. Borucki, D. G. Koch, N. Batalha, S. T. Bryson, J. Rowe, F. Fressin, G. Torres, D. A. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, W. D. Cochran, E. DeVore, T. N. Gautier, J. C. Geary, R. Gilliland, A. Gould, S. B. Howell, J. M. Jenkins, D. W. Latham, J. J. Lissauer, G. W. Marcy, D. Sasselov, A. Boss, D. Charbonneau, D. Ciardi, L. Kaltenegger, L. Doyle, A. K. Dupree, E. B. Ford, J. Fortney, M. J. Holman, J. H. Steffen, F. Mullally, M. Still, J. Tarter, S. Ballard, L. A. Buchhave, J. Carter, J. L. Christiansen, B.-O. Demory, J.-M. Désert, C. Dressing, M. Endl, D. Fabrycky, D. Fischer, M. R. Haas, C. Henze, E. Horch, A. W. Howard, H. Isaacson, H. Kjeldsen, J. A. Johnson, T. Klaus, J. Kolodziejczak, T. Barclay, J. Li, S. Meibom, A. Prsa, S. N. Quinn, E. V. Quintana, P. Robertson, W. Sherry, A. Shporer, P. Tenenbaum, S. E. Thompson, J. D. Twicken, J. Van Cleve, W. F. Welsh, S. Basu, W. Chaplin, A. Miglio, S. D. Kawaler, T. Arentoft, D. Stello, T. S. Metcalfe, G. A. Verner, C. Karoff, M. Lundkvist, M. N. Lund, R. Handberg, Y. Elsworth, S. Hekker, D. Huber, T. R. Bedding, and W. Rapin, “Kepler-22b: A 2.4 Earth-radius Planet in the Habitable Zone of a Sun-like Star,” *ApJ* **745**, p. 120, Feb. 2012.



# The HARPS search for southern extra-solar planets <sup>★</sup>

## XLI. A dozen planets around the M dwarfs GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, and GJ 3293

N. Astudillo-Defru<sup>1,2,3</sup>, T. Forveille<sup>2,3</sup>, X. Bonfils<sup>2,3</sup>, D. Ségransan<sup>1</sup>, F. Bouchy<sup>1</sup>, X. Delfosse<sup>2,3</sup>, C. Lovis<sup>1</sup>, M. Mayor<sup>1</sup>, F. Murgas<sup>2,3</sup>, F. Pepe<sup>1</sup>, N. C. Santos<sup>4,5</sup>, S. Udry<sup>1</sup>, A. Wünsche<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>3</sup> CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>4</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, PT4150-762 Porto, Portugal

<sup>5</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Portugal

### ABSTRACT

**Context.** Low mass stars are currently the best targets for searches for rocky planets in the habitable zone of their host star. Over the last 13 years, precise radial velocities measured with the HARPS spectrograph have identified over a dozen super-Earths and Earth-mass planets ( $m \sin i \leq 10 m_{\oplus}$ ) around M dwarfs, with a well understood selection function. This well defined sample informs on their frequency of occurrence and on the distribution of their orbital parameters, and therefore already constrains our understanding of planetary formation. The subset of these low-mass planets that were found within the habitable zone of their host star also provide prized targets for future atmospheric biomarkers searches.

**Aims.** We are working to extend this planetary sample to lower masses and longer periods through dense and long-term monitoring of the radial velocity of a small M dwarf sample.

**Methods.** We obtained large numbers of HARPS spectra for five M dwarfs (GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628 and GJ 3293), from which we derived radial velocities (RVs) and spectroscopic activity indicators. We searched them for variabilities, periodicities, Keplerian modulations and correlations, and attribute the radial-velocity variations to combinations of planetary companions and stellar activity.

**Results.** We detect twelve exoplanets, of which 9 are new and 3 are confirmations from previous works. GJ 3138 has three planets, plus a RV modulation attributed to magnetic activity. The planets have minimum masses of  $1.8 \pm 0.3$ ,  $4.2 \pm 0.6$ , and  $10.5 \pm 2.2 m_{\oplus}$ , and periods of 1.22, 5.97, and 257.8 days. We found two planets around GJ 3323, with minimum masses of  $2.0 \pm 0.3$  and  $2.3 \pm 0.5 m_{\oplus}$  and with periods of 5.36 and 40.5 days. We report the detection of two planets orbiting GJ 273, as well as an activity cycle seen in both RVs and activity indicators. The planets have minimum masses of  $1.17 \pm 0.21$  and  $2.86 \pm 0.43 m_{\oplus}$ , and periods of 4.7 and 18.7 days. GJ 273b orbits within the circumstellar habitable zone. With a distance of 3.8 parsec only, GJ 273 is also the second nearest known planetary system after Proxima Centauri. We found three planets around GJ 628 with minimum masses of  $1.79 \pm 0.24$ ,  $3.41 \pm 0.40$  and  $6.92 \pm 0.95 m_{\oplus}$  and periods 4.9, 17.9 and 217.6 days, respectively. The first two of those planets confirm, with significantly improved parameters, a recent publication which used the publicly available subset of our HARPS observations. For the third planet, on the other hand, we find a much longer orbital period, 217.6 days instead of 67.3 days. Finally, we detect two additional planets around GJ 3293, of which one was previously suggested and with periods of 13.3 and 48.1 days and minimum masses of  $3.28 \pm 0.64$  and  $7.60 \pm 1.05 m_{\oplus}$ .

**Key words.** stars: individual: GJ 3138, GJ 3323, GJ 273, GJ 628, GJ 3293 – stars: planetary systems – stars: late-type – planets and satellites: detection – technique: radial velocities

## 1. Introduction

M dwarfs lie at the bottom of the main sequence, and consequently are small, cool and intrinsically faint. These physical characteristics are as many advantages when looking for smaller, cooler and fainter planets. For orientation, an Earth-mass planet in the habitable zone of a  $0.2 M_{\odot}$  M dwarf, produces a radial-velocity (RV) wobble that is over an order of magnitude larger

than that of the Earth on our Sun. When caught in transit, this Earth-size planet decreases the flux of the M dwarf (with a  $0.2 R_{\odot}$  radius) by 25 times as much as the Earth does when it crosses the Sun. This makes planets around M dwarfs easier to *detect*, and even more importantly easier to *characterize*. M dwarfs with transiting planets, like GJ436 (Butler et al. 2004; Gillon et al. 2007), GJ1214 (Charbonneau et al. 2009), GJ3470 (Bonfils et al. 2012), GJ1132 (Berta-Thompson et al. 2015) and K2-3 (Crossfield et al. 2015; Almenara et al. 2015) are therefore very popular targets in the exoplanet characterization community. Our HARPS program has made significant contributions to the detection, confirmation and/or characterization of all of those. Some of the more numerous HARPS detections that do not transit may become amenable to characterization once future

<sup>★</sup> Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m telescope under the program IDs 180.C-0886(A), 183.C-0437(A), and 191.C-0873(A) at Cerro La Silla (Chile). Tables X are available in electronic form at <http://www.aanda.org>. Radial velocity data (X) are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](http://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/>

# A super-Earth orbiting the nearby M dwarf GJ 536 <sup>★</sup>

A. Suárez Mascareño<sup>1,2</sup>, J. I. González Hernández<sup>1,2</sup>, R. Rebolo<sup>1,2,3</sup>, N. Astudillo-Defru<sup>4</sup>, X. Bonfils<sup>5,6</sup>, F. Bouchy<sup>4</sup>, X. Delfosse<sup>5,6</sup>, T. Forveille<sup>5,6</sup>, C. Lovis<sup>4</sup>, M. Mayor<sup>4</sup>, F. Murgas<sup>5,6</sup>, F. Pepe<sup>4</sup>, N. C. Santos<sup>7,8</sup>, S. Udry<sup>4</sup>, A. Wünsche<sup>7,8</sup>, and S. Velasco<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain  
e-mail: asm@iac.es

<sup>2</sup> Universidad de La Laguna, Dpto. Astrofísica, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain

<sup>3</sup> Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Spain

<sup>4</sup> Observatoire Astronomique de l'Université de Genève, Versoix, Switzerland

<sup>5</sup> Univ. Grenoble Alpes, IPAG, Grenoble, France

<sup>6</sup> CNRS, IPAG, Grenoble, France

<sup>7</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

<sup>8</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal

Written July-2016

## ABSTRACT

We report the discovery of a super-Earth orbiting the star GJ 536 based on the analysis of the radial-velocity time series from the HARPS and HARPS-N spectrographs. GJ 536 b is a planet with a minimum mass  $M \sin i$  of  $5.36 \pm 0.69 M_{\oplus}$ ; it has an orbital period of  $8.7076 \pm 0.0025$  days at a distance of 0.066610(13) AU, and an orbit that is consistent with circular. The host star is the moderately quiet M1 V star GJ 536, located at 10 pc from the Sun. We find the presence of a second signal at 43 days that we relate to stellar rotation after analysing the time series of Ca II H&K and  $H_{\alpha}$  spectroscopic indicators and photometric data from the ASAS archive. We find no evidence linking the short period signal to any activity proxy. We also tentatively derived a stellar magnetic cycle of less than 3 years.

**Key words.** Planetary Systems — Techniques: radial velocity — Stars: activity — Stars: chromospheres — Stars: rotation — Stars: magnetic cycle — starspots — Stars: individual (GJ 536)

## 1. Introduction

Several surveys have attempted to take advantage of the low masses of M dwarfs and therefore of the stronger radial-velocity signals induced for the same planetary mass – and their closer habitable zones to detect rocky habitable planets (Bonfils et al. 2013; Howard et al. 2014; Irwin et al. 2015; Berta-Thompson et al. 2015a; Anglada-Escudé et al. 2016). While surveying M dwarfs has advantages, it also has its own drawbacks. Stellar activity has been one of the main difficulties when trying to detect planets through Doppler spectroscopy. Not only does it introduce noise, but also coherent signals that can mimic those of planetary origin (Queloz et al. 2001; Bonfils et al. 2007; Robertson et al. 2014). M dwarfs tend to induce signals with amplitudes comparable to those of rocky planets (Howard et al. 2014; Robertson et al. 2014). While these kinds of stars allow for the detection of smaller planets, they also demand a more detailed analysis of the radial-velocity signals induced by activity. In addition, these low-mass stars offer valuable complementary information on the formation mechanisms of planetary systems. For instance, giant planets are known to be rare around M dwarfs, while super-Earths appear to be more frequent (Bonfils et al. 2013; Dressing & Charbonneau 2013; Dressing et al. 2015).

In spite of the numerous exoplanets detected by *Kepler* (Howard et al. 2012) and by radial-velocity surveys (Howard et al. 2009; Mayor et al. 2011) the number of known small rocky planets is still comparably low. There are around 1500 confirmed exoplanets and more than 3000 Kepler candidates, but only about a hundred of the confirmed planets have been reported on M dwarfs and only a fraction of them are rocky planets. The first discovery of a planet around an M dwarf dates back to 1998 (Delfosse et al. 1998; Marcy et al. 1998). Since then several planetary systems have been reported containing Neptune-mass planets and super-Earths (Udry et al. 2007; Delfosse et al. 2013; Howard et al. 2014; Astudillo-Defru et al. 2015) and even some Earth-mass planets (Mayor et al. 2009; Berta-Thompson et al. 2015b; Wright et al. 2016; Affer et al. 2016; Anglada-Escudé et al. 2016). However, the frequency of very low-mass planets around M dwarfs is not well established. In particular, as noted by Bonfils et al. (2013), the frequency of rocky planets at periods shorter than 10 days is  $0.36^{+0.24}_{-0.10}$ ; it is  $0.41^{+0.54}_{-0.13}$  for the habitable zone of the stars. On the other hand Gaidos (2013) estimated that the frequency of habitable rocky planets is  $0.46^{+0.20}_{-0.15}$  on a wider spectral sample of Kepler dwarfs, and Kopparapu (2013) gave a frequency of  $0.48^{+0.12}_{-0.24}$  for habitable planets around M dwarfs. The three measurements are compatible, but uncertainties are still big making it important to continue the search for planets around this star type in order to refine the statistics.

<sup>★</sup> The data used in this paper (Table A.1) is available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/>

LETTER TO THE EDITOR

# The HARPS search for southern extra-solar planets

## XLII. A system of Earth-mass planets around the nearby M dwarf YZ Cet <sup>★,★★</sup>

N. Astudillo-Defru<sup>1</sup>, R. F. Díaz<sup>2,3</sup>, X. Bonfils<sup>4</sup>, J.M. Almenara<sup>1</sup>, J.-B. Delisle<sup>1</sup>, F. Bouchy<sup>1</sup>, X. Delfosse<sup>4</sup>, T. Forveille<sup>4</sup>,  
C. Lovis<sup>1</sup>, M. Mayor<sup>1</sup>, F. Murgas<sup>7</sup>, F. Pepe<sup>1</sup>, N. C. Santos<sup>5,6</sup>, D. Ségransan<sup>1</sup>, S. Udry<sup>1</sup>, A. Wünsche<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>2</sup> Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Buenos Aires, Argentina.

<sup>3</sup> CONICET - Universidad de Buenos Aires. Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE). Buenos Aires, Argentina.

<sup>4</sup> Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>5</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, PT4150-762 Porto, Portugal

<sup>6</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Portugal

<sup>7</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, Vía Láctea s/n, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

### ABSTRACT

Exoplanet surveys have shown that multi-planetary systems in compact configurations are common. In very few cases, and generally with large uncertainties, the masses of the planets in such a system are measured (e.g. Trappist-1). We aim to accurately measure the masses of terrestrial-type planets thanks to the greatest reflect motion induced by planets orbiting a star at the very end of the main sequence. We intensively monitor the radial velocity of the M dwarf YZ Cet (GJ 54.1, HIP 5643) with HARPS, as well as its stellar activity derived from spectroscopic indicators and photometry. We find strong evidence that YZ Cet ( $0.13M_{\odot}$ ) is orbited by at least three planets in compact orbits near the 2:3 resonance ( $P_{\text{orb}}=1.97, 3.06, 4.66$  days). The minimum masses are comparable to the Earth mass ( $M \sin i=0.76\pm 0.12, 0.82\pm 0.16, \text{ and } 1.03\pm 0.18 M_{\oplus}$ ), corresponding to the lowest ones measured by radial velocity. There is the possibility of a fourth planet with  $M \sin i=0.472\pm 0.096 M_{\oplus}$  at  $P_{\text{orb}}=1.04$  days. An n-body dynamical model is used to put further constrain on the system parameters. The reported YZ Cet multi-planetary system is the nearest (3.6pc) detected to date.

**Key words.** stars: individual: YZ Cet – stars: planetary systems – stars: late-type – technique: radial velocities

## 1. Introduction

In about twenty years we have learned about the vast diversity in the architecture of planetary systems (e.g. Mayor et al. 2014; Fabrycky et al. 2014). For stars of different spectral types we have discovered a large variety of planets in mass and size, constraining our understanding of planetary formation processes.

M dwarfs are about 70% of the stellar population of the Galaxy and constitute the lower tail of the main sequence in the Hertzsprung–Russell diagram. The detection of planets orbiting these stars is therefore important to constrain the population of planets and the formation processes in the less-massive protoplanetary disks. Additionally, low-mass and small-size M dwarfs have advantages when searching for the lowest-mass and smallest-size planets: the radial velocity (RV) amplitude and transit depth scales with  $M_{\star}^{-2/3}$  and  $R_{\star}^{-2}$ , respectively.

It is known that M dwarfs have a high occurrence of super-Earths as shown from high precision radial velocity ( $f\sim 0.88$  for  $P<100$  days and  $M \sin i=1-10M_{\oplus}$ , Bonfils et al. 2013) and transits surveys (Dressing & Charbonneau 2015,  $f\sim 2.5$  for  $P<200$  days and  $R=1-4R_{\oplus}$ ). Now thanks to the most precise velocime-

ters combined to the high amount of collected data we are starting to census planets with minimum masses closer to the Earth mass as, e.g. GJ 273 c (Astudillo-Defru et al. 2017b), Prox Cen b (Anglada-Escudé et al. 2016) or GJ 628 b (Wright et al. 2016).

The detection of multi-planetary systems sheds light on the theories of model formation and evolution. Statistical studies have shown that planets pairs near or in mean-resonances are slightly favored (e.g. Fabrycky et al. 2014). In the understanding of this scenario a low uncertainty in the measured mass is important, however, the majority of the systems has been detected by transits, where uncertainties are generally too large for a reliable physical characterization of the planets (e.g. Kepler-42, Trappist-1, Muirhead et al. 2012; Gillon et al. 2017, resp.).

In this paper we present a new nearby system (3.6 pc) of a very-low-mass star orbited by at least three Earth-mass planets in compact orbits, with the possibility of a fourth sub-Earth-mass companion.

## 2. Stellar properties and Observations

### 2.1. Stellar properties

The properties of the mid-M dwarf YZ Cet are given in Table 1. The table lists the visual and near infrared apparent magnitudes, the parallax and proper motions, basic physical parameters, the activity level and age.

\* Based on observations made with the HARPS instrument on the ESO 3.6 m telescope under the program IDs 180.C-0886(A), 183.C-0437(A), and 191.C-0873(A) at Cerro La Silla (Chile).

\*\* Radial velocity data (Tables XXX) are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via

<http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/XXX/XXX>

**Table 1.** Stellar properties.

R.A. <sup>1</sup>	[J2000]	01 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 30.5 <sup>s</sup>
Decl. <sup>1</sup>	[J2000]	−16°59′56″
Spectral type <sup>1</sup>		M4.5
V <sup>1</sup>		12.074
J <sup>2</sup>		7.258±0.020
K <sup>2</sup>		6.420±0.017
π <sup>3</sup>	[mas]	271.01±8.36
μ <sub>α</sub> <sup>3</sup>	[mas/yr]	1208.53±5.57
μ <sub>δ</sub> <sup>3</sup>	[mas/yr]	640.73±3.71
dv <sub>r</sub> /dt	[m/s/yr]	0.159±0.006
M <sup>1</sup>	[M <sub>⊙</sub> ]	0.130±0.013
R <sup>1</sup>	[R <sub>⊙</sub> ]	0.168±0.009
T <sub>eff</sub> <sup>1</sup>	[K]	3056±60
[Fe/H] <sup>1</sup>		−0.26±0.08
log(R′ <sub>HK</sub> ) <sup>4</sup>		−4.71±0.21
Age <sup>5</sup>	[Gyr]	5.0±1.0

<sup>1</sup> Mann et al. (2015, 2016); <sup>2</sup> Cutri et al. (2003); <sup>3</sup> van Leeuwen (2007); <sup>4</sup> Astudillo-Defru et al. (2017a); <sup>5</sup> Engle & Guinan (2011, ; assuming P<sub>rot</sub> = 83±1.5 d)

## 2.2. HARPS radial velocities

We observed YZ Cet from December, 2003 to October, 2016 with the HARPS spectrograph installed at the ESO 3.6m telescope, in Chile (Mayor et al. 2003). A total of 211 spectra were acquired with an exposure time of 900 s and fast read-out mode, corresponding to a typical signal-to-noise ratio per spectra of 19 at 550 nm. Data were recorded without simultaneous wavelength reference to keep stellar low-flux zones free of lamp contamination. The HARPS vacuum vessel was opened on May, 2015 to upgrade the fiber link (Lo Curto et al. 2015, in what follows a + superscript indicates data acquired after the upgrade). This modifies the line-spread function and may affect the spectral analysis. Consequently, for some of our analyses we independently analyze the pre- and post-fiber upgrade data sets.

## 2.3. ASAS photometry

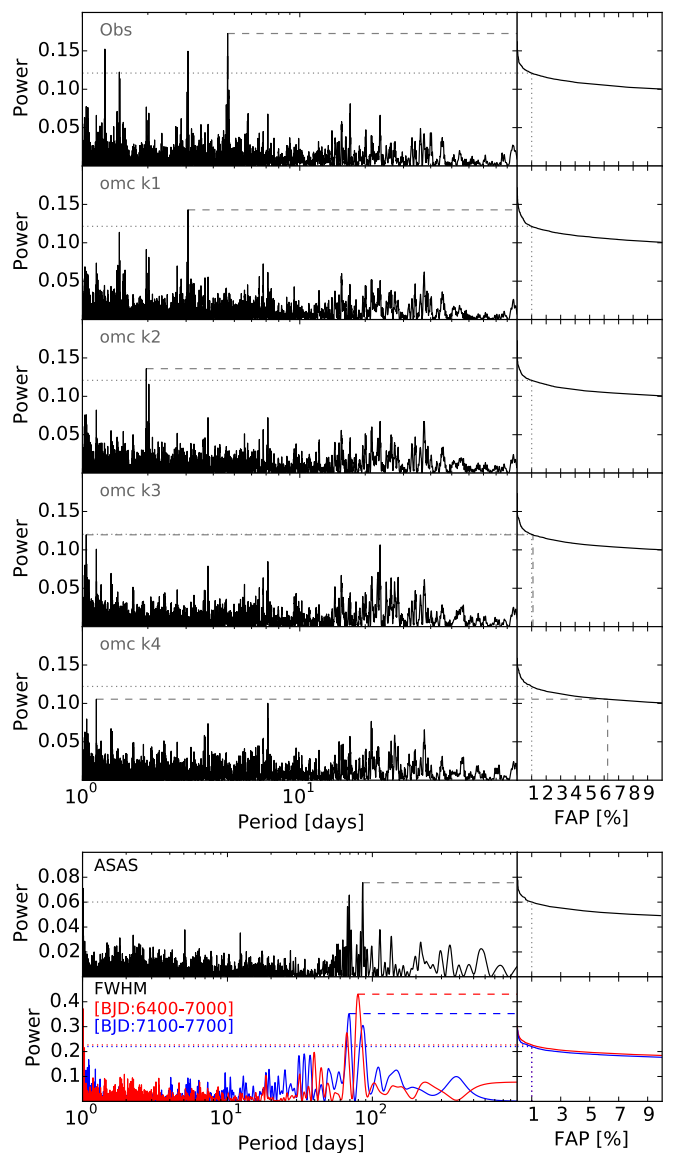
This work uses data from the All Sky Automated Survey (ASAS) (Pojmanski 1997). The ASAS project constantly monitors a large area of the sky (9° × 9°) to look for photometric variability in V- and I-band. The ASAS photometric accuracy is 0.01–0.02 mag for a 13<sup>th</sup> magnitude star, being enough to detect spots crossing the stellar disc due to rotation.

The used ASAS data of YZ Cet consists in 459 photometric measurements acquired from November, 2000 to November 2009. Unfortunately ASAS and HARPS data do not overlap in time, which is desired in the understanding of RV variability non produced by planets. We used the two pixels wide aperture (MAG\_0) as suggested by ASAS for a 12.07 Vmag star.

## 3. Analysis

### 3.1. Periodogram+Keplerian

We computed the generalized Lomb-Scargle periodogram (Zechmeister & Kürster 2009) of the RVs and residues from progressively subtract a Keplerian fit accounting for the strongest peak in the periodogram (Fig. 1). We adjusted up to four Keplerian curves plus a velocity offset between the data obtained before and after the HARPS fibre upgrade (BJD=2457172, Lo



**Fig. 1.** Periodogram analysis of the RV (top panel), and the ASAS photometry and FWHM<sub>CCF</sub> (bottom panel). Dashed lines highlight the strongest peaks, dotted lines represent the 1% FAP threshold. Three RV signals are under 1%FAP while a fourth is just above this level of confidence. Final RV residual (omc k4) does not show any significant periodicity. The photometry and FWHM<sub>CCF</sub> show a ~83-days periodicity linked to the stellar rotation. Pre- (red) and post- (blue) fibers upgrade data are separately analyzed

Curto et al. 2015). The top panel in Figure 1 shows three clear periodic RV signals at 4.7, 3.1, and 2.0 days, with a false-alarm-probability (FAP) <1/10,000. A fourth less clear signal is seen with a 1 day periodicity and a 1.1% FAP. The Bayesian Information Criterion (BIC) from a constant model to the four Keplerian model is 857.83, 463.57, 420.21, 392.62, and 376.10, respectively. On the one hand the BIC favours the model consisting in four Keplerian curves, but on the other hand the FAP of the fourth signal is above the 1% FAP threshold. We prefer to stay in the conservative side and consider the fourth signal as tentative. A more rigorous Bayesian model comparison and/or additional data are needed to elucidate the reliability on the 1-day RV signature.

### 3.2. Stellar activity

YZ Cet is an active stars with  $\log(R'_{HK})=-4.705\pm 0.208$ . Such a  $R'_{HK}$  level translates into a rotation period of  $27\pm 9$  days (Astudillo-Defru et al. 2017a). However, there are clues that flaring stars, like Proxima Centauri, do not follow the  $\log(R'_{HK}) - P_{Rot}$  relationship. This is the case for YZ Cet, where several flares are identified in spectra through Ca II H&K, Na D, He I D3, and H $\alpha$  $\beta$  $\gamma$  $\delta$ . These chromospheric activity indicators do not show evidence of the stellar rotation.

Contrary to the chromospheric activity indicators, the V-band photometry and the FWHM show evidences of the rotation period of YZ Cet ( $\sim 83$  days, Fig. 1). Inversely, none of the periodicities detected in the radial velocity time series appear in the photometry or FWHM data.

### 3.3. Keplerian+Gaussian process

As the star rotates, quasi-periodic signals may be introduced in RV due to evolving active regions. These signals are often very complex, and therefore a physical model is usually hard to produce or has the strong disadvantage of being computationally expensive. Gaussian processes regression (GP) has become a widely-used non-parametric method to model this variability without the necessity to specify a model (Rasmussen & Williams 2006; Haywood et al. 2014; Rajpaul et al. 2015), although it may be prone to induce false positives if care is not taken (Dumusque et al. 2017).

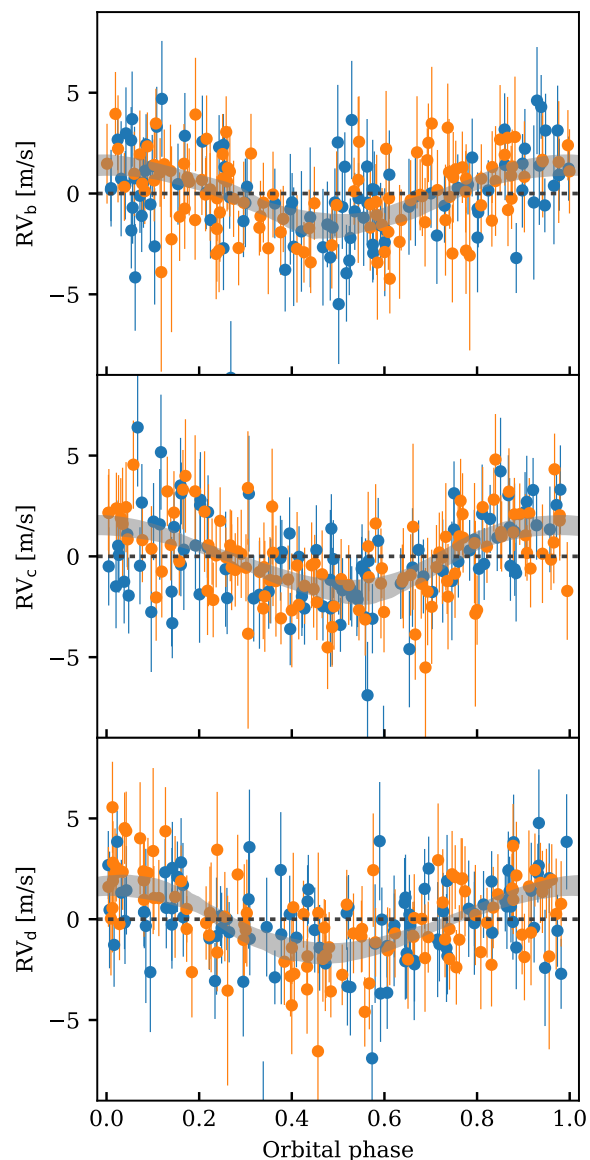
A GP with a quasi-periodic covariance function is added to the three-Keplerian model. The GP hyperparameters are sampled together with the model parameters. We set a normal prior on the recurrence time scale,  $\mathcal{P}$  (see Appendix A), centred at 83 days and with a width of 15 days, in agreement to the measured stellar rotation rate (see Sect. 3.2). A detailed description of the model and the choice of priors is found in Appendix A.

The 23-dimensional parameter space of our model was explored with the MCMC algorithm described in Goodman & Weare (2010) and implemented by Foreman-Mackey et al. (2013), where 100 walkers were used. The algorithm was started at a random point in the prior and was allowed to evolve until no further variation of the mean posterior density across the walkers was seen. Then, the algorithm was run for a further 100,000 steps used for the inference process. We retained only those walkers that explored the main period peak for each planet (Fig 1). The final inference is done on  $4.7 \times 10^6$  posterior samples and reported in Table B. The characteristic autocorrelation length was about  $3 \times 10^3 - 1 \times 10^4$  steps, leading to around 500 independent samples (see Appendix B for details).

## 4. Results

### 4.1. A compact system near the 3:2 resonances

Both the periodogram and activity analysis (Sect. 3.1, 3.2) give strong evidence that the very-low-mass-star YZ Cet is orbited by at least three planets in a compact architecture. From the Keplerian modelling combined with the Gaussian Processes we obtain orbital periods of 4.67, 3.06, and 1.97 days, that is, orbits close to the 3:2 mean-motion resonances. Considering the stellar mass of  $0.13M_{\odot}$ , the measured semi-amplitude translates into terrestrial-mass planets with minimum masses of 1.03, 0.82, and 0.76 Earth-masses, respectively. Table 2 gives the basic parameters of the system. Figure 2 shows the RV folded to each period.



**Fig. 2.** Radial velocities folded to each maximum-a-posteriori orbital period (planets b, c, and d from top to bottom, respectively). Gray shaded regions extend between the 5th and 95th percentile of the model at each orbital phase, computed over 10,000 samples of the posterior. Orange and blue circles depict data before and after the HARPS fibre upgrade, respectively.

### 4.2. Dynamical modelling

We show in Figure 3 a stability analysis focused on Planet c where all orbital parameters are fixed to the maximum-a-posteriori (MAP) solution, and we vary only the semi-major axis and the eccentricity. For each set of initial conditions we integrate the system for 1 kyr using GENGA (Grimm & Stadel 2014), and compute the NAFF stability indicator (Laskar 1990, 1993; Correia et al. 2005). There we see that the MAP solution is stable and outside both 3:2 mean-motion resonances. We also see that  $e_c \lesssim 0.1$  is needed for the system to remain stable.

We use the n-body code REBOUND (Rein & Liu 2012) with the WHFast integrator (Rein & Tamayo 2015) to obtain the RV of the bodies in time that we compare them with the HARPS data. A stability criteria is imposed based on an additional n-body integration of 1 kyr in the future. The change in the period of a

**Table 2.** Basic orbital parameters of the planets. All parameters can be found in Table B.

		YZ Cet b	YZ Cet c	YZ Cet d
$M \sin i$	$[M_{\text{Earth}}]$	$0.76 \pm 0.12$	$0.82 \pm 0.16$	$1.03 \pm 0.18$
P	[days]	1.96885	3.05996	4.65650
	[days]	$\pm 0.00020$	$\pm 0.00024$	$\pm 0.00042$
e		$0.09 \pm 0.13$	$0.07 \pm 0.12$	$0.00 \pm 0.11$
a	[au]	0.01557	0.02090	0.02765
	[au]	$\pm 0.00052$	$\pm 0.00070$	$\pm 0.00093$

planet in 1 kyr ( $\Delta P_{1 \text{ kyr}}$ ) is extrapolated to 5 Gyr (the estimated age of the system) assuming  $\Delta P_{5 \text{ Gyr}} \sim \Delta P_{1 \text{ kyr}} \sqrt{5 \text{ Gyr}/1 \text{ kyr}}$ . The model is rejected if  $\Delta P_{5 \text{ Gyr}}$  is bigger than the measured orbital period, which is a conservative criteria rejecting unstable configurations. We use a normal distribution as prior for the stellar mass (Table 1) and uniform priors for the rest of parameters. The emcee algorithm (Goodman & Weare 2010; Foreman-Mackey et al. 2013) is used to sample the posterior distribution of the parameters. We estimate the planet masses without the degeneracy with the orbital inclination relative to the line of sight by modelling the gravitational interaction between the three well known planets in the system. From this preliminary analysis, until the fourth signal is confirmed (rejected), we obtain:  $M_b = 1.01^{+0.93}_{-0.33} M_{\oplus}$ ,  $M_c = 1.68^{+1.4}_{-0.65} M_{\oplus}$ ,  $M_d = 1.54^{+1.2}_{-0.41} M_{\oplus}$  (median and 68.3% credible interval), thanks to the constrain on the inclination: 95% HDI  $i_b[8, 174]^\circ$ ,  $i_c[7, 173]^\circ$ ,  $i_d[23, 175]^\circ$ . Also more tight constrains are obtained for the measured planet's eccentricities  $e_b < 0.44$ ,  $e_c < 0.15$ ,  $e_d < 0.17$  at 95%.

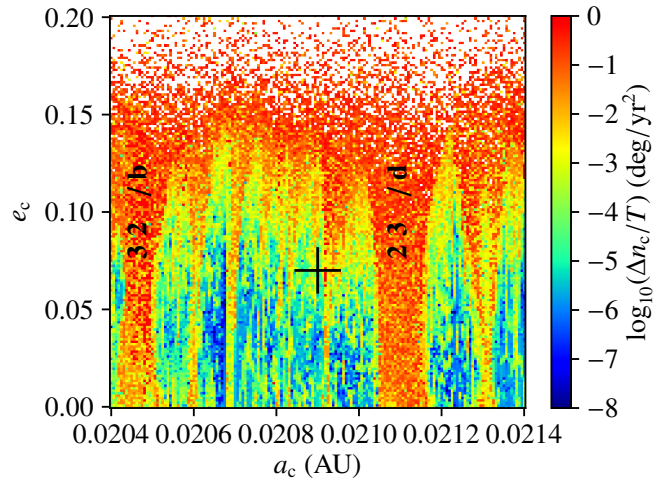
## 5. Conclusions

We present the discovery of three terrestrial-mass planets orbiting the very-low-mass star YZ Cet. The best fit (three Keplerian+GP) to our 13-years of HARPS data results in compact orbits close to the 3:2 mean-motion resonance with orbital periods of 1.97, 3.06, and 4.66 days. The measured minimum masses are 0.76, 0.82, and 1.03 Earth-masses, respectively, with a typical uncertainty of 18%. A fourth planet with a minimum mass of  $0.42 \pm 0.11$  and orbital period of 1.0419 days may be present in the system (1.1%FAP). To date, these are the smallest minimum masses measured by radial velocity.

From a dynamical analysis we infer the upper limits of the planetary masses, resulting in masses below 3 Earth-masses. It is probable that these have radii up to  $1.5R_{\oplus}$  (Fulton et al. 2017) with a rocky bulk composition. The planets are warm outside the habitable zone of YZ Cet, with equilibrium temperatures ranging 347–491 K, 299–423 K, and 260–368 K, for planets b, c, and d, respectively.

The the system is at only 3.6 pc, making it very attractive for further characterization, specially if any of the planets is catch transiting its host star, which to date is not the case.

*Acknowledgements.* NAD and FP acknowledges the support of the Swiss National Science Foundation project 166227. NCS acknowledges support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) through national funds and from FEDER through COMPETE2020 by the grants UID/FIS/04434/2013 & POCI-01-0145-FEDER-007672 and PTDC/FIS-AST/1526/2014 & POCI-01-0145-FEDER-016886. NCS also acknowledges the support from FCT through Investigador FCT contract IF/00169/2012/CP0150/CT0002. We made use of the REBOUND code which can be downloaded at <http://github.com/hannorein/rebound>. These simulations have been run on the *Regor* cluster kindly provided by the Observatoire de Genève.



**Fig. 3.** Stability analysis around the MAP solution (marked with a black cross, see Table B). Blue points correspond to stable solutions and red points to unstable ones. White points correspond to highly unstable solutions, i.e., with a collision or the ejection of a planet during the 1 kyr of the simulation. The 3:2 resonances between Planet b and Planet c, and between Planet c and Planet d are highlighted.

## References

- Anglada-Escudé, G., Amado, P. J., Barnes, J., et al. 2016, *Nature*, 536, 437  
Astudillo-Defru, N., Delfosse, X., Bonfils, X., et al. 2017a, *A&A*, 600, A13  
Astudillo-Defru, N., Forveille, T., Bonfils, X., et al. 2017b, *A&A*, 602, A88  
Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109  
Correia, A. C. M., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 440, 751–758  
Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog*, 2246, 0  
Dressing, C. D. & Charbonneau, D. 2015, *ApJ*, 807, 45  
Dumusque, X., Borsa, F., Damasso, M., et al. 2017, *A&A*, 598, A133  
Engle, S. G. & Guinan, E. F. 2011, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 451, 9th Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics, ed. S. Qain, K. Leung, L. Zhu, & S. Kwok, 285  
Fabrycky, D. C., Lissauer, J. J., Ragozzine, D., et al. 2014, *ApJ*, 790, 146  
Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306  
Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [arXiv:1703.10375]  
Gillon, M., Triaud, A. H. M. J., Demory, B.-O., et al. 2017, *Nature*, 542, 456  
Goodman, J. & Weare, J. 2010, *Communications in applied mathematics and computational science*, 5, 65  
Grimm, S. L. & Stadel, J. G. 2014, *ApJ*, 796, 23  
Haywood, R. D., Collier Cameron, A., Queloz, D., et al. 2014, *MNRAS*, 443, 2517  
Laskar, J. 1990, *Icarus*, 88, 266–291  
Laskar, J. 1993, *Physica D Nonlinear Phenomena*, 67, 257–281  
Lo Curto, G., Pepe, F., Avila, G., et al. 2015, *The Messenger*, 162, 9  
Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., Boyajian, T., & von Braun, K. 2015, *ApJ*, 804, 64  
Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., Boyajian, T., & von Braun, K. 2016, *ApJ*, 819, 87  
Mayor, M., Lovis, C., & Santos, N. C. 2014, *Nature*, 513, 328  
Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20  
Muirhead, P. S., Johnson, J. A., Apps, K., et al. 2012, *ApJ*, 747, 144  
Pojmanski, G. 1997, *Acta Astron.*, 47, 467  
Rajpaul, V., Aigrain, S., Osborne, M. A., Reece, S., & Roberts, S. 2015, *MNRAS*, 452, 2269  
Rasmussen, C. E. & Williams, C. K. I. 2006, *Gaussian Processes for Machine Learning* (MIT, Press), 266  
Rein, H. & Liu, S.-F. 2012, *A&A*, 537, A128  
Rein, H. & Tamayo, D. 2015, *MNRAS*, 452, 376  
van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653  
Wright, D. J., Wittenmyer, R. A., Tinney, C. G., Bentley, J. S., & Zhao, J. 2016, *ApJ*, 817, L20  
Zechmeister, M. & Kürster, M. 2009, *A&A*, 496, 577

# Characterization of the K2-18 multi-planetary system with HARPS

## A habitable zone super-Earth and discovery of a second, warm super-Earth on a non-coplanar orbit

R. Cloutier<sup>1,2,3</sup>, N. Astudillo-Defru<sup>4</sup>, R. Doyon<sup>3</sup>, X. Bonfils<sup>5</sup>, J.-M. Almenara<sup>4</sup>, B. Benneke<sup>3</sup>, F. Bouchy<sup>4</sup>, X. Delfosse<sup>5</sup>, D. Ehrenreich<sup>4</sup>, T. Forveille<sup>5</sup>, C. Lovis<sup>4</sup>, M. Mayor<sup>4</sup>, K. Menou<sup>1,2</sup>, F. Murgas<sup>5</sup>, F. Pepe<sup>4</sup>, J. Rowe<sup>3</sup>, N. C. Santos<sup>6,7</sup>, S. Udry<sup>4</sup>, and A. Wünsche<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Dept. of Astronomy & Astrophysics, University of Toronto, 50 St. George Street, M5S 3H4, Toronto, ON, Canada  
e-mail: cloutier@astro.utoronto.ca

<sup>2</sup> Centre for Planetary Sciences, Dept. of Physical & Environmental Sciences, University of Toronto Scarborough, 1265 Military Trail, M1C 1A4, Toronto, ON, Canada

<sup>3</sup> Institut de Recherche sur les Exoplanètes, département de physique, Université de Montréal, C.P. 6128 Succ. Centre-ville, H3C 3J7, Montréal, QC, Canada

<sup>4</sup> Observatoire Astronomique de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>5</sup> Université Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

<sup>6</sup> Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP, Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal

<sup>7</sup> Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo Alegre, 4169-007 Porto, Portugal

July 17, 2017

### ABSTRACT

**Aims.** The bright M2.5 dwarf K2-18 ( $M_s = 0.36 M_\odot$ ,  $R_s = 0.41 R_\odot$ ) at 34 pc is known to host a transiting super-Earth-sized planet orbiting within the star's habitable zone; K2-18b. Given the superlative nature of this system for studying an exoplanetary atmosphere receiving similar levels of insolation as the Earth, we aim to characterize the planet's mass which is required to interpret atmospheric properties and infer the planet's bulk composition.

**Methods.** We obtain precision radial velocity measurements with the HARPS spectrograph and couple those measurements with the *K2* photometry to jointly model the observed radial velocity variation with planetary signals and a radial velocity jitter model based on Gaussian process regression.

**Results.** We measure the mass of K2-18b to be  $8.0 \pm 1.9 M_\oplus$  with a bulk density of  $3.7 \pm 0.9 \text{ g/cm}^3$  which may correspond to a predominantly rocky planet with a significant gaseous envelope or an ocean planet with a water mass fraction  $\gtrsim 50\%$ . We also find strong evidence for a second, warm super-Earth K2-18c ( $m_{p,c} \sin i_c = 7.5 \pm 1.3 M_\oplus$ ) at  $\sim 9$  days with a semi-major axis  $\sim 2.4$  times smaller than the transiting K2-18b. After re-analyzing the available light curves of K2-18 we conclude that K2-18c is not detected in transit and therefore likely has an orbit that is non-coplanar with the orbit of K2-18b. A suite of dynamical integrations are performed to numerically confirm the system's dynamical stability. By varying the simulated orbital eccentricities of the two planets, dynamical stability constraints are used as an additional prior on each planet's eccentricity posterior from which we constrain  $e_b < 0.43$  and  $e_c < 0.47$  at the level of 99% confidence.

**Conclusions.** The discovery of the inner planet K2-18c further emphasizes the prevalence of multi-planet systems around M dwarfs. The characterization of the density of K2-18b reveals that the planet likely has a thick gaseous envelope which along with its proximity to the Solar system makes the K2-18 planetary system an interesting target for the atmospheric study of an exoplanet receiving Earth-like insolation.

## 1. Introduction

Exoplanets orbiting within their host star's habitable zone may have surface temperatures conducive to allowing for the presence of liquid water on their surfaces depending on the properties of the planetary atmosphere (Kasting et al. 1993); a condition likely required to sustain extraterrestrial life. This implies that habitable zone exoplanets receive comparable levels of stellar insolation as the Earth does from the Sun. Habitable zone exoplanets therefore represent superlative opportunities to search for life outside of the Solar system via the characterization of their atmo-

spheric structure and composition via transmission spectroscopy for transiting exoplanets.

M dwarf host stars are ideal targets to probe potentially habitable exoplanetary atmospheres (e.g. Kaltenegger et al. 2011; Rodler & López-Morales 2014). Transmission spectroscopy observations of transiting habitable zone (HZ) exoplanets around M dwarfs are favourable compared to around Sun-like stars given the increased depth of the transit for a given sized planet (e.g. Stevenson et al. 2010; Kreidberg et al. 2014). In addition, the orbital periods corresponding to the HZ are less than around Sun-like

stars (weeks compared to 12 months) thus increasing the number of accessible transit events within a given observational baseline. M dwarfs are also known to frequently host multiple small planets (typically 2.5 planets per star with  $0.5 \leq r_p/R_\oplus \leq 4$  and within 200 days; Dressing & Charbonneau 2015; Gaidos et al. 2016) thus enabling direct comparative planetology to be conducted on known multi-planet systems.

Montet et al. (2015) reported the detection of the HZ super-Earth K2-18b originally proposed in the *K2* light curve analysis of Foreman-Mackey et al. (2015). In these studies, two transit events were observed in Campaign 1 data from the re-purposed *Kepler* spacecraft mission *K2* whose field coverage only lasted for  $\sim 80$  days. The existence of the planet was confirmed and uncertainties regarding its ephemeris were significantly reduced in Benneke et al. (2017) (hereafter B17) who used follow-up transit observations with the *Spitzer Space Telescope* to detect an additional transit event. The now confirmed super-Earth K2-18b orbits an M2.5 dwarf with a period of  $\sim 32.9$  days placing it directly within the star’s habitable zone (Kopparapu et al. 2013). The measured radius of  $2.28 R_\oplus$  is suggestive of an extended H/He envelope (Valencia et al. 2013; Rogers 2015; Fulton et al. 2017) that may contain additional molecular species such as water and/or methane that could be detectable with the *James Webb Space Telescope* (JWST; Beichman et al. 2014). Owing to the proximity of the system ( $\sim 34$  pc,  $V = 13.5$ ,  $I = 11.7$ ,  $K = 8.9$ ; Cutri et al. 2003; Zacharias et al. 2013), K2-18 is truly an attractive target for characterizing the atmosphere of a HZ super-Earth with unprecedented precision in the JWST-era.

In this study we report the first measurement of the planetary mass of K2-18b using precision radial velocity measurements taken with the HARPS spectrograph. In this data we also find strong evidence for an additional super-Earth whose orbit is interior to K2-18b but is not found to transit. In Sect. 2 we summarize the HARPS spectroscopic and *K2* photometric observations used in our analysis, in Sect. 3 we analyze the periodic signals in the spectroscopic data and in Sect. 4 we discuss our various radial velocity modelling procedures. In Sect. 5 we present the results of our radial velocity analysis including the detection of a second super-Earth K2-18c in the system which we show is non-transiting and therefore non-coplanar with K2-18b in Sect. 6. Lastly we perform a dynamical analysis of the two-planet system in Sect. 7 to dynamically constrain the orbital eccentricities of the planets before concluding with a discussion in Sect. 8.

## 2. Observations

### 2.1. HARPS Spectra

From April 2015 (BJD=2457117.5) to May 2017 (BJD=2457875.5), we collected 75 spectra of K2-18 (EPIC 201912552) with the high-resolution (R=115000) HARPS spectrograph (Mayor et al. 2003; Pepe et al. 2004). The majority of exposure times were fixed to 1800 seconds with the exception of the following six epochs whose exposure times were modified to the following reported values: 2400 seconds (BJD-2,450,000 = 7199.503915, 7200.503114), 1200 seconds (BJD-2,450,000 = 7204.491167), and 900 seconds (BJD-2,450,000 = 7810.806284, 7814.760772,

7815.759421). The online HARPS pipeline returns the extracted, wavelength-calibrated spectra (Lovis & Pepe 2007). Initial radial velocity estimates are computed from the cross-correlation of each spectrum with a numerical mask (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002). Using each spectrum’s initial estimate, all spectra are shifted to a common reference frame by their corresponding barycentric correction such that spectral features originating from the target star become aligned while telluric features are shifted by minus the epoch’s barycentric correction. The median combination of these shifted spectra is then used to construct a custom reference spectrum at high signal-to-noise (S/N). A telluric template is then constructed from the median combination of all residual spectra after removal of the high S/N reference stellar spectrum. The process of computing the median reference stellar spectrum is then repeated using the individual spectra with tellurics masked by the median telluric spectrum. We then compute precision radial velocities by performing a  $\chi^2$ -minimization of each spectrum with the reference spectrum (Astudillo-Defru et al. 2015). Radial velocity uncertainties are then estimated directly on the reference spectrum (Bouchy et al. 2001).

From the extracted spectra we also derive a number of activity indicators including the time-series of the H $\alpha$  index which is sensitive to chromospheric activity and is computed following the definition in Bonfils et al. (2007). For the M dwarf K2-18 ( $V=13.5$ ; Henden & Munari 2014) the H $\alpha$  index is favoured over the Ca II H+K Mt. Wilson S index (Wilson 1968; Baliunas et al. 1995) due to the low S/N obtained in the blue. From the S index we derive  $\log R'_{\text{HK}} = -5.247 \pm 0.318$  (Astudillo-Defru et al. 2017). Additionally we derive the full width at half maximum (FWHM) and bi-sector inverse slope (BIS) shape parameters of the cross-correlation function which are modified by dark and/or bright active regions traversing the visible stellar surface. In Sect. 3 we’ll use these ancillary time-series to learn about the star’s activity simultaneously with our radial velocity measurements. All spectroscopic time-series are reported in Table 3.

### 2.2. K2 Photometry

K2-18 was observed in long-cadence mode during Campaign 1 of the *K2* mission as part of the ‘Targeting M dwarfs with *K2*’ proposal (GO1053<sup>1</sup>, PI: B. Montet). The baseline of the *K2* light curve is just 80 days but provides nearly continuous coverage between June 1st, 2014 (BJD=2456810.5) and August 20th, 2014 (BJD=2456890.5).

We obtained the full de-trended light curve from the MAST<sup>2</sup> data retrieval service. As a result of the loss of two reaction wheels on-board the *Kepler* spacecraft, photometric observations from the *K2* mission exhibit a reduced pointing precision, and hence photometric precision, compared to the original *Kepler* mission. Raw *K2* light curves must be de-trended with the variable pointing of the spacecraft throughout the observing sequence. We select the *EVEREST* reduction of the *K2* light curve which performs this de-trending correction (Luger et al. 2016).

<sup>1</sup> K2-18 was also targeted in the following programs: GO1006, GO1036, GO1050, GO1051, GO1052, GO1059, GO1063, GO1075

<sup>2</sup> <http://archive.stsci.edu/k2/hlsp/everest/search.php>



The majority of the residual photometric variability following de-trending of the light curve can be attributed to the intrinsic photometric variability of the star and two observed transits of K2-18b from Montet et al. (2015). Removal of the transit events provides a dataset that can be used to investigate the photometric stellar jitter resulting from active regions traversing the visible stellar surface thus giving rise to the star’s observed photometric variability. For reference, the de-trended light curve is shown in Fig. 1 along with our Gaussian process fit to the light curve (see Sect. 4.1 for an explanation of the fit).

### 3. Periodogram Analysis

Accurate modelling of the stellar radial velocity (RV) variations requires knowledge of the strong periodicities present in the data. These signals include contributions from both orbiting planets and from the rotation of active regions present on the stellar surface which give rise to stellar RV jitter and are modulated by the stellar rotation period and/or its harmonics. In the *top panel* of Fig. 2 we plot the Lomb-Scargle periodogram (Scargle 1982) of the raw RVs to determine which periodicities are present at high significance i.e. with a low false alarm probability (FAP). In all LS-periodograms we calculate FAPs via bootstrapping with replacement using  $10^4$  iterations and individually normalize each periodogram’s power by its standard deviation.

Two important features are detected in the LS-periodogram of the RVs. The first is a forest of peaks ranging from  $\sim 25 - 45$  days with distinct peaks centred on both the orbital period of K2-18b ( $P_b \sim 33$  days B17; FAP = 2.9%) and the approximate stellar rotation period from the K2 photometry (see Sect. 4.1 for fitting of the stellar rotation period  $P_{\text{rot}} \sim 38.6$  days; FAP = 0.1%). The second important feature is a pair of closely spaced peaks at  $\sim 9$  days (FAP < 0.01%) which because of their similar period and power likely result from a single source. This feature at  $\sim 9$  days constitutes the strongest periodic signal in the periodogram of the raw RVs and is not observed in the periodograms of any of the ancillary time-series, nor in the periodogram of the window function, all of which are shown in the remaining panels of Fig. 2. The aforementioned time-series include the K2 photometry (see Fig. 1), the window function or time sampling of the HARPS observations, and four spectroscopic activity indicators: the S index,  $H\alpha$  index, FWHM, and the BIS of the cross-correlation function. Together the presence of the strong  $\sim 9$  day signal in radial velocity and its absence elsewhere provides strong initial evidence for a second planet in the K2-18 system at  $\sim 9$  days.

## 4. Joint Modelling of Planets and RV Jitter

### 4.1. Training the GP jitter model on ancillary time-series

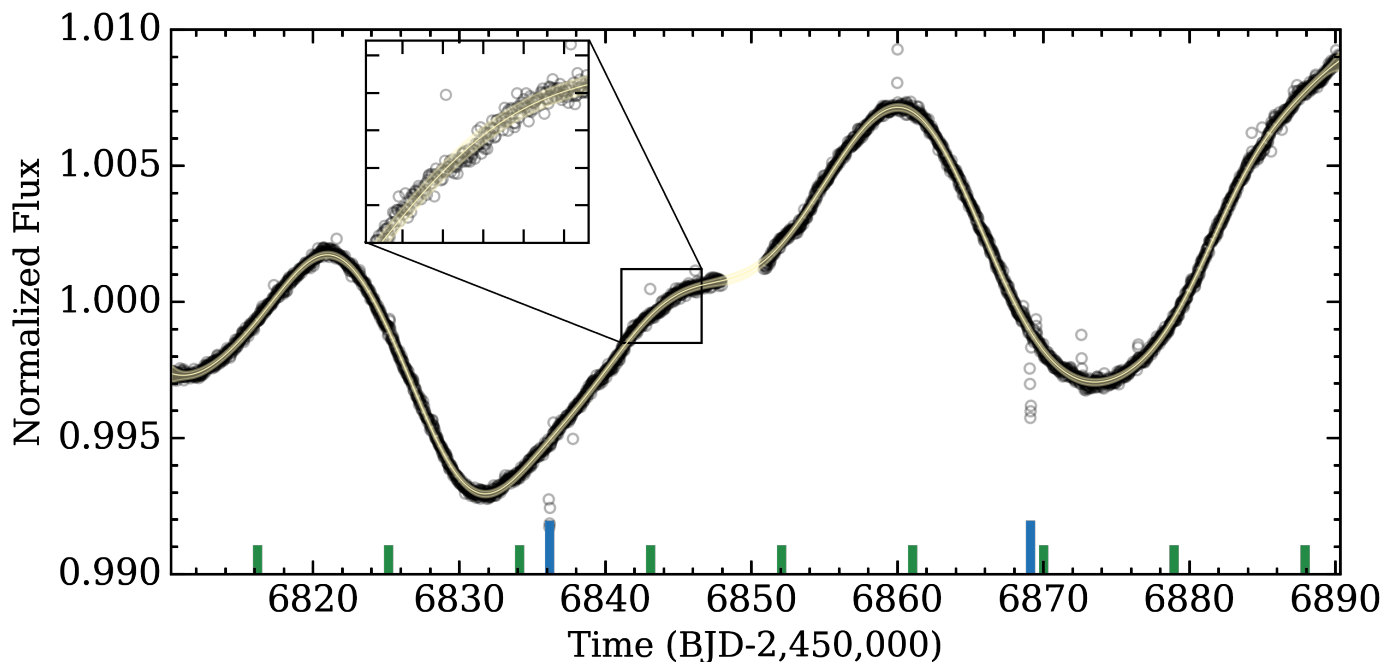
The K2 photometry of K2-18 exhibits quasi-periodic photometric variability with a semi-amplitude of  $\sim 0.008$  mag and a rotation period of  $P_{\text{rot}} \sim 38.6$  days as seen in Fig. 1. This makes K2-18 a moderately active early M dwarf in terms of its photometric variability (Newton et al. 2016) the origin of which likely results from the rotation of active regions across the projected stellar disk at or close to  $P_{\text{rot}}$  owing to the characteristically low amplitudes of differential rotation in M dwarfs (Kitchatinov & Olemskoy 2011). The

observed photometric variability—or photometric jitter—has a correlated manifestation in the variation of the star’s apparent radial velocity and certain spectroscopic indicators because it is a single physical process that is responsible for the jitter in each time-series (Aigrain et al. 2012).

In order to obtain accurate and self-consistent detections of the planetary signals in radial velocity we must model the RV jitter of K2-18 simultaneously with our planet model. Because the stellar photometric rotation period of  $\sim 38$  days (see second panel in Fig. 2) is marginally detected in the LS-periodogram of the RVs and unambiguously detected in the K2 photometry, we consider in our first mode—called Model 1—the K2 photometric light curve, less the observed transits of K2-18b to train our RV jitter model whose covariance properties are common with the photometric variability. However two important caveats exist when adopting the K2 photometry as our training set. The first being that the baseline of the photometry spans just 80 days implying that any temporal variation whose characteristic timescale is greater than this baseline will remain unconstrained or at best weakly constrained. Secondly the K2 photometry were obtained nearly 8 months prior to our HARPS observations such that any evolution in the jitter’s covariance structure between observing sequences from say magnetic activity cycles, will not be captured in the training set. For these reasons we will also consider the BIS time-series as an alternative training set in a second round of modelling called Model 2. Being contemporaneous with the RV measurements, training on the BIS time-series mitigates the two aforementioned issues. In place of the BIS we also tested training on the S index,  $H\alpha$ , and FWHM time-series but find results consistent with training on the BIS. Following Faria et al. (2016) we also consider a joint jitter + planet model but neglect any training of the jitter model’s covariance structure in a third model; Model 3. Finally for comparison purposes we will also consider a fourth model—called Model 4—that neglects any contribution from stellar jitter.

To implement this joint modelling procedure we follow Cloutier et al. (2017) by using a Gaussian process (GP) regression model to model the covariance between adjacent observations in our training sets where applicable (i.e. in Models 1 and 2). GP regression is an attractive method for modelling the stochastic processes that give rise to observable RV jitter as it is *non-parametric* and therefore independent of an assumed functional form of the jitter. The GP prior is represented by a multi-variate Gaussian distribution of functions described by a covariance matrix  $K_{ij} = k_{ij}(\boldsymbol{\theta}) + \sigma_i^2 \delta_{ij}$  with a function  $k_{ij}(\boldsymbol{\theta}) = k(t_i, t_j, \boldsymbol{\theta})$  that parameterizes the covariance between values of the observable  $\mathbf{y}(\mathbf{t})$  at the epochs  $t_i$  and  $t_j$  in  $\mathbf{t}$ . The observable  $\mathbf{y}(\mathbf{t})$  has associated uncertainties  $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{t})$  which are added along the diagonal of the covariance matrix  $K$  in quadrature. The set of GP hyperparameters  $\boldsymbol{\theta}$  are unique to the chosen covariance function  $k_{ij}(\boldsymbol{\theta})$  and are solved for in the training step. After solving for the GP hyperparameters and thus obtaining a unique GP prior distribution, the GP prior conditioned on the data  $\mathbf{y}(\mathbf{t})$  becomes the predictive distribution. The mean function of the GP predictive distribution can be evaluated at previously unseen epochs  $\mathbf{t}^*$  using

$$\boldsymbol{\mu}(\mathbf{t}^*) = K(\mathbf{t}^*, \mathbf{t}) \cdot K(\mathbf{t}, \mathbf{t})^{-1} \cdot \mathbf{y}(\mathbf{t}), \quad (1)$$



**Fig. 1.** The K2 photometric light curve after the removal of known unphysical spurious signals. The two [transits](#) of K2-18b are highlighted by the *long blue ticks* with the expected times of mid-transit for K2-18c highlighted with *short green ticks* (see Sect. 5). The [solid yellow curve](#) is the mean of the predictive GP distribution and the surrounding shaded regions mark its 99% confidence intervals. The upper left sub-panel is a magnified view of the highlighted region to aid in the visualization of the data and the GP fit.

which we take to be our GP jitter model of the RVs by evaluating Eq. 1 at  $t$ .

Because the stellar jitter, and in particular the photometric jitter, is modulated by the stellar rotation period, we include a periodic term in our assumed covariance function  $k_{ij}(\boldsymbol{\theta})$  with period equal to  $P_{\text{rot}}$ . We also include a radial component due to the stochastic temporal evolution of starspot lifetimes, spatial distributions, and contrasts thus forcing the covariance to not be strictly periodic. Explicitly the adopted covariance structure is parameterized by a quasi-periodic covariance kernel of the form

$$k_{i,j}(\boldsymbol{\theta}) = a^2 \exp \left[ -\frac{|t_i - t_j|^2}{2\lambda^2} - \Gamma^2 \sin^2 \left( \frac{\pi|t_i - t_j|}{P_{\text{GP}}} \right) \right], \quad (2)$$

which is parameterized by four hyperparameters  $\boldsymbol{\theta} = (a, \lambda, \Gamma, P_{\text{GP}})$ :  $a$  the amplitude of the correlations,  $\lambda$  the exponential timescale,  $\Gamma$  the coherence scale of the correlations, and  $P_{\text{GP}}$  the periodic timescale of the correlations which we interpret as  $P_{\text{rot}}$ . We also include an additional scalar jitter parameter  $s$  which is added in quadrature to the diagonal elements of the covariance matrix  $K$  such that  $\boldsymbol{\theta}$  becomes  $(a, \lambda, \Gamma, P_{\text{GP}}, s)$ .

Using the Markov Chain Monte-Carlo (MCMC) ensemble sampler `emcee` (Foreman-Mackey et al. 2013) we sample the marginalized posterior probability density functions (PDFs) of the five hyperparameters assuming uniform priors on the logarithm of each hyperparameter and maximizing the Gaussian logarithmic likelihood function

$$\ln \mathcal{L} = -\frac{1}{2} (\mathbf{y}^T K^{-1} \mathbf{y} + \ln \det K + N \ln 2\pi), \quad (3)$$

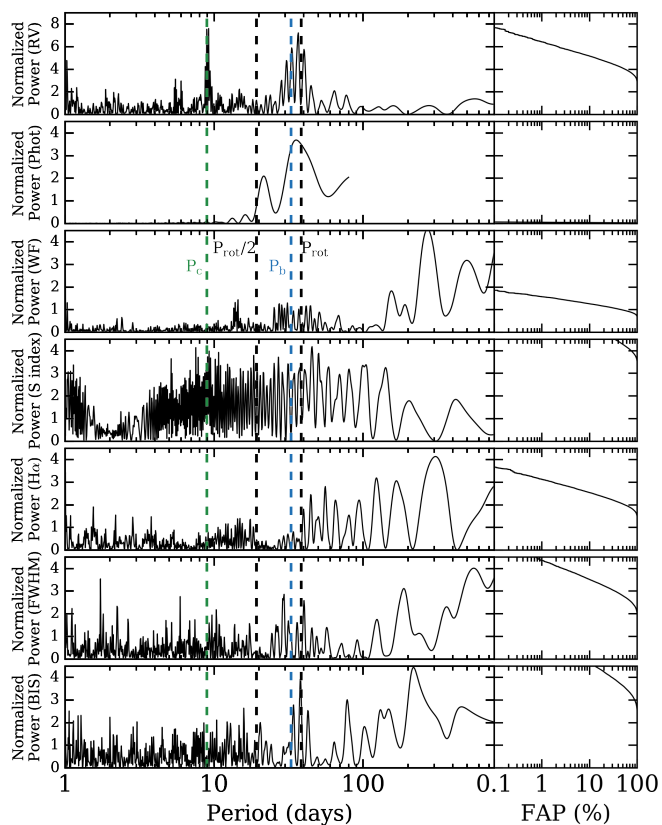
where  $\mathbf{y}$  is the vector of  $N$  observations. In Model 1  $\mathbf{y}$  = the binned photometric data points<sup>3</sup> whereas  $\mathbf{y}$  = BIS time-series in Model 2.

The MCMC is initialized with 200 walkers and hyperparameter values  $(a, \lambda, \Gamma, P_{\text{GP}}) = (\max(\mathbf{y} - \langle \mathbf{y} \rangle), 10^2 \text{ days}, 1, 36 \text{ days})$ . We sample the logarithmic hyperparameters up to  $\approx 10$  autocorrelation times to ensure adequate convergence of the chains. We also monitor the acceptance fraction for each walker and insist that it lies within 20 – 50%. The sampling of each hyperparameter’s marginalized posterior PDF commences following a burn-in phase of the same duration. The resulting marginalized and joint posterior PDFs are shown in Fig. 3 along with kernel density estimations of each marginalized 1D distribution. From the posterior PDF of  $P_{\text{GP}}$  we measure a stellar rotation period of  $P_{\text{rot}} = 38.6_{-0.4}^{+0.6}$  days.

#### 4.2. Joint modelling of RVs

We proceed with modelling the RVs jointly with Keplerian solutions for both K2-18b and c plus a trained quasi-periodic GP to model the correlated RV residuals attributed to stellar jitter. The marginalized posterior PDFs of the GP hyperparameters  $\lambda, \Gamma$ , and  $P_{\text{GP}}$  from training are then used as informative priors in the joint RV analysis which treat the remaining GP hyperparameters  $a$  and  $s$  as free parameters. We sample the informative priors using the kernel density estimations of each hyperparameter’s PDF obtained during training. This methodology allows the model to learn the covariance structure of the stellar jitter

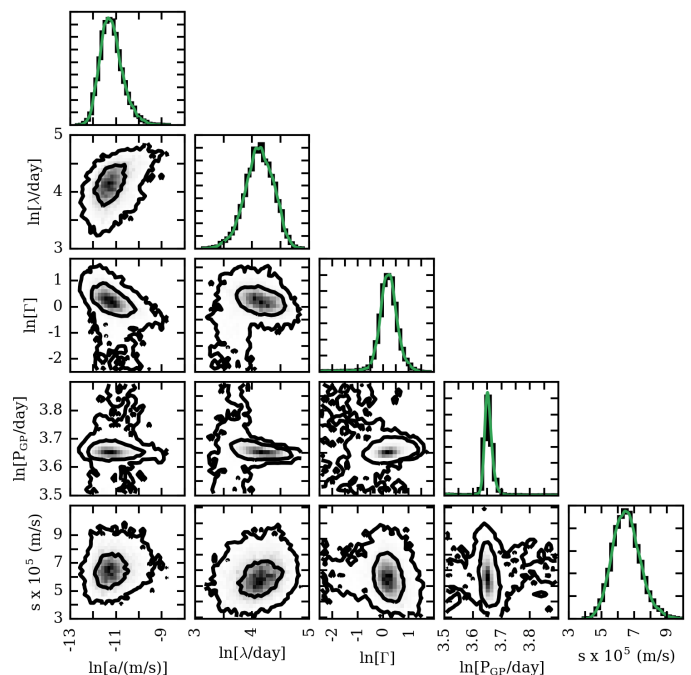
<sup>3</sup> Binning the K2 photometry in one day bins results in  $N = 78$  compared to the 3439 unbinned photometric observations thus drastically increasing the computational efficiency of the evaluating Eq. 3 in each step of the Markov chains.



**Fig. 2.** *Left column (top to bottom):* Lomb-Scargle periodograms of the raw radial velocities (RV), the K2 photometry (Phot), the HARPS window function (WF), S index, H $\alpha$ , full width half maximum (FWHM), and bi-sector inverse slope (BIS) time-series. The orbital periods of K2-18b, K2-18c, the stellar rotation period, and its first harmonic are highlighted with vertical dashed lines. *Right column:* the false alarm probability as a function of normalized periodogram power for each time-series. The FAP curve for the photometry spans very low power and is barely discernible in its subpanel. Suffice it to say that any signal with normalized power  $> 10^{-2}$  has a FAP  $\ll 0.1\%$ . The FAP curve for the S index exhibits FAP  $\gtrsim 30\%$  for all power visible on its ordinate and therefore is only visible in the upper right of its subpanel.

through observations which are independent of planetary sources and then apply that knowledge to the joint modelling of the RVs thus distinguishing between stellar jitter and planet-induced Doppler shifts.

The RV modelling is again performed using `emcee`. In Models 1, 2, and 3 our RV model consists of 16 parameters including the 5 GP hyperparameters discussed in Sect. 4.1, the systemic velocity of K2-18  $\gamma_0$ , the orbital periods of the two planets  $P$ , their times of inferior conjunction  $T_0$ , their RV semi-amplitudes  $K$ , and the MCMC jump parameters  $h = \sqrt{e} \cos \omega$  and  $k = \sqrt{e} \sin \omega$  describing each planet's orbital eccentricity  $e$  and argument of periastron  $\omega$ . This parameterization is chosen to minimize the correlation between  $e$  and  $\omega$  as well as reduce the tendency for the MCMC sampler to favour high-eccentricity solutions (Ford 2006). In Model 4 we only consider 11 model parameters as no GP jitter model is included. Table 1 summarizes the adopted priors on each RV model parameter in each of the models considered in this study. We adopt non-informative priors for all keplerian parameters other than the orbital



**Fig. 3.** The marginalized and joint posterior PDFs of the logarithmic GP hyperparameters used to model the K2 photometry shown in Fig. 1. Kernel density estimations of each model parameter's posterior are overlaid on the histograms with *solid green lines*.

period and time of mid-transit of K2-18b which are well-constrained by the transit light curve modelling in B17.

## 5. Results

Here we compare results from the four considered RV models. Each model contains keplerian solutions for each of the 2 planets. Additionally Model 1 models the RV residuals with a quasi-periodic GP regression model that is trained on the K2 photometry in which the stellar rotation period is clearly detected. In this model the stellar rotation period, and hence the GP periodic term, is sufficiently distinct from the orbital period of K2-18b such that the two signals are not confused in our joint modelling and the measured semi-amplitude of K2-18b is not mis-estimated. Model 2 models the RV residuals with a quasi-periodic GP regression model that is trained on the BIS time-series which is contemporaneous with the RVs. Model 3 models the RV residuals with an effectively unconstrained quasi-periodic GP and Model 4 neglects any modelling of the RV residuals therefore assuming that they are uncorrelated.

The *maximum a-posteriori* (MAP) values of each model parameter along with the 16<sup>th</sup> and 84<sup>th</sup> percentiles of the marginalized posterior PDFs are reported in Table 2. The marginalized and joint posterior PDFs of the model parameters used in Model 1 are shown in Fig. 4. In Sect. 5.1 we shall see that Model 1 is the best predictor of the observed RVs and therefore we only show the results from Model 1 in Fig. 4.

We emphasize that *all* keplerian model parameters for the two planets are consistent at  $1\sigma$  across all four models. Recall that the stellar rotation period is only well-constrained in Model 1 via the K2 photometry and yet the measured semi-amplitudes of K2-18b are consistent in each

**Table 1.** Summary of RV Models and Adopted Priors

Parameter	Prior
Model 1 (2 planets + GP trained on $\mathbf{y} = \text{K2 photometry}$ )	
<i>GP hyperparameters</i>	
Covariance amplitude, $a$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\mathcal{J}(0.1, 30)^\bullet$
Exponential timescale, $\lambda$ [days]	$p(\lambda \mathbf{y})$
Coherence, $\Gamma$	$p(\Gamma \mathbf{y})$
Periodic timescale, $P_{\text{GP}}$ [days]	$p(P_{\text{GP}} \mathbf{y})$
Additive jitter, $s$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\mathcal{J}(10^{-2}, 10)$
<i>Keplerian parameters</i>	
$\gamma_0$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\mathcal{U}(620, 670)$
$P_b$ [days]	$\mathcal{N}(32.939614, 10^{-4})^\circ$
$T_{0,b}$ [BJD-2,450,000]	$\mathcal{N}(7264.39144, 6.3 \times 10^{-4})^\circ$
$K_b$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\text{mod}\mathcal{J}(1, 20)^*$
$h_b = \sqrt{e_b} \cos \omega_b$	$\mathcal{U}(-1, 1)^\dagger$
$k_b = \sqrt{e_b} \sin \omega_b$	$\mathcal{U}(-1, 1)^\dagger$
$P_c$ [days]	$\mathcal{U}(8, 10)$
$T_{0,c}$ [BJD-2,450,000]	$\mathcal{U}(7259, 7269)$
$K_c$ [ $\text{m s}^{-1}$ ]	$\text{mod}\mathcal{J}(1, 20)$
$h_c = \sqrt{e_c} \cos \omega_c$	$\mathcal{U}(-1, 1)^\dagger$
$k_c = \sqrt{e_c} \sin \omega_c$	$\mathcal{U}(-1, 1)^\dagger$
Model 2 (2 planets + GP trained on $\mathbf{y} = \text{BIS}$ )	
see Model 1	
Model 3 (2 planets + untrained GP)	
see Model 1 with the following modifications:	
ln Exponential timescale, ln $\lambda$ [days]	$\mathcal{U}(-10, 10)$
ln Coherence, ln $\Gamma$	$\mathcal{U}(-3, 3)$
ln Periodic timescale, ln $P_{\text{GP}}$ [days]	$\mathcal{U}(3.2, 4)$
Model 4 (2 planets)	
see keplerian parameters in Model 1	

**Notes.** ( $\bullet$ )  $\mathcal{J}$  refers to a non-informative Jeffreys prior which is scale invariant; equal probability per decade which is necessary to sample multiple orders of magnitude (Gregory 2005).

( $\circ$ ) based on the transit light curve measurements from B17.

( $*$ )  $\text{mod}\mathcal{J}(k, l)$   $\text{m s}^{-1}$  refers to a modified Jeffreys prior on a parameter  $A$  which behaves like a uniform prior for  $A \ll k$  up to  $l$ . We use a modified Jeffreys prior on the RV semi-amplitudes  $K$  to sample multiple decades as a Jeffreys prior but also include  $K = 0$   $\text{m s}^{-1}$  which a Jeffreys prior does not (Gregory 2005).

( $\dagger$ ) We further insist that  $e = h^2 + k^2 < 1$ .

of the four models. This further demonstrates that there is minimal confusion between the RV signals at the stellar rotation period (38.6 days) and at the orbital period of K2-18b ( $\sim 32.93$  days) both of which are not distinctly detected in the periodogram of the raw RVs (see top panel of Fig. 2) but appear to be hidden within a forest of peaks spanning periodicities between  $\sim 25 - 45$  days. The consistency of all measured keplerian parameters in each model also suggests that the RV residuals, following the removal of the two MAP keplerian solutions, are weakly correlated because nearly identical RV solutions are obtained with and without a GP treatment of the RV residuals following the removal of our planet models. That is that K2-18 appears to be a spectroscopically quiet star with the majority of its observed RV variation being attributable to planetary companions. Being spectroscopically quiet is promising for the prospect of transmission spectroscopy of K2-18b; an observation that is significantly complicated by the presence of stellar jitter. The quiet nature of K2-18 is highlighted by its low measured value of  $\log R'_{\text{HK}} = -5.247$ .

## 5.1. RV Model Comparison

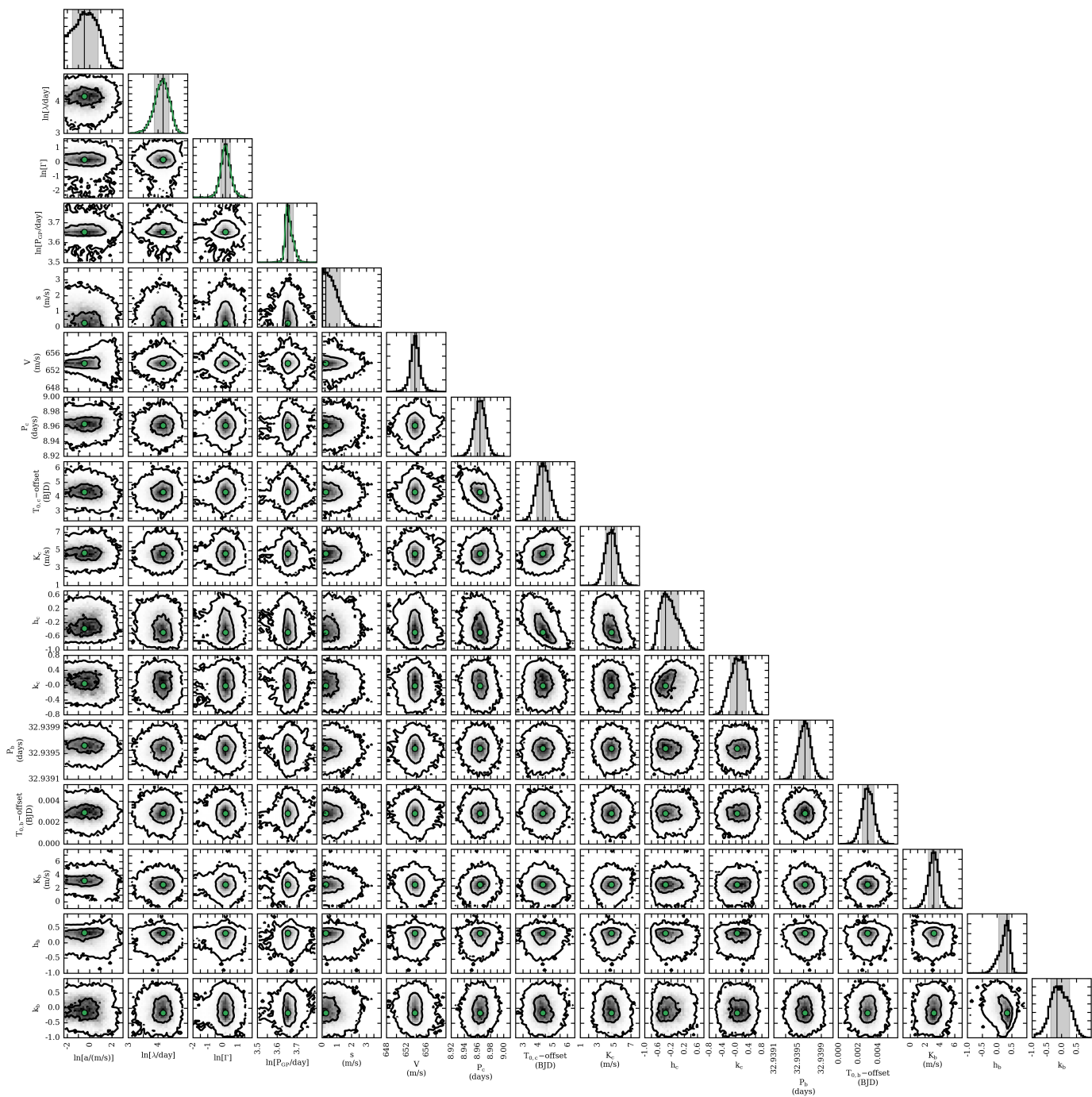
A formal model comparison between each of the four considered models is performed using *time-series cross-validation* to compute the likelihood of each model given various training and testing subsets of the observed RVs (Arlot & Celisse 2010). We split the RVs into chronological training sets with sizes ranging from 20 measurements to the size of the full dataset less one (i.e. 74 measurements). The model parameters for each of the four considered models are optimized on the training set and the likelihood of the corresponding model is evaluated on the testing set. The testing set is simply the next observation chronologically following the final observation in the training set. The resulting median likelihood and median absolute deviation for each model is reported at the bottom of Table 2 and is used to distinguish which of our four RV models performs optimally on the prediction of unseen RV measurements and thus best fits the data without over-fitting. Through time-series cross-validation we find that Model 1 is the best predictor of the observed RVs. In the remainder of this study we will consider the results from Model 1 to be the measured values of the planets K2-18b and c.

To confirm that we have detected a second planet K2-18c in our RV data, we perform a second round of time-series cross-validation calculations. In these calculations we will compare three RV models each containing 0, 1, or 2 planets. We consider K2-18b to be the lone planet in the one planet model. In each model we also consider a GP jitter model trained on the K2 photometry similarly to Model 1 above. Following the same methodology as previously discussed we find median logarithmic likelihoods of  $\ln \mathcal{L}_0 = -2.693 \pm 0.056$ ,  $\ln \mathcal{L}_1 = -2.642 \pm 0.047$ , and  $\ln \mathcal{L}_2 = -2.566 \pm 0.026$ . From this we find that  $\ln \mathcal{L}_2 - \ln \mathcal{L}_1 = 0.076 \pm 0.054 > 0$  therefore arguing that the two planet model is the best predictor of unseen RV measurements and confirming that our two planet model containing both K2-18b and c is the RV model most favoured by the data.

The Model 1 MAP keplerian orbital solutions for K2-18b and c, but with eccentricities fixed to zero, are shown in Fig. 5. The RV data are phase-folded to each planet's MAP orbital period and time of inferior conjunction and are corrected for stellar jitter based on the mean GP jitter model trained on the K2 photometry. The residual rms following the removal of all modelled contributions is  $2.89 \text{ m s}^{-1}$ . This is less than the median photon noise limit of the measured RVs of  $3.56 \text{ m s}^{-1}$  suggesting that we have modelled all significant RV contributions. For comparison, the residual rms achieved in Model 4, which neglects any red noise modelling following the removal of the two keplerian solutions, is  $3.16 \text{ m s}^{-1}$  which is also less than the median photon noise limit suggesting that the GP regression modelling alone in Models 1,2 and 3 do not result in over-fitting of the data.

## 6. Searching for transits of K2-18c

From our RV analysis in Sect. 5 we derived the approximate linear ephemeris of K2-18c. We can therefore predict the passage of K2-18c at inferior conjunctions within the mostly continuous K2 photometric monitoring shown in Fig. 1. The green ticks in Fig. 1 depict the 9 such passages of K2-18c. Given the comparable minimum masses of K2-

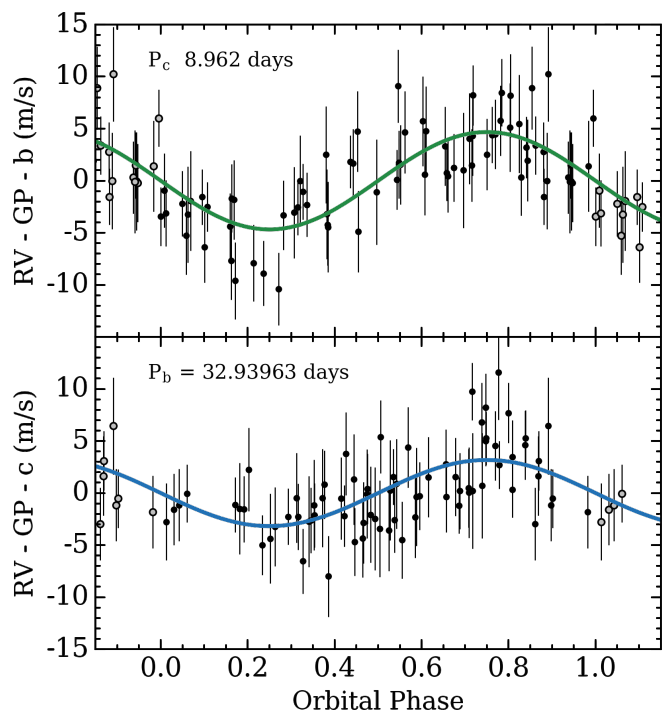


**Fig. 4.** The marginalized and joint posterior PDFs of the model parameters from Model 1 of the observed RVs. Model 1 of the observed RVs models the two planets with keplerian orbital solutions and the residual RV jitter with a GP regression model trained on the K2 photometry in Fig. 1. Kernel density estimations of the trained posteriors are shown in the histograms of the logarithmic GP hyperparameters  $\lambda$ ,  $\Gamma$ , and  $P_{\text{GP}}$  (columns 2,3,4).

18b and c, it is reasonable to expect that the two planets also have comparable radii (recall  $r_{p,b} \sim 2.28 R_{\oplus}$ ). Furthermore (Ciardi et al. 2013) argued that Kepler multi-planet systems with planet radii  $\lesssim 3 R_{\oplus}$  do not exhibit a size—semi-major axis correlation such that the inner K2-18c is not expected to have undergone significant atmospheric escape compared to K2-18b. However the two  $10\sigma$  transits of K2-18b are clearly discernible by-eye in the K2 photometry whereas the predicted transits of K2-18c are not. This suggests that either K2-18c is much smaller than K2-18b such

that its resulting transit depth is below the threshold for detection or that the orbit K2-18c is mutually inclined with that of K2-18b such that it misses a transit configuration.

Here we attempt to confirm that K2-18c is indeed not transiting in the K2 light curves. To do so we perform an MCMC sampling of the K2-18c transit model parameters ( $P_c$ ,  $T_{0,c}$ ,  $r_{p,c}/R_s$ ,  $a_c/R_s$ , and impact parameter  $b_c$ ) using the K2 photometry and following the removal of the known transits of K2-18b. A quadratic limb-darkening law is assumed with fixed parameters in the Kepler bandpass:

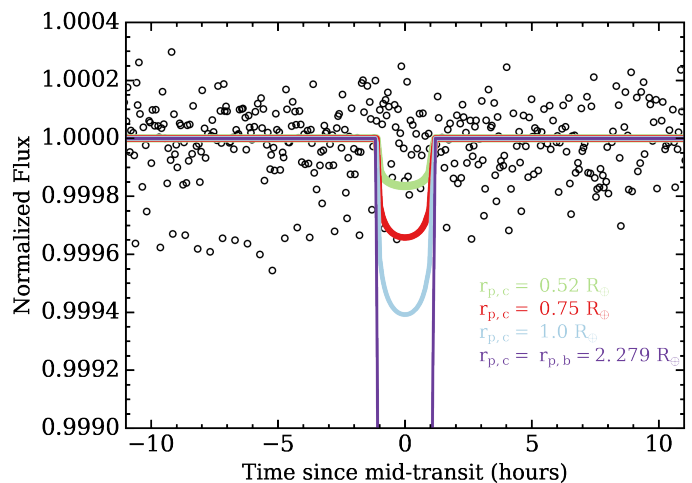


**Fig. 5.** The phase-folded RVs for each planet in the K2-18 planetary system (*top*: K2-18c and *bottom*: K2-18b). The RVs have been corrected for stellar jitter with a quasi-periodic GP model trained on the K2 photometry. The **solid curves** depict the maximum a-posteriori keplerian orbital solutions for each planet with fixed circular orbits.

$a = 0.3695$  and  $b = 0.3570$ . These values are interpolated from the tables of [Claret & Bloemen \(2011\)](#) based on the known K2-18 surface gravity and effective temperature. In each MCMC step we compute the corresponding transit model using the `batman` implementation ([Kreidberg 2015](#)) of the [Mandel & Agol \(2002\)](#) transit model. We assume a circular orbit of K2-18c and adopt the same MCMC methodology utilized on the RV data in Sect. 4.2. The orbital period and time of inferior conjunction (i.e. time of mid-transit) are sampled from their joint RV posterior which maintains their apparent correlation (see Fig. 4). Priors on the scaled planet radius, and impact parameter are assumed uniform. In this way the scaled planetary radius is uncorrelated with its measured minimum mass and the impact parameter is constrained to be  $|b_c| < 1$  as is required for a transit to occur.

Based on our MCMC analysis we find that the values of  $r_{p,c}/R_s$  are consistent with zero i.e. no transit is detected in the K2 data. Assuming the most-likely value of  $R_s = 0.411 R_\odot$  we calculate a planet radius upper limit of  $r_{p,c} < 0.52 R_\oplus$  at 99% confidence. If K2-18c were this size and transiting, albeit unknowingly due to its small radius, the planet would have a bulk density of  $\gtrsim 295 \text{ g cm}^{-3}$  or  $\gtrsim 54 \rho_\oplus$ ; an unphysically large value given the compressibility of pure iron. Thus we conclude that K2-18c is not transiting in the K2 data and is therefore not co-planar with K2-18b despite having a smaller orbital separation.

To visualize the data a selection of light curve models are compared to the phase-folded K2 photometry in Fig. 6. Models shown include a suite of  $r_{p,c}$  values including its upper limit derived from MCMC ( $0.52 R_\oplus$ ),  $0.75 R_\oplus$ ,  $1 R_\oplus$ ,  $1 R_\oplus$ , and the radius of K2-18b ( $2.279 R_\oplus$ ) which is detected at the  $10\sigma$  level in the K2 photometry ([Montet et al. 2015](#)).



**Fig. 6.** The K2 light curve of K2-18 phase-folded to the maximum a-posteriori orbital period and time of mid-transit of K2-18c from Model 1. Four transit light curve models are overplotted for various illustrative values of the assumed size of K2-18c: the 99% upper limit on  $r_{p,c}$  ( $0.52 R_\oplus$ ),  $0.75 R_\oplus$ ,  $1 R_\oplus$ , and the size of K2-18b ( $2.279 R_\oplus$ ). No transit of K2-18c is detected in the data.

$R_\oplus$ , and the radius of K2-18b ( $2.279 R_\oplus$ ) which is detected at the  $10\sigma$  level in the K2 photometry ([Montet et al. 2015](#)).

## 7. Dynamical Stability and Eccentricity Restrictions

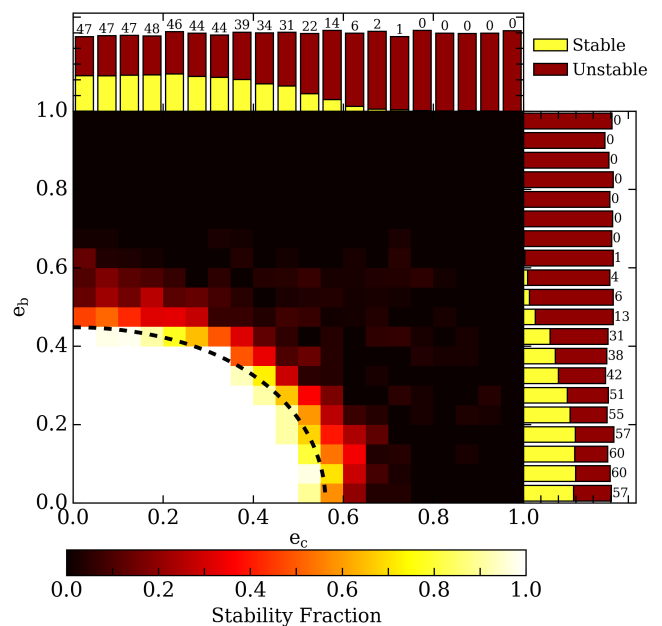
The non-detection of K2-18c in transit (see Sect. 6) suggests that its orbital plane is non-coplanar with the outer transiting K2-18b whose semi-major axis is  $\sim 2.4$  times greater than K2-18c's. The orbital inclination of K2-18b is  $89.5785^{+0.0079}_{-0.0088}$  degrees with a corresponding impact parameter of  $0.601^{+0.013}_{-0.011}$  ([B17](#)). In order for the orbit of K2-18c to not pass in front of its host star its orbital inclination must be tilted either  $\gtrsim 1.41^\circ$  or  $\lesssim -2.25^\circ$  from the orbit of K2-18b depending on which hemisphere of the stellar disk its transit chord will traverse. Such a mutual inclination is consistent with the peak in the distribution of Kepler multi-planet mutual inclinations ([Figueira et al. 2012](#); [Fabrycky et al. 2014](#)). If indeed the planetary angular momentum vectors are within only a few degrees and therefore nearly aligned then we can analytically evaluate their Hill stability given estimates of their orbital eccentricities and assuming an inclination correction factor that is close to unity ([Gladman 1993](#)). If we assume the simplest case of initially circular orbits then the system is strongly Hill stable given that the two planets are currently separated by  $\sim 23$  mutual Hill radii.

Accurate orbital eccentricities of small planets with precision radial velocities are notoriously difficult to measure. For example the change in RV semi-amplitude of a circular K2-18b compared to an eccentricity of 0.1 is  $\lesssim 2 \text{ cm s}^{-1}$  ( $\sim 0.5\%$  of  $K_b$ ) or  $15 \text{ cm s}^{-1}$  ( $\sim 5\%$  of  $K_b$ ) for an eccentricity of 0.3. The aforementioned values are both at least an order of magnitude smaller than the characteristic RV uncertainty of the HARPS measurements presented in this work. Given that the system is Hill stable at small eccentricities we can use dynamical simulations to constrain the orbital eccentricities of the planets insisting that the system remain stable throughout its simulated evolution.

To constrain the planet eccentricities we perform a suite of  $10^4$  dynamical integrations wherein we sample linearly each planet's  $e \in [0, 1)$ . In each simulation the orbital inclination of K2-18b is drawn from  $\mathcal{N}(89.5785^\circ, 0.0084^\circ)$  while the system's mutual inclination is drawn from  $\mathcal{N}(\Delta i_{\min,c}, 1.5^\circ)$  such that the planet inclinations remain uncorrelated with the orbital eccentricities thus permitting an unbiased assessment of the system's stability across the keplerian parameter space. We insist that K2-18c be non-transiting at the start of each simulation by setting  $\Delta i_{\min,c}$  to be the minimum mutual inclination required for  $|b_c| > 1$  and rejecting draws for which this is not true. The dispersion in sampled mutual inclinations is tuned such that the mode of the resulting distribution lies within  $\sim 1 - 2^\circ$  (Fabrycky et al. 2014). Each planet's initial semi-major axis, true anomaly, and absolute mass is drawn from a Gaussian distribution with a mean value equal to the parameter's MAP value from Model 1 in Table 2 and with standard deviations equal to its average measurement uncertainty. The stellar mass is drawn from  $\mathcal{N}(0.359, 0.047) M_\odot$ . The ascending node longitudes and arguments of periastris are both drawn from  $\mathcal{U}(-\pi, \pi)$ . The system is then integrated forward in time from the epoch of the first K2 photometric observation (BJD=2456810.26222) for  $10^6$  years using the Wisdom-Holman symplectic integrator WHFast (Rein & Tamayo 2015) implemented in the open-source REBOUND N-body package (Rein & Liu 2012). These integrations are not intended to provide a comprehensive overview of the system's dynamical stability but rather are useful to show that the system can remain stable up to at least 1 Myr and provide constraints on the planet eccentricities.

We classify stable integrations as those in which the minimum distance between the planets never becomes less than their mutual Hill radius. The fraction of stable systems as a function of each planet's eccentricity and marginalized over all other dynamical parameters is shown in Fig. 7. Strong correlations between the fraction of stable systems and dynamical parameters other than planet eccentricities was not apparent so we focus here on the effect of eccentricities only. At small eccentricities there is a large stable region wherein the fraction of systems that remain stable is  $\gtrsim 80\%$  and the system is known to be Hill stable based on the analytic criterion. As we increase either planet's eccentricity the fraction of stable systems decreases. This is also illustrated by further marginalizing over planet eccentricities and considering the 1-dimensional representations of each system's stability fraction in the histograms shown in Fig. 7.

The RV analysis discussed Sect. 5 and our dynamical simulations provide two independent methods for constraining the orbital eccentricities of the K2-18 planets. We can therefore combine these independent results by using the dynamical stability fractions shown in Fig. 7 as an additional prior on the  $i^{\text{th}}$  planet's derived eccentricity posterior:  $e_i = h_i^2 + k_i^2$ . To do this we resample each planet's RV eccentricity posterior and accept draws with a probability equal to the stability fraction at that drawn eccentricity value  $\pm 0.025$ . This choice of bin width was varied between 0.01 and 0.1 and was found not to have a significant effect on the results. In this way numerous random samples from each planet's RV eccentricity posterior are rejected due to the low corresponding stability fraction. This is especially true for large eccentricities wherein the system no longer satisfies the Hill stability criterion. From the modified ec-



**Fig. 7.** Smoothed 2D map depicting the fraction of stable systems as a function of each planet's eccentricity based on a suite of dynamical integrations. The *dashed black curve* depicts the analytic condition for Hill stability from Gladman (1993) assuming the MAP masses and semi-major axes from Model 1 in Table 2. 1D histograms depict the number of stable and unstable (*yellow* and *red* respectively) systems in eccentricity bins of width 0.05 and marginalized over all other dynamical parameters. The annotated numbers report each bin's stability fraction in percentages.

centricity posteriors we can calculate the 99<sup>th</sup> percentiles and find that  $e_b < 0.43$  and  $e_c < 0.47$  at that confidence level. These are the eccentricity values reported in Table 2 and represent a more stringent evaluation of each planet's eccentricity than considering the RV data alone.

## 8. Discussion

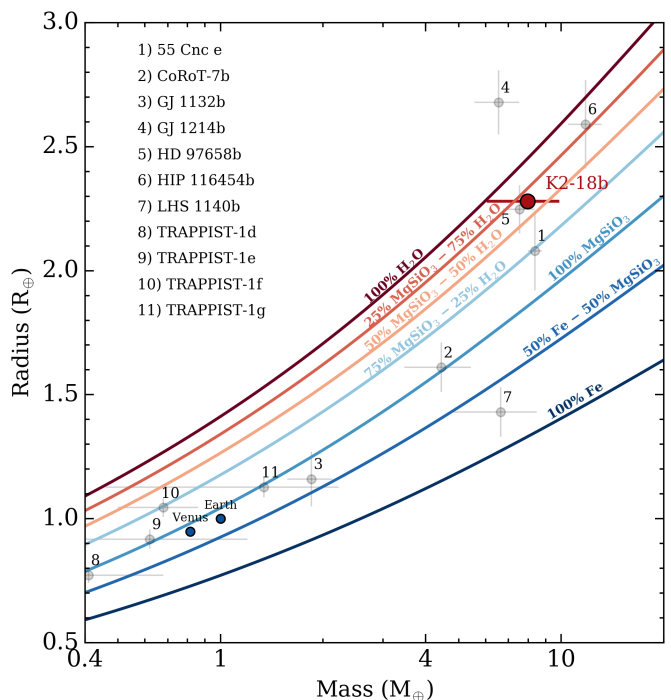
With a set of 75 precision radial velocity measurements taken with the HARPS spectrograph we have obtained a robust mass measurement of the transiting HZ super-Earth K2-18b and detected a second super-Earth K2-18c. The orbit of the newly discovered K2-18c lies interior to that of K2-18b and yet the planet is non-transiting. This implies that the orbital planes of the planets are mutually inclined. In order for K2-18c to not be seen in-transit the planetary system requires a mutual inclination of just  $\gtrsim 1.4^\circ$  which is consistent with the observed distribution of mutually inclined multi-planet systems (Figueira et al. 2012; Fabrycky et al. 2014). Dynamical simulations of the system revealed that the oscillation timescale of the planets' orbital inclinations is  $\mathcal{O}(10^6)$  years suggesting that it may take many years before K2-18c reaches a transiting configuration. Although exactly how long depends sensitivity on its current inclination which remains unknown. The discovery of RV planets in transiting M dwarf planetary systems further emphasizes the prevalence of multiple Earth to super-Earth-sized planets around nearby M dwarfs and that these additional planets can be uncovered with moderate RV follow-up (Cloutier et al. 2017). Multi-planet systems such as K2-18 provide unique opportunities to study

planet formation processes around M dwarfs via direct comparative planetology.

The presence of a second planet in the K2-18 transiting system will result in mutual planetary interactions thus making the orbit of K2-18b non-keplerian and possibly resulting in an observable transit timing variation (TTV). Assuming a mutual inclination of K2-18c that just misses a transiting configuration, we estimate the expected TTVs of K2-18b using the *TTVFaster* package (Deck et al. 2014; Agol & Deck 2016). We adopt the maximum a-posteriori masses and orbital periods of the two planets from Model 1 and uniformly sample their eccentricities up to the 99% upper limits reported in Table 2. The remaining orbital parameters of the planets that are unconstrained by the RV data are sampled uniformly between 0 and  $2\pi$ . We find a maximum TTV for K2-18b of  $\sim 40$  seconds which is slightly less than, but of the same order as the uncertainty in its measured time of mid-transit ( $\sim 50$  seconds; B17). Thus with photometric monitoring of at least comparable quality to the K2 photometry shown in Fig. 1, detecting TTVs in the K2-18 multi-planet system is unlikely to provide any significant new insight into the nature of the system. Indeed no significant TTVs were observed in the Spitzer light curves from B17.

With our measured mass of K2-18b the planet joins a select group of HZ planets with constraints on both its mass and radius. This represents a significant step towards searching for potentially habitable planets around stars earlier than  $\sim M4$  (Dittmann et al. 2017). With its maximum a-posteriori mass of  $7.96 \pm 1.91 M_{\oplus}$  the bulk density of K2-18b ( $\rho_{p,b} = 3.7 \pm 0.9 \text{ g cm}^{-3}$ ) lies between that of an Earth-like rocky planet and a low density Neptune-like planet. The planet is therefore likely too large to be a terrestrial Earth-like planet (Valencia et al. 2007; Fulton et al. 2017). Including K2-18b on the exoplanet mass-radius diagram in Fig. 8 we find that the internal structure of K2-18b is consistent with a range of two-component solid-planet models (Zeng & Sasselov 2013) owing to the uncertainty in its measured mass which is at the level of  $\sim 24\%$ . In particular the  $1\sigma$  lower mass limit of K2-18b permits it to be a complete ‘water-world’ whereas its upper mass limit is consistent with a rock-dominated interior surrounded by a significant mass fraction of water ice. In this parameter space the physical parameters of K2-18b are most similar to the super-Earth HD 97658b (Van Grootel et al. 2014) despite receiving  $\sim 65$  times less insolation. Furthermore K2-18b is of a similar mass to the habitable zone planet LHS 1140b (Dittmann et al. 2017) and receives a comparable level of insolation despite being  $\sim 1.6$  times larger than LHS 1140b. Analyzing the mass-radius relationship of these small planets over a range of equilibrium temperatures is a critical step towards understanding which of these systems have retained significant atmospheric content thus making them more suitable to extraterrestrial life.

Distinguishing between K2-18b as a pure water-world or a scaled-up Earth with a significant gaseous envelope will likely require transmission spectroscopy follow-up observations either with high-resolution spectrographs from the ground or from space with JWST. With  $J=9.8$ ,  $H=9.1$ , and  $K=8.9$  (Cutri et al. 2003) *K2-18 is currently the second brightest M dwarf with a transiting habitable zone planet* behind the recently discovered LHS 1140b. Although in the coming years the sample of habitable zone M dwarf planets is expected to increase dramatically following the launch of



**Fig. 8.** K2-18b along with a sample of other small exoplanets in the planetary mass and radius space. Overlaid curves are two-component interior structure models of fully-differentiated solid planets with mass fractions annotated for each curve.

*TESS* (Ricker et al. 2014), although the majority of *TESS* planets will be more distant than LHS 1140 (Sullivan et al. 2015).

Considering the prospect of observational follow-up of K2-18b in transmission spectroscopy, if we consider an atmosphere that is cloud-free and dominated by hydrogen, then spectral features from well-mixed near-IR absorbing species such as water would have amplitudes of  $\Delta F/F \sim 10Hr_p/R_s^2 \sim 230$  ppm where  $H = k_B T_{\text{eq}}/\mu g$  is the atmospheric scale height,  $T_{\text{eq}}$  is the planet’s equilibrium temperature set by the stellar insolation,  $\mu$  is the mean molecular weight of the atmosphere, and  $g$  is the surface gravity (Miller-Ricci et al. 2009; Kaltenegger & Traub 2009). If instead the atmosphere is dominated by heavier elements similar to Earth’s (e.g.  $\text{N}_2 + \text{O}_2$ ,  $\mu = 29$ ) then the transmission signal will be significantly smaller ( $\sim 10$  ppm) though potentially still detectable with JWST with several visits. Because of the brightness of its host star and the low bulk density of K2-18b, the system offers a unique opportunity to study super-Earth atmospheres receiving Earth-like insolation in the JWST-era.

*Acknowledgements.* RC is partially supported in this work by the National Science and Engineering Research Council of Canada and the Institute for Research on Exoplanets. RC would like to thank Dan Tamayo for his useful discussions regarding the dynamical simulations presented in this work and their interpretation. XB, XD, and TF acknowledge the support of CNRS/PNP (Programme national de planétologie). D.E. acknowledges support from the National Centre for Competence in Research ‘PlanetS’ of the Swiss National Science Foundation (SNSF) and from the European Research Council (ERC) under the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No 724427). NCS acknowledges support from Fundação para a Ciência e a Tecnologia (FCT) through national funds and from FEDER through COMPETE2020 by the following grants: UID/FIS/04434/2013 & POCI-01-0145-FEDER-007672 and PTDC/FIS-AST/1526/2014 & POCI-01-0145-FEDER-016886.



# 1 A temperate rocky super-Earth transiting a nearby cool star

Jason A. Dittmann<sup>1</sup>, Jonathan M. Irwin<sup>1</sup>, David Charbonneau<sup>1</sup>, Xavier Bonfils<sup>2,3</sup>, Nicola Astudillo-Defru<sup>4</sup>, Raphaëlle D. Haywood<sup>1</sup>, Zachory K. Berta-Thompson<sup>5</sup>, Elisabeth R. Newton<sup>6</sup>, Joseph E. Rodriguez<sup>1</sup>, Jennifer G. Winters<sup>1</sup>, Thiam-Guan Tan<sup>7</sup>, Jose-Manuel Almenara<sup>2,3,4</sup>, François Bouchy<sup>8</sup>, Xavier Delfosse<sup>2,3</sup>, Thierry Forveille<sup>2,3</sup>, Christophe Lovis<sup>4</sup>, Felipe Murgas<sup>2,3,9</sup>, Francesco Pepe<sup>4</sup>, Nuno C. Santos<sup>10,11</sup>, Stéphane Udry<sup>4</sup>, Anaël Wünsche<sup>2,3</sup>, Gilbert A. Esquerdo<sup>1</sup>, David W. Latham<sup>1</sup> & Courtney D. Dressing<sup>12</sup>

**M dwarf stars, which have masses less than 60 per cent that of the Sun, make up 75 per cent of the population of the stars in the Galaxy<sup>1</sup>. The atmospheres of orbiting Earth-sized planets are observationally accessible via transmission spectroscopy when the planets pass in front of these stars<sup>2,3</sup>. Statistical results suggest that the nearest transiting Earth-sized planet in the liquid-water, habitable zone of an M dwarf star is probably around 10.5 parsecs away<sup>4</sup>. A temperate planet has been discovered orbiting Proxima Centauri, the closest M dwarf<sup>5</sup>, but it probably does not transit and its true mass is unknown. Seven Earth-sized planets transit the very low-mass star TRAPPIST-1, which is 12 parsecs away<sup>6,7</sup>, but their masses and, particularly, their densities are poorly constrained. Here we report observations of LHS 1140b, a planet with a radius of 1.4 Earth radii transiting a small, cool star (LHS 1140) 12 parsecs away. We measure the mass of the planet to be 6.6 times that of Earth, consistent with a rocky bulk composition. LHS 1140b receives an insolation of 0.46 times that of Earth, placing it within the liquid-water, habitable zone<sup>8</sup>. With 90 per cent confidence, we place an upper limit on the orbital eccentricity of 0.29. The circular orbit is unlikely to be the result of tides and therefore was probably present at formation. Given its large surface gravity and cool insolation, the planet may have retained its atmosphere despite the greater luminosity (compared to the present-day) of its host star in its youth<sup>9,10</sup>. Because LHS 1140 is nearby, telescopes currently under construction might be able to search for specific atmospheric gases in the future<sup>2,3</sup>.**

MEarth<sup>11,12</sup> consists of two arrays of eight 40-cm-aperture telescopes, one in the Northern Hemisphere at the Fred Lawrence Whipple Observatory (FLWO) in Arizona, USA, and the other in the Southern Hemisphere at Cerro Tololo Inter-American Observatory, Chile. This survey monitors small stars (less than 33% the size of the Sun) that are estimated to lie within 100 light years of the Sun for transiting extrasolar planets. Since January 2014, these telescopes have gathered data nearly every clear night, monitoring the brightnesses of these stars for signs of slight dimming, which would be indicative of a planet transiting in front of the star. MEarth-South monitors these stars at a cadence of approximately 30 min, but is capable of performing high-cadence observations in real time if a possible planetary transit is detected to be in progress<sup>13</sup>. We used the MEarth-South telescope array to monitor the brightness of the star LHS 1140, beginning in 2014.

The distance to LHS 1140 has been measured through trigonometric parallax to be  $12.47 \pm 0.42$  parsecs (ref. 14). Combined with the 2MASS

$K_s$  magnitude<sup>15</sup> and empirically determined stellar relationships<sup>16,17</sup>, we estimate the stellar mass to be 14.6% that of the Sun and the stellar radius to be 18.6% that of the Sun. We estimate the metal content of the star to be approximately half that of the Sun ( $[Fe/H] = -0.24 \pm 0.10$ ; all errors given in the text are  $1\sigma$ ), and we measure the rotational period of the star to be 131 days from our long-term photometric monitoring (see Methods).

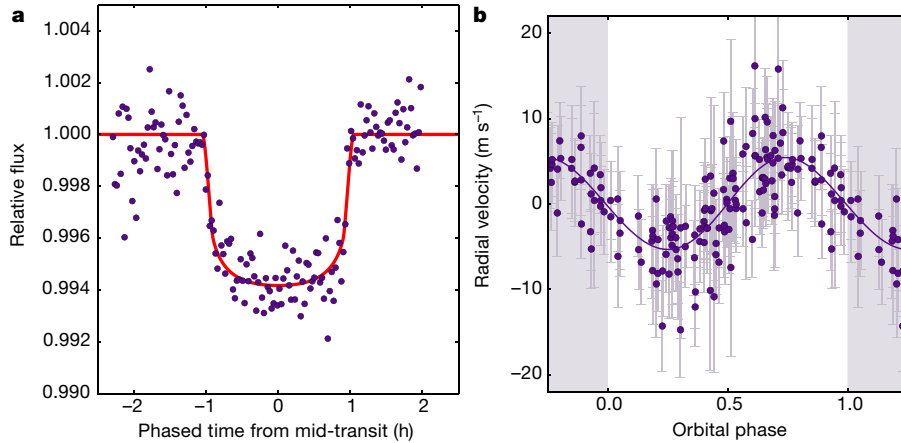
On 15 September 2014 UT, MEarth-South identified a potential transit in progress around LHS 1140, and automatically commenced high-cadence follow-up observations (see Extended Data Fig. 1). Using a machine-learning approach (see Methods), we selected this star for further follow-up observations.

We gathered two high-resolution (resolution  $R = 44,000$ ) reconnaissance spectra with the Tillinghast Reflector Echelle Spectrograph (TRES) on the 1.5-m Tillinghast reflector located at the FLWO on Mt Hopkins, Arizona, USA. From these spectra, we ruled out contamination from additional stars and large systemic accelerations, and concluded that this system was probably not a stellar binary or false positive (see Methods). We subsequently obtained 144 precise radial velocity measurements with the High Accuracy Radial Velocity Planet Searcher (HARPS) spectrograph<sup>18</sup> from 23 November 2015 to 13 December 2016 UT.

On 19 June 2016 UT, MEarth-South detected an additional transit of LHS 1140b through the MEarth trigger; when combined with the radial velocities and our initial trigger, we identified three potential orbital periods. On the basis of one of these, the 24.738-day period, we back-predicted a third, low-signal-to-noise transit from 23 December 2014 UT (see Extended Data Fig. 1). With this ephemeris, we predicted a transit on 01 September 2016 UT, the egress of which was observed by the Perth Exoplanet Survey Telescope (PEST; see Methods). On 25 September 2016 and 20 October 2016 UT we obtained two complete transit observations with four of the eight MEarth-South telescopes.

We initially fitted our photometric transit and radial-velocity measurements simultaneously (see Methods). This fit serves as input to a comprehensive radial-velocity analysis that takes into account not only the reflex motion of the planet, but also the intrinsic variations of the host star via Gaussian process regression<sup>19,20</sup> (see Methods). We find that LHS 1140b has a mass  $6.65 \pm 1.82$  times that of Earth and a radius  $1.43 \pm 0.10$  times that of Earth, and orbits around LHS 1140 with a period of  $24.73712 \pm 0.00025$  days and an eccentricity that is constrained to be less than 0.29 (at 90% confidence; see Methods). In

<sup>1</sup>Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, Massachusetts 02138, USA. <sup>2</sup>CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), IPAG (Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble), F-38000 Grenoble, France. <sup>3</sup>Université Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France. <sup>4</sup>Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Versoix, Switzerland. <sup>5</sup>University of Colorado, 391 UCB, 2000 Colorado Avenue, Boulder, Colorado 80305, USA. <sup>6</sup>Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, Massachusetts 02138, USA. <sup>7</sup>Perth Exoplanet Survey Telescope, Perth, Western Australia, Australia. <sup>8</sup>Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d'Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France. <sup>9</sup>Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain. <sup>10</sup>Instituto de Astrofísica e Ciências do Espaço, Universidade do Porto, CAUP (Centro de Astrofísica da Universidade do Porto), Rua das Estrelas, 4150-762 Porto, Portugal. <sup>11</sup>Departamento de Física e Astronomia, Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Rua do Campo, Alegre, 4169-007 Porto, Portugal. <sup>12</sup>Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, USA.



**Figure 1 | Photometric transit and radial-velocity measurements of LHS 1140b.** **a**, Phase-folded transit observations from all transits (purple), with our transit model over-plotted as a red line. These data were binned in 160 3-min bins. Here we have corrected each individual light curve from each telescope with a zero-point offset, and with a linear correction for the air mass of the observation. For both full-transit observations we also apply a correction that is linear in time so that the flux level of LHS 1140 is equal before and after the transit. **b**, 144 measurements of the line-of-sight

(radial) velocity of LHS 1140 taken with the HARPS spectrograph (purple points, duplicate observations are shown in the shaded regions, error bars are  $1\sigma$ ). A value of zero corresponds to a radial velocity equal to that of the host star. We have removed variability due to stellar activity and plot only the radial-velocity perturbations induced by the planet, and have phase-folded the radial velocities to the orbital period. Our best-fitting Keplerian orbit is shown as the solid purple line.

Fig. 1, we show the phased and binned transit light curve for LHS 1140b and the phased radial-velocity curve; in Extended Data Fig. 1 we show each individual transit. Our phased radial-velocity curve shows the radial velocity from the influence of LHS 1140b only; the stellar contribution has been removed. In Table 1, we show the system parameters for LHS 1140 and LHS 1140b, with 68% confidence intervals on these parameters.

A simple structural model<sup>21</sup> consisting of a dense iron core surrounded by a magnesium silicate mantle can explain the observed mass and radius (see Fig. 2). Although our best fitting values imply a much higher iron core-mass fraction than that of Earth (0.7 compared to 0.3), our uncertainties on the mass and the radius can only rule out Earth-like compositions at  $2\sigma$  confidence. We conclude that LHS 1140b is a rocky planet without a substantial gas envelope.

We searched for additional planets both in the MEarth-South light curve and as periodic signals in the HARPS residuals. We did not find any compelling signals in these data. After subtracting the radial-velocity signal due to stellar rotation and LHS 1140b, the Lomb–Scargle periodogram of the residuals shows a series of broad peaks at periods greater than 60 days, possibly associated with stellar activity. At shorter periods, the highest peaks are the result of the window function of our radial-velocity observations (see Methods). We do not find any notable periodic signals or additional triggers that would be suggestive of another transiting planet, although planets smaller than LHS 1140b could elude detection.

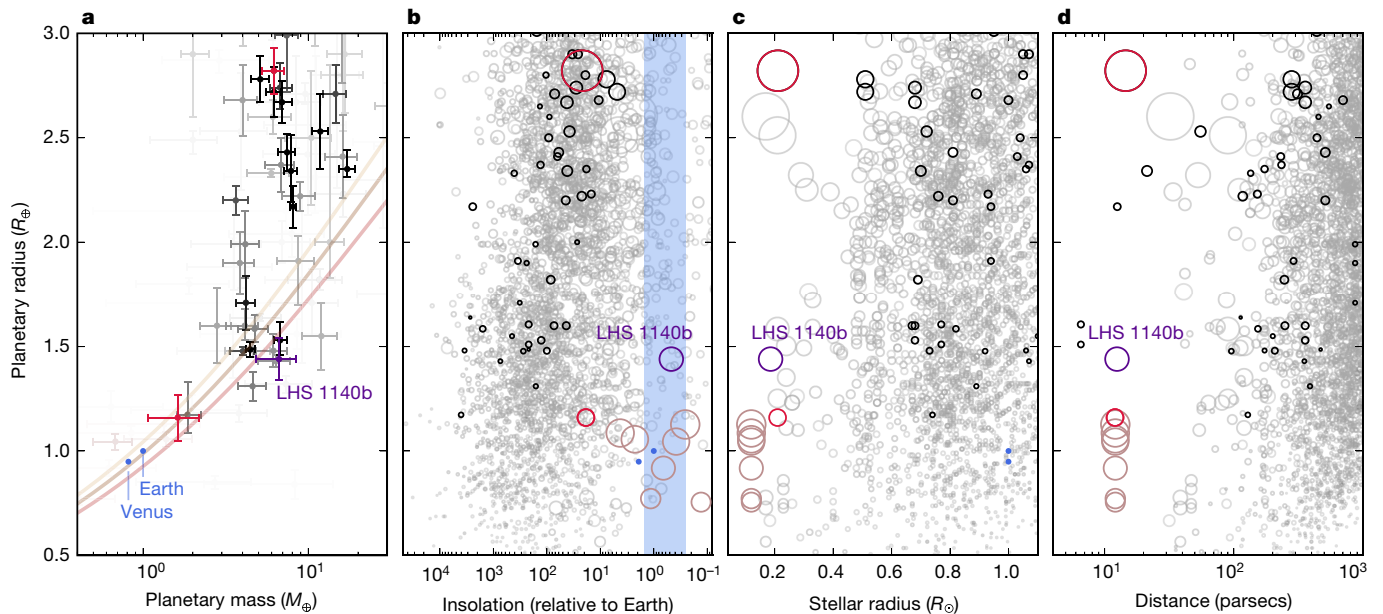
Compact, coplanar, multi-planet systems are common around M dwarfs<sup>22,23</sup>, and all coplanar objects at periods of less than the orbital period of LHS 1140b would also transit, although their size may be too small to have been detected. The surface density of the protoplanetary disk in which LHS 1140b formed may dictate the properties of any additional planets in this system. A high-surface-density disk may shorten the timescale for planet formation to be before the dissipation of the gaseous disk component, allowing otherwise terrestrial planets to accrete large envelopes of hydrogen and helium<sup>24</sup>. LHS 1140b does not have such a gaseous component, so it might formed from a low-surface-density disk, consistent with the low metallicity of the star, although in this scenario we would expect additional rocky worlds. Further radial-velocity and photometric monitoring of LHS 1140 is warranted.

A recent study<sup>8</sup> found that a planet orbiting an M dwarf could have surface temperatures that allow liquid water if it receives between

**Table 1 | System Parameters for LHS 1140**

Parameter	Value (median $\pm 1\sigma$ )
<b>Stellar parameters</b>	
RA (J2000)	00h 44min 59.3s
Dec. (J2000)	$-15^{\circ} 16' 18''$
Proper motion	$665.9 \pm 1.0$ mas yr <sup>-1</sup>
Position angle	$153.3^{\circ} \pm 0.16^{\circ}$
Photometry	$V = 14.18 \pm 0.03$ , $R = 12.88 \pm 0.02$ , $I_c = 11.19 \pm 0.02$ , $J = 9.612 \pm 0.023$ , $H = 9.092 \pm 0.026$ , $K_s = 8.821 \pm 0.024$ , $W1 = 8.606 \pm 0.022$ , $W2 = 8.391 \pm 0.019$ , $W3 = 8.235 \pm 0.022$ , $W4 = 8.133 \pm 0.265$
Distance to star, $D_*$	$12.47 \pm 0.42$ parsecs
Mass, $M_*$	$(0.146 \pm 0.019)M_{\odot}$
Radius, $R_*$	$(0.186 \pm 0.013)R_{\odot}$
Luminosity, $L_*$	$(0.002981 \pm 0.00021)L_{\odot}$
Effective temperature, $T_{\text{eff}}$	$3,131 \pm 100$ K
Metallicity, [Fe/H]	$-0.24 \pm 0.10$ ( $\pm 0.1$ systematic)
Age, $\tau_*$	$> 5$ Gyr
Rotational period, $P_{\text{rotation}}$	131 days
Systemic velocity, $\gamma_*$	$-13.23 \pm 0.60$ km s <sup>-1</sup>
<b>Transit and radial-velocity parameters</b>	
Planet-to-star radius ratio, $R_p/R_*$	$0.0708 \pm 0.0013$
Inclination, $i$	$89.912^{\circ} \pm 0.071^{\circ}$
Radial-velocity semi-amplitude, $K_b$	$5.34 \pm 1.1$ m s <sup>-1</sup>
Eccentricity, $e_b$	$< 0.29$ (90% confidence)
Period, $P$	$24.73712 \pm 0.00025$ days
Time of mid-transit, $T_0$	$2,456,915.6997 \pm 0.0054$ HJD
Scaled orbital distance, $a/R_*$	$101.0 \pm 6.0$
<b>Derived planetary parameters</b>	
Mass, $M_p$	$(6.65 \pm 1.82)M_{\oplus}$
Radius, $R_p$	$(1.43 \pm 0.10)R_{\oplus}$
Density, $\rho_p$	$12.5 \pm 3.4$ g cm <sup>-3</sup>
Escape velocity, $v_{\text{esc}}$	$24.0 \pm 2.7$ km s <sup>-1</sup>
Surface gravity, $g_p$	$31.8 \pm 7.7$ m s <sup>-2</sup>
Equilibrium temperature (0 albedo), $T_{\text{eq}}$	$230 \pm 20$ K
Semi-major axis	$0.0875 \pm 0.0041$ AU

RA, right ascension; dec., declination;  $M_{\odot}$ ,  $R_{\odot}$  and  $L_{\odot}$  are the mass, radius and luminosity, respectively, of the Sun;  $M_{\oplus}$  and  $R_{\oplus}$  are the mass and radius, respectively, of Earth; HJD, heliocentric Julian date.



**Figure 2 | Masses, radii, distances, insolation and stellar size of known transiting planets.** **a**, The mass and radius of LHS 1140b indicate a terrestrial composition. Other planets with measured masses and radii are shown, with darker points indicating smaller density uncertainties. The red points correspond to GJ 1214b (top) and GJ 1132b (below LHS 1140b). Error bars,  $1\sigma$ . Mass–radius curves for two-layer rocky planets with 0%, 25% and 50% of their mass in iron cores are shown as solid lines. **b–d**, Planetary radius versus insolation, stellar radius and distance, respectively. Planets with dynamical mass determinations are shown in black; those without are shown in grey. The red data correspond

to GJ 1214b and GJ 1132b, as in **a**, and the darker red circles to the TRAPPIST-1 planets; these are the nearby planets around small stars that are most accessible to characterization by the James Webb Space Telescope (JWST), as indicated in **c** and **d**. The shaded region in **b** is the M-dwarf habitable zone<sup>9</sup>. We note that this habitable zone is only appropriate for planets orbiting M dwarfs, and most of the planets in this diagram orbit much larger stars. The area of each circle is proportional to the transit depth and hence observational accessibility. LHS 1140b has a lower insolation than Earth, and orbits a small star 12 parsecs from the Sun, making it a temperate, rocky planet that may be accessible to atmospheric characterization.

0.2 and 0.8 times the insolation that Earth receives from the Sun. LHS 1140b currently receives 0.46 times Earth's insolation, and we estimate its age to exceed 5 Gyr (see Methods). In its youth, LHS 1140 was more luminous, and a larger fraction of its spectrum was released at ultraviolet wavelengths. During this period, the atmosphere of LHS 1140b was therefore subjected to increased irradiance and greater levels of ionizing radiation, and LHS 1140b probably did not enter the liquid-water, habitable zone until approximately 40 Myr after the formation of the star<sup>9</sup>. This amount of time may have been sufficient for the atmosphere to have experienced a runaway greenhouse, with water being dissociated in the upper atmosphere and the hydrogen permanently lost to atmospheric escape<sup>9</sup>. If so, then the planet's atmosphere would be dominated by abiotic  $O_2$ ,  $N_2$  and  $CO_2$ . However, recent work has suggested that super-Earths can have an extended magma-ocean phase<sup>10</sup>, in which case the timescale over which LHS 1140b outgassed its secondary atmosphere may have exceeded the time for the star to reach its current luminosity. In this scenario, volatiles such as  $H_2O$  would have remained in the mantle of the planet until after the host star dimmed and its fractional ultraviolet emission decreased. Inferences of the history of the atmosphere would be strengthened with better observational constraints on the emission of M dwarfs at young ages, and with more detailed models of the initial composition of the atmosphere from outgassing and the delivery of volatiles through late-stage cometary impacts. Observations of the current ultraviolet emission of LHS 1140 by the Hubble Space Telescope will be able to be used to assess the current high-energy flux that is infringing upon LHS 1140b, and will be helpful in determining the current habitability of LHS 1140b and constraining any ongoing atmospheric escape from the planet.

**Online Content** Methods, along with any additional Extended Data display items and Source Data, are available in the online version of the paper; references unique to these sections appear only in the online paper.

Received 22 December 2016; accepted 9 March 2017.

- Henry, T. J. *et al.* The solar neighbourhood. XVII. Parallax results from the CTIOPI 0.9 m program: 20 new members of the RECONS 10 parsec sample. *Astron. J.* **132**, 2360–2371 (2006).
- Rodler, F. & López-Morales, M. Feasibility studies for the detection of  $O_2$  in an Earth-like exoplanet. *Astrophys. J.* **781**, 54 (2014).
- Snellen, I. A. G. *et al.* Finding extraterrestrial life using ground-based high-dispersion spectroscopy. *Astrophys. J.* **764**, 182 (2013).
- Dressing, C. D. & Charbonneau, D. The occurrence of potentially habitable planets orbiting M dwarfs estimated from the full *Kepler* dataset and an empirical measurement of the detection sensitivity. *Astrophys. J.* **807**, 45 (2015).
- Anglada-Escudé, G. *et al.* A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature* **536**, 437–440 (2016).
- Gillon, M. *et al.* Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. *Nature* **533**, 221–224 (2016).
- Gillon, M. *et al.* Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1. *Nature* **542**, 456–460 (2017).
- Kopparapu, R. K. *et al.* Habitable zones around main sequence stars: new estimates. *Astrophys. J.* **765**, 131 (2013).
- Luger, R. & Barnes, R. Extreme water loss and abiotic  $O_2$  buildup on planets throughout the habitable zones of M dwarfs. *Astrobiology* **15**, 119–143 (2015).
- Schaefer, L. *et al.* Predictions of the atmospheric composition of GJ 1132b. *Astrophys. J.* **829**, 63 (2016).
- Nutzman, P. *et al.* Design considerations for a ground-based transit search for habitable planets orbiting M dwarfs. *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **120**, 317–327 (2008).
- Irwin, J. M. *et al.* The MEarth-North and MEarth-South transit surveys: searching for habitable super-Earth exoplanets around nearby M-dwarfs. In *Proc. 18th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* (eds van Belle, G. & Harris, H. C.) 767–772 (2015).
- Berta, Z. K. *et al.* Transit detection in the MEarth survey of nearby M dwarfs: bridging the clean-first, search-later divide. *Astron. J.* **144**, 145 (2012).
- Winters, J. G. *et al.* The solar neighbourhood. XXXVIII. Results from the CTIO/SMARTS 0.9m: trigonometric parallaxes for 151 nearby M dwarf systems. *Astron. J.* **153**, 14 (2017).
- Skrutskie, M. F. *et al.* The Two Micron All Sky Survey (2MASS). *Astron. J.* **131**, 1163–1183 (2006).
- Benedict, G. F. *et al.* The solar neighbourhood. XXXVII. The mass-luminosity relation for main-sequence M dwarfs. *Astron. J.* **152**, 141 (2016).
- Boyajian, T. S. *et al.* Stellar diameters and temperatures. II. Main-sequence K- and M-stars. *Astrophys. J.* **757**, 112 (2012).
- Mayor, M. *et al.* Setting new standards with HARPS. *The Messenger* **114**, 20–24 (2003).

## Résumé

Depuis la première détection d'une planète extrasolaire autour d'une étoile de type solaire par Mayor et Queloz (1995), plus de 3000 planètes ont été découvertes. La découverte de planètes de type terrestre et la recherche de biomarqueurs dans leur atmosphère sont parmi les principaux objectifs de l'astronomie du XXI<sup>ème</sup> siècle. Nous nous tournons vers la découverte et la caractérisation des planètes situées dans la zone habitable de leur étoile hôte.

La méthode des vitesses radiales (VRs) consiste à mesurer le mouvement réflexe de l'étoile induit par des planètes en orbite. D'autre part, grâce à la photométrie, on peut mesurer la diminution de flux reçu lors du passage d'une planète entre l'étoile ciblée et notre télescope : Il s'agit alors d'un transit. Ces techniques sont complémentaires pour mieux comprendre les systèmes extrasolaires. Cependant, pour atteindre les précisions nécessaires à la détection de Terres ou super-Terres, il est nécessaire de concevoir des instruments très stables, de comprendre les effets systématiques dus à l'atmosphère et tenter de les corriger.

La recherche de planètes orbitant autour des étoiles de faibles masses permet d'atteindre dès aujourd'hui des planètes telluriques dans la zone habitable. En effet, en gardant tout autre paramètre égal, le mouvement réflexe (et donc l'amplitude de la variation VR) sera plus grand. De même, un transit sera plus profond si l'étoile centrale est une naine M que pour une étoile de type solaire. De plus, ces étoiles ont une plus faible luminosité que les étoiles de type solaire. Il en résulte que les planètes dans la zone habitable ont des périodes orbitales plus courtes ( $\sim 50$  jours pour les naines M contre  $\sim 360$  jours pour des étoiles de type solaire).

Cette thèse s'inscrit dans une démarche de détections et de caractérisations de planètes en zone habitable de naines M. Pour cela, j'ai observé des naines M avec le spectrographe HARPS, permettant la découverte ou la caractérisation de 24 planètes, qui pourront servir à constituer ou préciser les catalogues de suivi photométriques.

En particulier, le projet ExTrA vise à utiliser la photométrie pour détecter des transits en utilisant une nouvelle méthode : la spectrophotométrie différentielle. Elle permet d'améliorer la qualité des courbes de lumière en s'affranchissant d'effets systématiques causés par l'atmosphère. J'introduis l'un d'eux : l'extinction atmosphérique de second ordre et simule cet effet pour la première fois en fonction de divers paramètres d'observations (des conditions atmosphériques aux étoiles ciblées).

Je formalise ensuite la technique de spectrophotométrie et simule le gain apporté par la résolution spectrale sur la précision photométrique. Ces simulations prennent en compte les conditions atmosphériques les plus impactantes pour l'effet de couleur (la masse d'air, la quantité de vapeur d'eau) mais également le type d'étoile ciblé (température, gravité, activité) et la résolution spectrale ( $R < 4000$ ).

Enfin, il n'existait pas de méthodes numériques spécifiques au projet ExTrA pour traiter les données de spectrophotométrie. Avec l'objectif de corriger les effets systématiques restants dans les courbes de lumière tout en ajustant d'éventuels transits, j'ai développé un nouvel algorithme et j'en expose les premiers résultats.

Anaël Wünsche