

# *Photométrie de haute précision dans l'infrarouge d'exoplanètes en transit*

## THESE

présentée en vue de l'obtention du grade de

**Docteur en Sciences**

par

**Audrey LANOTTE**

Soutenue publiquement le 12 octobre 2015 devant le Jury composé de :

*Président :* Pr. Denis GRODENT (Université de Liège)  
*Promoteur :* Pr. Pierre MAGAIN (Université de Liège)  
*Examineurs :* Dr. Olivier ABSIL (Université de Liège)  
Dr. Brice-Olivier DEMORY (Université de Cambridge)  
Dr. David EHRENREICH (Université de Genève)  
Dr. Michaël GILLON (Université de Liège)  
Dr. Emmanuël JEHIN (Université de Liège)

Crédit des illustrations de couverture :

- Première page de couverture : NASA/JPL-Caltech
- Quatrième page de couverture : ESO/ Y. Beletsky

## Résumé

---

Pour les hommes en quête de sens, l'exploration de nouvelles terres a été et est certainement encore l'un des plus grands défis possibles. Aujourd'hui ces nouveaux mondes dont nous parlons sont éloignés de plusieurs années lumière, et sont appelés exoplanètes. Découvertes récemment, il est désormais possible d'étudier les structures de ces dernières, de même que leurs compositions et propriétés atmosphériques, sans même devoir résoudre leur lumière de celle de leur étoile hôte : c'est en effet possible lorsque ces planètes passent régulièrement devant (transit) et derrière (occultation) leur étoile hôte par rapport à notre angle de vue.

L'étude des exoplanètes et de leur atmosphère est de première importance. Elle pourrait nous renseigner sur les conditions présentes lors de leur formation et de leur évolution, et ainsi même nous aider à mieux caractériser les planètes du système solaire. La détermination des propriétés orbitales et atmosphériques des exoplanètes en transit fait partie des principaux objectifs de cette thèse. Nous utilisons ainsi des observations dans le domaine infrarouge, siège de nombreuses transitions de molécules constituant leurs atmosphères. Cependant plusieurs effets systématiques propres aux détecteurs infrarouges, en particulier ceux à bord du télescope spatial *Spitzer* (3,6–24  $\mu\text{m}$ ), ont déjà conduit à différentes conclusions quant à la nature atmosphérique de la planète étudiée, selon la façon de traiter les données.

Ainsi, ce travail de thèse se concentre également sur le traitement et l'analyse des données photométriques infrarouges de haute précision, afin d'obtenir des mesures rigoureuses, non ambiguës et pouvant permettre la caractérisation des exoplanètes, notamment via la reconstitution de leur spectre d'émission et de transmission. Par la même occasion, nous tentons de mieux comprendre le comportement des instruments infrarouges en vue des futures missions dans ce domaine de longueur d'onde, tel le télescope spatial *James Webb*. Notre travail s'articule en guise d'application autour de la caractérisation du système planétaire de GJ 436 par le traitement et la réanalyse des observations *Spitzer* et de CoRoT-2 à l'aide d'observations au sol et *Spitzer*.

A ces fins, nous employons et optimisons le programme de photométrie de déconvolution partielle DECPHOT, idéal pour séparer les contributions des flux des étoiles entre elles et de celle du ciel, particulièrement importante en infrarouge.

Parallèlement, nous perfectionnons la technique de photométrie d'ouverture. En aval de ces traitements de données, nous exploitons un algorithme de Monte Carlo de chaînes de Markov, développé dans l'équipe de Liège, pour analyser les courbes de lumière produites par ces deux techniques de mesure photométrique, et en complément des courbes de vitesses radiales également disponibles pour les deux systèmes étudiés. Nous enrichissons cet algorithme d'une nouvelle manière de modéliser un des effets systématiques de *Spitzer*, ainsi que d'un modèle de courbe de phase adapté pour une orbite excentrique.

Notre analyse de GJ 436b écarte la présence des compagnons candidats planétaires proposés récemment dans la littérature. Contrairement aux études antérieures aux résultats contradictoires, nous mesurons une profondeur d'occultation à  $3,6 \mu\text{m}$  indépendante de la manière de construire la courbe de lumière, grâce à notre modélisation de l'effet intrapixel. Nos résultats indiquent ainsi une faible variabilité de son étoile hôte et suggèrent une atmosphère riche en métaux. L'étude de CoRoT-2 b conduit à une mesure d'émission très élevée à  $2,09 \mu\text{m}$ , signalant une atmosphère en non-équilibre thermodynamique local et/ou chimique. Elle pourrait indiquer l'émission de  $\text{H}_3^+$ , résultant d'une émission stellaire ultraviolette intense ou d'aurores planétaires.

## Abstract

---

The exploration of new lands has always been and is still an appealing quest of the Mankind. Today, these new worlds we are talking about are several light years away from us, and are called exoplanets. Recently discovered, it is possible to study their structures, as well as their atmospheric compositions and properties, without the need to resolve their light from their host star. This is indeed possible when a planet regularly pass in front (transit) or behind (occultation) its host star from our point of view.

The study of exoplanets and of their atmosphere is of prime importance. It could inform us on present conditions during their formation and evolution, and thus help us to characterise planets in our own Solar system. The characterisation of the orbital and atmospheric properties of transiting exoplanets is among the main goal of this thesis. We use observations in the infrared band, wherein exoplanet spectra present many atmospheric molecular transition features. However several infrared instrument systematics, particularly those on-board the *Spitzer* telescope (3.6–24  $\mu\text{m}$ ), have already led to divergent conclusions on the nature of planetary atmospheres it targeted, depending on the way these systematics were treated.

Hence this thesis focuses on the high-precision infrared data reduction and analysis of transiting exoplanets. Our goal is to obtain accurate and non-ambiguous measurements for the characterisation of exoplanets through the recombination of their emission and transmission spectra. Meanwhile, we attempt to better understand the behaviour of infrared detectors in preparation for future missions in this wavelength range, such as the *James Webb Space Telescope*. This work is organised around the characterisation of the GJ 436 planetary system based on the data reduction and reanalysis of *Spitzer* observations and of CoRoT-2 with the help of ground-based and *Spitzer* observations.

We use and optimise the partial deconvolution photometry program DECPHOT, fully appropriate to separate the stellar flux contributions from each other and from that of the sky, which is particularly important in the infrared. Besides, we improve aperture photometry. Then we use the Markov chain Monte Carlo algorithm developed by the Liège team to analyse the light curves produced by these two measurement techniques, in addition to radial velocity measurements that

were also available for these systems. We introduce new features, including a modelisation of one of the *Spitzer* systematics, and a phase curve model adapted to eccentric planetary orbit.

Our GJ 436b analysis rules out the presence of the two planetary companion candidates proposed recently in the literature. Contrary to former studies that were in disagreement, we measure an occultation depth at  $3.6 \mu\text{m}$  that is independent of the light curve reduction, thanks to our modelisation of the intrapixel effect. We point out a weak stellar activity of its host star and suggest a metal rich atmosphere. Our CoRoT-2 b study leads to a very high emission measurement at  $2.09 \mu\text{m}$ , which highlights an atmosphere in chemical and/or local thermodynamical disequilibrium. It may indicate the emission of  $\text{H}_3^+$ , which results from high extreme UV stellar radiation or planetary aurora emission.







## Remerciements

---

Cette thèse n'est pas seulement le résultat d'un travail personnel, mais a été rendue possible grâce à l'aide et le soutien de beaucoup de mes collègues, amis et famille. En premier lieu, je souhaite exprimer ma sincère gratitude à Pierre Magain, promoteur de cette thèse. Quelle coïncidence de savoir que vous êtes le premier astrophysicien que j'ai rencontré ! Etant expert en statistique, pourriez-vous estimer cette probabilité ? Merci de m'avoir proposé de travailler dans le domaine si passionnant de l'exoplanétologie avec Michaël Gillon et élargi mes connaissances en traitement des données. Mes remerciements se tournent naturellement vers toi Michaël. Merci pour ton aide, ta rigueur, ta franchise, tes nombreuses relectures et le suivi particulier que tu as apportés en cette fin de thèse. Tout cela m'a permis d'atteindre les objectifs de celle-ci.

Je tiens à remercier les membres du Jury de cette thèse, Dr. Olivier Absil, Dr. David Ehrenreich, Dr. Brice-Olivier Demory, Pr. Denis Grodent et Dr. Emmanuel Jehin, d'avoir accepté de lire, de commenter et d'évaluer mon travail.

Merci à vous, les anciens et nouveaux membres du groupe ATI rebaptisé OrCA, de même que le groupe ASTA, pour tous nos temps de midi, pots et partages scientifiques. Beaucoup de monde est passé depuis mon arrivée dans le groupe, et je m'excuse à l'avance pour ceux que j'aurais malencontreusement oubliés. Merci à Cyrielle, Clémentine, Géraldine, Judith, Géraldine, Valérie V., Virginie, Benoit, Gaël, et Yannick. Merci en particulier aux "exoplanet girls" Laetitia et Monika pour votre aide et vos conseils scientifiques précieux, particulièrement durant ma fin de thèse. Laetitia, merci pour tes quelques relectures ultra approfondies. Tu es la prochaine, good luck pour la suite !

Merci à l'ensemble des doctorants et des membres du Département AGO pour l'accueil dont vous avez fait preuve.

Merci particulièrement à toi Josefina pour toutes nos discussions sur les naines rouges, le temps que tu as passé avec moi et l'énergie que tu as dépensée pour me trouver des références. Merci bien entendu à vous Arlette et Thierry pour toutes les réponses que vous m'avez apportées quant à l'évolution stellaire et aux paramètres

stellaires fondamentaux. Ce fut important de pouvoir compter sur votre aide.

Merci à toi Sandrine, déjà rien que d'avoir mis mon nom sur la porte du bureau qui allait devenir le mien. Je me suis directement sentie accueillie au sein du groupe. Ton aide en informatique a réellement été un plus durant ma thèse.

Merci à toi Eva, de m'avoir directement accueillie dans ton bureau et insérée dans la communauté des doctorants avec les fameuses pauses thés du +2. Ca a été un véritable plaisir de partager nos passions pour l'astro dès notre deuxième année de candidature. Merci pour ces beaux moments, ton aide, ton soutien quotidien et ton amitié.

Merci à toi Alice d'avoir accepté de partager mon bureau. Merci également pour ton soutien quotidien, tes conseils, et ton amitié. Nous avons eu de bons fous rires ensemble. Tu as clairement laissé un vide en partant à Paris. C'était super de t'y revoir à la fondation Biermans-Lapôtre ou ici à l'Institut.

Merci à vous Aurélie, Katerina, Maité, Marie, Tatyana, Bertrand, Jean-Christophe et Mehdi pour les liens que nous avons tissés au cours de ces années de thèse, dans les rires et les moments plus difficiles, et qui j'espère continueront à se prolonger au fil du temps.

Merci à l'ensemble de l'équipe pédagogique en physique pour l'ambiance positive que j'ai ressentie tout au long de mon poste d'assistante. Merci à toi Sarah pour l'équipe d'assistantes que nous avons formée en bac VT, un véritable plaisir de travailler avec toi. Merci à Ariane, Angeliki, Mélanie, Stéphanie, Valérie C., Denis T., Eric M., et Maxime H. pour nos différents échanges et les liens que nous avons eus. Merci à toi Christelle pour l'arrangement des horaires et toute l'organisation facilitant le travail, à toi Christine pour ton grand sourire et à toi Jacqueline pour toutes tes attentions.

Merci à vous Marie-Line pour votre aide chaleureuse à la bibliothèque.

Merci à l'équipe de Science et Culture avec qui j'ai travaillé en parallèle au début de ma thèse, particulièrement à Mr Moreau, Hervé et Bernard. Vous avez

fortifié ma confiance en moi et montré une autre vision des sciences physiques.

Merci à vous les amis avec qui je peux entièrement me déconnecter et revenir sur Terre, Anne-Sophie, Aline, Charlotte, Florence, Jessica, Lidwine, Ophélie, Tchitchi, François, François-Philippe, Julien<sup>2</sup> et Sylvain.

Merci à vous la famille qui avez toujours cru en moi. Je vous dois tellement depuis l'enfance, que les mots qui suivent paraissent plats. Maman, Papa, merci de m'avoir donné l'envie de savoir toujours plus, fait confiance dans le choix de mes études et de m'avoir soutenue. Vous avez toujours eu les mots qu'il me fallait entendre. Kelly, ma petite soeur qui a fait bien du chemin, tu es la grande maintenant, maman de deux vrais joyaux. Merci d'être simplement toi, une vraie soeur complice. Merci à mes grands-parents d'avoir toujours eu le coeur sur la main. Mamie Nelly et Petit-Coeur, je sens que vous êtes toujours là quand il le faut. Mamie, tu as enfin un Docteur dans la famille même s'il ne s'agit pas de la formation que tu avais imaginée. Mamie Ghislaine, je n'oublierai jamais mes vacances à Straimont où tu t'occupais de moi comme une princesse.

Merci à toi Claudine pour ta bienveillance et ta relecture soignée. Merci à toi et Joseph de m'avoir accueillie chaleureusement au sein de votre famille.

Merci évidemment à toi Sébastien, ma star à moi dans tous les sens du terme. Sans toi, ce manuscrit n'aurait très certainement pas abouti à ce qu'il est aujourd'hui. Ton soutien hors pair a été sans faille et sans relâche. Merci d'avoir fait un maximum d'être présent malgré ton post-doc à Paris. Merci pour tes très nombreuses relectures et tes conseils extrêmement avisés que tu n'as cessé de me prodiguer jusqu'au bout. Un véritable Docteur ! Au delà de ces qualités hors normes, tu es la personne que j'attendais avec impatience. Tu me permets de m'épanouir. Mon confident, mon amour, mon meilleur ami, tu éclaires ma vie tous les jours. Je peux tout partager avec toi. Tu ne cesses chaque jour de m'émerveiller par toutes tes qualités. Je t'Aime, ton amoureuse.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>xv</b>
Contexte de recherche . . . . .	xvii
Vers une meilleure précision des mesures photométriques infrarouges . . . . .	xx
Plan de la thèse . . . . .	xxii
<b>1 Les exoplanètes et leurs méthodes de détection</b>	<b>1</b>
1.1 Vitesses radiales . . . . .	3
1.2 Astrométrie . . . . .	13
1.3 Transit . . . . .	15
1.4 Chronométrie des pulsars . . . . .	25
1.5 Imagerie directe . . . . .	26
1.6 Micro-lentille gravitationnelle . . . . .	35
1.7 Variation orbitale de la brillance . . . . .	39
1.8 Vision générale et perspectives . . . . .	39
<b>2 Planètes en transit</b>	<b>47</b>
2.1 Courbe de lumière . . . . .	49
2.1.1 Assombrissement centre-bord de l'étoile . . . . .	51
2.1.2 Impact de la variabilité stellaire . . . . .	54
2.1.3 Transit . . . . .	59
2.1.4 Occultation . . . . .	60
2.1.5 Courbe de phase . . . . .	61
2.2 Structure de la planète . . . . .	70
2.3 Spectre de transmission . . . . .	73
2.4 Mesure de l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire par rapport à l'orbite .	78
2.5 Emission planétaire . . . . .	83

2.6	Etude des phases et de la circulation atmosphérique . . . . .	91
<b>3</b>	<b>L'infrarouge</b>	<b>93</b>
3.1	Le ciel vu en infrarouge . . . . .	94
3.2	Caractéristiques générales des détecteurs infrarouges . . . . .	99
3.3	Description des instruments et des observatoires . . . . .	105
3.3.1	L'instrument HAWK-I du VLT . . . . .	105
3.3.2	Le télescope spatial <i>Spitzer</i> . . . . .	106
3.4	Particularité de l'astronomie infrarouge . . . . .	111
3.5	Effets systématiques . . . . .	121
3.5.1	Effet de sensibilité inter-pixel . . . . .	122
3.5.2	Effet de pixellisation . . . . .	122
3.5.3	Effet de sensibilité intra-pixel . . . . .	128
3.5.4	Effet de "rampe" . . . . .	137
3.5.5	Variation stellaire et du ciel . . . . .	138
<b>4</b>	<b>Outils pour la réduction et l'analyse des données</b>	<b>141</b>
4.1	Pré-réduction . . . . .	141
4.2	Photométrie de déconvolution . . . . .	144
4.2.1	Base de la méthode . . . . .	144
4.2.2	Utilisation . . . . .	147
4.2.3	Application aux données <i>Spitzer</i> (espace) . . . . .	150
4.2.4	Application aux données HAWK-I (sol) . . . . .	153
4.3	Photométrie d'ouverture : le pipeline EXOPHOT . . . . .	155
4.3.1	Photométrie d'ouverture pour les images <i>Spitzer</i> en subarray . . . . .	155
4.3.2	Photométrie d'ouverture pour les images en mode full-array . . . . .	166
4.3.3	Photométrie d'ouverture pour les images HAWK-I . . . . .	166
4.4	Analyse de l'effet de centrage sur la qualité des courbes de lumière . . . . .	168
4.5	Déconvolution partielle vs photométrie d'ouverture . . . . .	169
4.6	Calcul de la dilution d'une étoile dû à un compagnon visuel . . . . .	170
4.7	Analyse : l'algorithme Monte Carlo par chaînes de Markov . . . . .	173
4.7.1	Intérêt du MCMC . . . . .	179
4.7.2	Prise en compte du bruit . . . . .	180
4.7.3	En pratique . . . . .	182

4.8	Recherche d'une planète en transit . . . . .	183
<b>5</b>	<b>GJ 436b</b>	<b>191</b>
5.1	Introduction . . . . .	192
5.2	Etoile GJ 436 . . . . .	196
5.2.1	Détermination de la température et de la métallicité . . . . .	196
5.2.2	Détermination de la masse . . . . .	197
5.2.3	Détermination de l'âge . . . . .	199
5.2.4	Activité stellaire . . . . .	201
5.3	Observation et réduction des données . . . . .	202
5.4	Analyse des données . . . . .	213
5.5	Analyse de structures pouvant s'apparenter à des éruptions stellaires . . . . .	222
5.6	Recherche d'un compagnon planétaire . . . . .	224
5.6.1	Les courbes de lumière résiduelles . . . . .	225
5.6.2	Discussion sur les candidats proposées par une étude antérieure . . . . .	227
5.6.3	La courbe résiduelle des vitesses radiales . . . . .	230
5.6.4	Résultats actuels . . . . .	230
5.7	Analyse atmosphérique . . . . .	232
5.7.1	Spectre d'émission . . . . .	232
5.7.2	Spectre de transmission . . . . .	235
5.7.3	Circulation atmosphérique . . . . .	235
5.7.4	Discussion . . . . .	237
5.8	Conclusions et perspectives . . . . .	238
<b>6</b>	<b>CoRoT-2b</b>	<b>243</b>
6.1	Introduction . . . . .	244
6.2	L'étoile hôte . . . . .	246
6.3	Observations et réductions de données . . . . .	252
6.3.1	Photométrie HAWK-I . . . . .	252
6.3.2	Photométrie IRAC . . . . .	255
6.4	Analyse des données . . . . .	258
6.5	Discussion . . . . .	264
6.6	Conclusion . . . . .	275
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>277</b>

<b>Annexes</b>	<b>287</b>
<b>Autres observations HAWK-I</b>	<b>289</b>
WASP-4 . . . . .	289
CoRoT-1 . . . . .	294
<b>Collaborations scientifiques</b>	<b>303</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>307</b>



# Introduction

La pensée de l'homme est très souvent en avance sur son temps. Ainsi le philosophe et poète romain Lucrèce songeait dès le premier siècle avant J.-C. :

*“Hunc unum terrarum orbem caelumque creatum, nil agere illa foris tot corpora materiai (...) quare etiam atque etiam talis fateare necesse est esse alios alibi congressus materiai, qualis hic est”*

De rerum natura, II, v. 1056 et seq.

\* \* \*

*“Est-il possible de croire que notre globe et notre firmament aient été seuls créés et qu'au delà il n'y ait qu'oisiveté pour la multitude des atomes ? (...) Il te faut donc convenir, je le redis, qu'il s'est formé ailleurs d'autres agrégats de matière semblables à ceux de notre monde”*

De la nature des choses, II, v. 1056 et seq.

D'autres illustres penseurs ont soutenu ce paradigme, tels Giordano Bruno et Newton aux 16<sup>e</sup> et 17<sup>e</sup> siècles, respectivement. Pourtant il faut attendre le 19<sup>e</sup> siècle et les progrès observationnels pour que soient revendiquées les premières détections “de ces nouveaux mondes” (ex. : Jacob, 1855), qui cependant s'avèreront erronées. Cette passionnante quête n'a connu son aboutissement que très récemment, en 1995, par la première détection confirmée d'une exoplanète en orbite autour d'une étoile de type solaire (Mayor & Queloz, 1995). La preuve était faite, elles existent bel et bien ! Grâce aux avancées technologiques, on assiste depuis à un “planet boom”, c'est-à-dire la découverte d'une profusion de planètes extrasolaires (ex. : Rowe et al., 2014) : près de 2000 planètes à l'heure d'écrire ces lignes. Ces dernières présentent une très riche diversité, dont les caractéristiques de certaines sont une

véritable surprise. Il est intéressant de noter que les philosophes antiques n'étaient décidément pas à court d'idées puisque, déjà le Grec Epicure déclarait :

"Ἄλλὰ μὴν καὶ κόσμοι ἄπειροὶ εἰσιν, οἳ θ' ὅμοιοι τούτῳ καὶ ἀνόμοιοι. Αἱ τε γὰρ ἄτομοι ἄπειροὶ οὔσαι, ὡς ἄρτι ἀπεδείχθη, φέρονται καὶ πορρωτάτω. Οὐ γὰρ κατανήλωνται αἱ τοιαῦται ἄτομοι, ἐξ ὧν ἂν γένοιτο κόσμος ἢ ὑφ' ὧν ἂν ποιηροίη, οὔτ' εἰς ἓνα οὔτ' εἰς πεπερασμένους, οὔθ' ὅσοι τοιπῦτοι οὔθ' ὅσοι διάφοροι τούτοις. Ὡστε οὐδὲν τὸ ἐμποδοστατήσόν ἐστι πρὸς τὴν ἀπειρίαν τῶν κόσμων.

Επιστολή προς Ηρόδοτον, §45

\* \* \*

*“Les mondes de même sont en nombre infini, aussi bien ceux qui ressemblent au nôtre que ceux qui en diffèrent. En effet, les atomes étant en nombre infini, comme il vient d'être démontré, ils sont aussi emportés extrêmement loin. Car ces atomes qui donnent naissance à un monde, ou qui le constituent, ne sont pas épuisés par la formation d'un seul monde ou de plusieurs en nombre fini, ni par tous ceux qui se ressemblent, ni par tous ceux qui diffèrent de ces derniers. Rien, par conséquent, ne s'oppose à l'existence d'une infinité de mondes.”*

Lettre à Hérodote, §45

Ainsi, la richesse du zoo exoplanétaire a bouleversé notre conception de la formation des systèmes planétaires suite, notamment, aux nombreuses planètes détectées d'une taille comparable à celle de Jupiter et ayant une période orbitale inférieure à la période de Mercure (85 jours, Deming & Seager, 2009). Aujourd'hui les progrès des techniques et observations permettent d'établir une première statistique des populations des exoplanètes (ex. : Winn & Fabrycky, 2014). On pense ainsi qu'une étoile de type solaire sur deux a un système de plusieurs planètes dont la période orbitale est inférieure à 85 jours (Fressin et al., 2013). Nous sommes par ailleurs actuellement à la croisée des chemins de l'exoplanétologie. Les spectrographes tels que HIRES (Butler et al., 1996) et HARPS (Mayor et al., 2003), les télescopes spatiaux *CoRoT* (Baglin et al., 2006) et *Kepler* (Borucki et al., 2010) et les projets au sol comme HAT (Bakos et al., 2004) et WASP (Pollacco et al., 2006), ont ouvert la voie à de nombreuses détections d'exoplanètes. Celles-ci devraient

encore connaître une évolution significative très prochainement notamment grâce aux missions TESS (Ricker et al., 2014) et PLATO (Rauer et al., 2014). A côté de ces outils, les grands observatoires au sol (ex. : Hale Telescope, Canada-France-Hawaii Telescope, Very Large Telescope, GranTeCan) et surtout les missions spatiales *Spitzer* (Werner et al., 2004) et *Hubble* nous permettent à présent de diriger nos efforts vers la compréhension des atmosphères de ces nouveaux mondes. Ces premières études atmosphériques sont une excellente préparation aux futures données des télescopes géants en préparation, tels le *JWST* (Gardner et al., 2006) et l'E-ELT (ex. : Gilmozzi & Spyromilio, 2007), ou encore de la mission présélectionnée *ARIEL*<sup>1</sup> (anciennement EChO, Tinetti et al., 2015).

Nonobstant ce rôle préparatoire, la caractérisation des atmosphères exoplanétaires est de première importance en elle-même. Elle devrait en effet nous renseigner sur les conditions présentes lors de la formation de la planète de même que son évolution. Si la masse et le rayon planétaires sont connus, elle contraint également partiellement l'intérieur de la planète, voire le cœur des géantes (Madhusudhan et al., 2014). On s'attend en outre à observer une variété importante de compositions et de propriétés atmosphériques (Seager & Lissauer, 2010). Malgré l'absence de Neptunes et de Jupiters chauds dans notre système solaire, la comparaison de leurs atmosphères (entre elles et) avec celles du système solaire pourrait nous informer sur la distribution des éléments chimiques élémentaires de ces dernières : par exemple, les rapports O/H et C/O devraient être plus facilement mesurés sur les Jupiters chauds et sont difficilement estimés dans les géantes de notre système (Madhusudhan et al., 2014).

## Contexte de recherche

---

Plusieurs techniques permettent de parvenir à la caractérisation des atmosphères exoplanétaires :

- l'imagerie directe (Traub & Oppenheimer, 2010),
- la corrélation croisée sur des spectres de haute précision (Snellen et al., 2010a),

---

1. pour *Atmospheric Remote-sensing Infrared Exoplanet Large-survey* <http://www.ariel-spacemission.eu/>

- les analyses photométriques (et spectroscopiques) de planètes en transit (Deming & Seager, 2009).

Les deux premières méthodes sont très ambitieuses, mais elles ne permettent pas à l’heure actuelle de caractériser autant d’atmosphères exoplanétaires que la troisième ni de procurer de concert la masse et le rayon planétaire<sup>2</sup>. Les planètes en transit dévoilent la structure et les propriétés de leur atmosphère sans qu’il ne soit nécessaire de résoudre spatialement leur lumière de celle de leur étoile hôte (Deming & Seager, 2009). Afin d’établir au préalable une bonne caractérisation du système étudié, les observations photométriques, fournissant le rayon planétaire lors d’un transit, sont généralement couplées avec des mesures de vitesses radiales (VR) dans le but d’obtenir la masse planétaire et ainsi la densité moyenne. L’instrument HARPS démontre pour ce faire une des plus hautes stabilités en VR ( $\lesssim 0,51$  m/s, Dumusque et al., 2012), ce qui lui confère une très grande précision dans la détermination des masses planétaires et paramètres orbitaux. Il s’avère aussi comme l’un des plus efficaces “chasseurs” de planètes de faibles masses.

L’étude des atmosphères planétaires a concrètement débuté durant la dernière décennie avec les premières détections d’absorption atmosphérique (HD 209458b, Charbonneau et al., 2002), d’émission thermique (TrES-1b et HD 209458b, Charbonneau et al., 2005; Deming et al., 2005, respectivement) et cartographies longitudinales de la température de brillance, permettant la mesure de contraste entre côté jour et nuit (HD 189733b, Knutson et al., 2007a).

Les compositions chimiques, profils de température et de pression et la circulation globale de l’atmosphère sont contraints par les spectres de la planète (Seager & Deming, 2010) qui, pour des planètes en transit sont obtenus comme suit.

Lorsqu’une planète pourvue d’une atmosphère passe devant son étoile hôte, les limbes de son atmosphère absorbent, diffusent ou laissent plus ou moins traverser la lumière stellaire selon la longueur d’onde des photons. En mesurant la profondeur du transit (équivalente au carré du rapport des rayons planétaire et stellaire, où le rayon planétaire dépend de la longueur d’onde), il est ainsi possible de reconstituer le spectre de transmission des limbes de l’atmosphère planétaire, limité à la résolution spectrale de l’instrument (Seager & Sasselov, 2000).

---

2. Hormis la seconde dans le cas où la planète est en transit. On sous-entend ici que le système peut également être étudié par les vitesses radiales afin d’obtenir la masse planétaire en fonction de la masse stellaire.

Si la géométrie de l'orbite par rapport à notre angle de vue est adéquate, la planète peut passer derrière son étoile et être masquée, on parle alors d'occultation. La diminution de l'intensité lumineuse du système durant la phase d'occultation livre la densité de flux émergeant de la face jour de la planète par rapport à celle de l'étoile. En opérant cette mesure dans différentes bandes spectrales, on peut reconstruire la distribution spectrale d'énergie de la planète intégrée sur la bande passante de l'instrument (ex. : López-Morales & Seager, 2007; Deming, 2009). Dans l'infrarouge, ces mesures correspondent à l'émission thermique de la planète. En prolongeant l'observation sur la totalité de l'orbite, la température de brillance planétaire est estimée en fonction de la longitude.

Le domaine infrarouge est particulièrement adapté pour contraindre la composition et la structure de température de l'atmosphère planétaire. Il s'agit de la région spectrale où

- se situe le pic d'émission de la planète,
- de nombreuses transitions moléculaires ont lieu (ex. : Deming, 2009),
- le contraste entre la planète et l'étoile est moindre, conduisant à un meilleur rapport signal sur bruit (ex. : Seager, 2010).

La majorité de ces mesures ont été réalisées avec *Spitzer* (3,6–24  $\mu\text{m}$ ). Les divers effets systématiques des instruments à son bord peuvent conduire à des résultats contradictoires et ont mis en doute certaines annonces de détection de molécules et de mesure de propriétés atmosphériques (Crossfield, 2015). Les mesures dans les autres régions spectrales infrarouges sont comblées par les instruments au sol et le télescope spatial *Hubble*, principalement avec son détecteur WFC3 (1,1–1,7  $\mu\text{m}$ ).

Aujourd'hui, il va de soi que plus les mesures de profondeurs de transit et d'occultation sont précises, non-ambigües, s'étalant sur de nombreuses et différentes bandes spectrales étroites, et obtenues simultanément, plus les spectres planétaires sont contraints et non-dégénérés (Madhusudhan & Seager, 2010). La caractérisation des atmosphères nécessite donc d'une part des modèles spectraux complets et de l'autre des mesures de haute précision. Des efforts dans les deux domaines sont requis (Burrows, 2014) afin de déceler la nature et les propriétés des atmosphères.

## Vers une meilleure précision des mesures photométriques infrarouges

---

C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse. Elle s'articule autour de la mise en place et de l'amélioration d'outils permettant d'acquérir des mesures photométriques rigoureuses, de haute précision dans le domaine infrarouge et d'en comprendre les limitations. Nous traitons et réanalysons méthodiquement les images *Spitzer* puisque différentes analyses de mêmes jeux de données *Spitzer* ont déjà abouti à des résultats contradictoires (ex. : Tinetti et al., 2007; Ehrenreich et al., 2007; Beaulieu et al., 2008; Désert et al., 2009). Nous complétons notre étude avec des observations au sol avec l'instrument HAWK-I installé sur un télescope du "Very Large Telescope" (VLT), au Chili.

La qualité des mesures photométriques dans le domaine infrarouge dépend de la manière de traiter la contribution du fond de ciel qui augmente globalement avec la longueur d'onde. Elle est si importante au delà de  $\sim 16 \mu\text{m}$  qu'elle disqualifie l'utilisation de la photométrie d'ouverture et impose l'utilisation de la *fonction d'étalement du point* (PSF), par exemple en utilisant un algorithme de "photométrie optimale" qui ajuste le poids statistique des pixels des images à partir de la PSF de l'instrument (Horne, 1986; Richardson et al., 2006; Knutson et al., 2009a). Pour notre part, nous proposons à cette fin d'employer le programme de photométrie de déconvolution partielle (Gillon et al., 2006, 2007b) et de l'adapter à la réduction des données infrarouges. La photométrie de déconvolution partielle a l'avantage majeur de pouvoir séparer les contributions des flux des étoiles entres elles et du fond de ciel. Contrairement aux autres techniques de déconvolution, il conserve les rapports de flux des différents objets dans le champ (Magain et al., 1998).

Nous utilisons la photométrie d'ouverture en parallèle afin de valider et comparer nos résultats dans l'infrarouge moyen. Nous employons celle-ci plutôt que la déconvolution (si cette dernière est moins efficace) dans le proche infrarouge. Etant donné le faible étalement des sources sur les détecteurs de *Spitzer* et la contribution importante du fond de ciel infrarouge, de faibles rayons d'ouverture sont nécessaires pour augmenter le signal sur bruit (ex. : Anderson et al., 2011), conduisant

d'une part à des effets de pixellisation, d'autre part au besoin d'acquérir un centrage précis de l'ouverture. Nous optimisons cette technique pour nos besoins.

## Analyse des courbes de lumière et application à un Neptune et un Jupiter chauds

L'ensemble des mesures photométriques forme les courbes de lumière. Ces dernières donnent des informations précieuses. Elles nécessitent pour cela d'être ajustées à des modèles d'éclipse, mais également de prendre en compte les effets systématiques des instruments, conditions d'observation, la façon d'opérer les mesures, et les variations stellaires. Nous utilisons pour ce faire un algorithme de Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC, implémenté par Gillon et al., 2010, 2012). Sa puissance réside en l'exploration de paramètres autour de la solution, la production d'intervalles de confiance sur chaque paramètre et la comparaison entre différents modèles. Nous complétons, dans cette thèse, ces modèles selon nos besoins. En particulier, nous insérons un modèle de courbe de phase d'une planète en orbite excentrique et un autre ajustant un effet systématique de *Spitzer*. Nous introduisons également un algorithme, basé sur celui décrit par Berta et al. (2012), permettant de détecter rapidement une forme de transit dans les courbes de lumière.

C'est seulement à la suite de l'analyse MCMC que nous obtenons les profondeurs de transit et d'occultation nécessaires à la caractérisation atmosphérique. Elle évalue de même les paramètres orbitaux et certaines propriétés stellaires, qui lui sont également utiles.

Nos efforts se sont principalement focalisés sur la caractérisation du Neptune chaud GJ 436b (Butler et al., 2004). Il est souvent dénommé comme la pierre de Rosette des Neptunes chauds car étant le premier de ce type pour lequel l'étude de son atmosphère est possible avec les techniques actuelles (Gillon et al., 2007c; Deming et al., 2007), il a très souvent été observé. Par ailleurs, l'excentricité non négligeable de son orbite est intrigante et suggère la présence d'un compagnon planétaire afin d'être en accord avec l'âge supposé avancé du système (ex. : Demory et al., 2007). Plusieurs compagnons planétaires potentiels ont été annoncés à diverses reprises (ex. : Ribas et al., 2008), les derniers sur base d'observations *Spitzer* (Stevenson et al., 2012b). Puisque des observations *Spitzer* identiques de GJ 436

ont conduit à des résultats divergents suite à la manière de traiter et d'analyser ces données (Stevenson et al., 2010; Beaulieu et al., 2011), nous avons décidé de réanalyser l'ensemble des données *Spitzer* et de mieux contraindre sa masse et les paramètres orbitaux à l'aide de nouvelles mesures de vitesses radiales HARPS. La détection d'un compagnon planétaire à travers l'ensemble de nos données pourrait expliquer l'excentricité non négligeable de son orbite (comme avancé par exemple par Mardling, 2008).

Nous traitons ensuite la seconde planète découverte par *CoRoT*, CoRoT-2b (Alonso et al., 2008a). Notre choix s'est porté sur ce Jupiter chaud en orbite autour d'une étoile active de type spectral G7 car, fortement irradié, il permet une étude de son émission thermique. Comme plusieurs Jupiters chauds, il présente un rayon anormalement enflé dont l'origine est encore hypothétique et une atmosphère qui pourrait comporter une inversion thermique (Wilkins et al., 2014). Le profil de température et de pression de son atmosphère manque de contraintes, pouvant justement être complétées par la mesure de la profondeur d'occultation dans un domaine de longueur d'onde situé entre 1,7 et 3,6  $\mu\text{m}$  uniquement couvert par les observatoires au sol (Madhusudhan, 2012). C'est dans ce cadre qu'en plus d'une réanalyse des images *Spitzer*, nous ajoutons des données au sol inédites provenant du filtre étroit à 2,09  $\mu\text{m}$  de l'instrument HAWK-I/VLT (Pirard et al., 2004), complétées par les courbes de lumière *CoRoT* et de VR SOPHIE et HARPS présentées dans les articles de Alonso et al. (2008a) et Bouchy et al. (2008).

## Plan de la thèse

---

Ce travail est structuré de la manière suivante. Le chapitre 1 introduit les définitions générales des exoplanètes et les différentes méthodes permettant de les détecter. Les avantages et les apports de chaque technique de détection sont également discutés. Nous présentons dans le second chapitre l'intérêt important de l'étude des exoplanètes en transit et la modélisation de leur courbe de lumière. Le domaine infrarouge étant certainement le plus adapté pour caractériser les natures des atmosphères exoplanétaires, nous discutons dans le chapitre 3 les bénéfices et difficultés de notre étude dans cette gamme spectrale et y présentons



les instruments du télescope spatial *Spitzer* et l'instrument HAWK-I du VLT que nous avons utilisés. Le chapitre 4 précise les outils de mesures photométriques et d'analyses que nous avons construits, adaptés et optimisés pour ce travail de thèse. Ce dernier s'est principalement concentré sur l'étude du Neptune chaud GJ 436b par le traitement et l'analyse des données photométriques *Spitzer* combinées à de nouvelles mesures de VR HARPS. Elle est développée dans le chapitre 5 et est suivie de l'étude du Jupiter chaud CoRoT-2b dans le chapitre 6 où nous exploitons également des données au sol prises avec l'instrument HAWK-I.



# Chapitre 1

## Les exoplanètes et leurs méthodes de détection

La définition minimale d'une exoplanète, ou planète extrasolaire, est celle d'une *planète située en-dehors du système solaire*. En 2002, l'Union astronomique internationale (IAU) a proposé comme définition de travail provisoire, *un objet céleste qui a une masse inférieure à la masse permettant la fusion thermonucléaire du deutérium ( $\sim 13 M_J$ <sup>1</sup>) et orbitant autour d'une ou plusieurs étoiles* (Seager & Lissauer, 2010). Cependant, les astronomes utilisent en pratique une définition plus large qui inclut les objets dits "flottants", c'est-à-dire les exoplanètes ayant été éjectées de leur système planétaire. Les différentes catégories d'exoplanètes ne sont pas unanimement et strictement définies à ce jour. Nous parlerons de Jupiters chauds et de Neptunes chauds pour les planètes en orbite proche autour de leur étoile dont les masses sont respectivement comparables ou supérieures à celles de Jupiter ( $\sim 318 M_\oplus$ <sup>2</sup>) et de Neptune (10 à  $\sim 50 M_\oplus$ ), et des super-Terres dont la masse est comprise entre  $\sim 1$  et  $10 M_\oplus$  (ex. : Seager et al., 2007; Winn, 2010; Ikoma & Hori, 2012; Kitchin, 2012).

Dans l'antiquité, la matérialité d'autres mondes (hors des astres connus) était irréfutable aux yeux des philosophes atomistes tels le Grec Epicure et le Romain Lucrèce. Plus proche de nous et sans doute plus connu, l'existence d'exoplanètes était soutenue par le philosophe Giordano Bruno au XVI<sup>e</sup> siècle ainsi que par Isaac Newton une centaine d'années plus tard. Les premières annonces de leur

---

1.  $M_J$  correspond à la masse de la planète Jupiter, soit  $1,9 \cdot 10^{27}$  kg.

2.  $M_\oplus$  est la masse de la Terre, soit  $5,97 \cdot 10^{24}$  kg.

détection datent de 1855 et ont continué au long du XXe siècle (ex. : Jacob, 1855; van de Kamp, 1963, 1986; Bailes et al., 1991). Malheureusement ces résultats se sont révélés erronés. Il faut attendre 1984 pour obtenir les premières observations infrarouges d'un disque de poussière entourant l'étoile Beta Pictoris par Smith & Terrile. Elles ont réanimé l'espoir de trouver des planètes orbitant une autre étoile que notre Soleil. Les deux premières exoplanètes ont été découvertes en 1992 par Wolszczan & Frail. Cependant, le fait qu'elles orbitent un pulsar, c'est-à-dire une étoile à neutrons en rotation rapide, et non une étoile dite "normale" – sur la séquence principale – comme le Soleil, n'a pas provoqué d'engouement du public pour cette découverte. La première annonce d'une exoplanète orbitant une étoile plus similaire au Soleil (51 Pegasi) en 1995 par l'équipe suisse composée de Michel Mayor et de Didier Queloz, a eu un impact médiatique d'une toute autre ampleur, tout en prenant totalement par surprise la plupart des astronomes. En effet, cette planète extrasolaire d'une masse comparable à celle de Jupiter n'a une période que de seulement quelques jours, contre un peu moins de 12 années pour Jupiter. Une orbite si courte n'était pas du tout prédite par les modèles de formation planétaire de l'époque, a fortiori pour une planète géante. Et pourtant, cette découverte a été rapidement confirmée par les Américains Geoffrey Marcy et Paul Butler (Marcy & Butler, 1996; Marcy et al., 1997) de manière indépendante. La découverte d'autres planètes de ce type, mais surtout la confirmation observationnelle par le biais d'autres méthodes ont convaincu les derniers sceptiques. L'engouement des astrophysiciens pour ce nouveau domaine d'étude scientifique et l'avancée technologique permettent aujourd'hui de chiffrer le nombre d'exoplanètes détectées à quasiment 2000<sup>3</sup>. De nos jours, la tendance n'est plus simplement à la découverte, mais à la caractérisation de ces nouveaux mondes, ce en quoi mon travail de thèse a consisté à travers l'étude des planètes en transit.

Dans ce chapitre, nous décrivons les différentes méthodes de détection et de caractérisation de ces nouveaux mondes ainsi que quelques découvertes significatives réalisées par le biais de ces méthodes. Ce chapitre est loin d'être exhaustif. Nous approfondirons l'intérêt des planètes en transit dans le chapitre suivant.

---

3. voir par exemple : <http://exoplanet.eu/catalog/> pour le nombre actuel.

## 1.1 Vitesses radiales

---

La méthode dite des vitesses radiales a permis de détecter les premières exoplanètes orbitant autour d'une étoile de la séquence principale. Basée sur l'effet Doppler, cette technique consiste à mesurer les variations de vitesse de l'étoile projetée sur notre axe de visée.

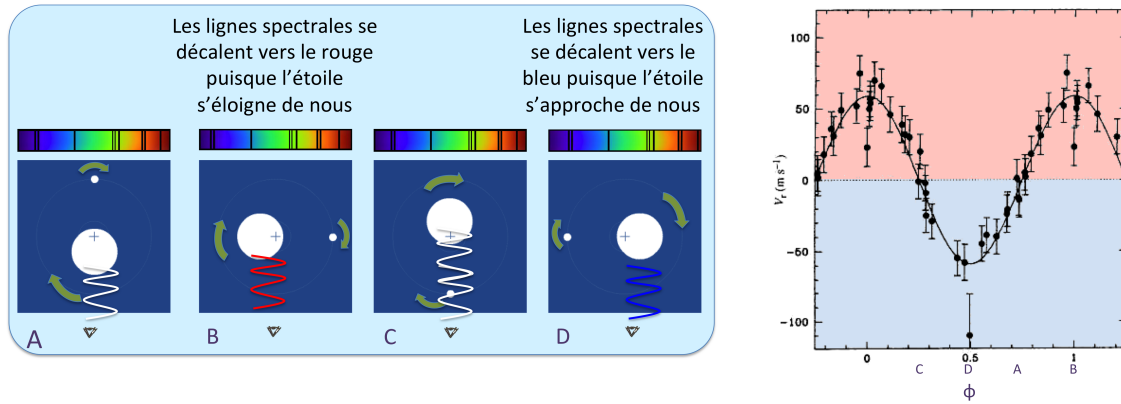
En présence d'une planète (ou d'un autre corps) lui étant liée par les forces gravitationnelles, une étoile se déplace sur une orbite elliptique dont le centre de masse (le barycentre commun des deux corps) occupe l'un des foyers, situé à une distance d'environ  $aM_p/(M_p+M_*)$  du centre de l'étoile, où  $a$  est le demi-grand axe de l'orbite elliptique de la planète,  $M_p$  et  $M_*$  les masses planétaire et stellaire, induisant ainsi une variation de sa vitesse périodiquement au cours du temps (Fig. 1.1). Par exemple, le centre de masse du système Soleil-Jupiter se trouve à  $\sim 742\,000$  km du centre de masse du Soleil, ce qui est donc à peine supérieur au rayon solaire ( $\sim 696\,000$  km).

Ces variations de vitesses produisent un décalage Doppler des raies atomiques et moléculaires du spectre stellaire vers le rouge lorsque l'étoile s'éloigne (la planète s'approche) de nous, et vers le bleu dans la situation inverse (Fig. 1.1). La variation de la longueur d'onde d'une raie,  $\Delta\lambda$ , est donnée par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{V_r}{c}, \text{ si } V_r \ll c, \quad (1.1)$$

où  $V_r$  correspond à la vitesse radiale de l'étoile et  $c$  à la vitesse de la lumière. Nous parlons de mesure de vitesse radiale (VR) de l'étoile puisque nous ne pouvons mesurer que la composante radiale de sa vitesse par cette méthode. L'amplitude de l'oscillation des VR induite par une planète de masse donnée en orbite autour d'une étoile de masse donnée avec une période donnée dépend de l'inclinaison du plan orbital. L'inclinaison correspond à l'angle entre le plan orbital et le plan de référence (aussi appelé plan du ciel, voir Fig. 1.2).

Sur la base de l'ajustement d'un modèle képlérien considérant le cas simple d'un système à deux corps, l'observation de ces variations dans le spectre stellaire au cours du temps permet d'obtenir 6 des 8 paramètres orbitaux caractérisant entièrement le système (voir Fig. 1.2), à savoir la vitesse propre (projetée radiale-



**Figure 1.1** – A gauche : Principe de la mesure des vitesses radiales observées par décalage Doppler. Les quatre petites images (A, B, C, D) considèrent quatre instants de l'orbite d'une planète (petit disque blanc) et d'une étoile (grand disque blanc) autour de leur barycentre commun (croix grise). Lorsque l'étoile est au plus proche de nous (A), le spectre stellaire enregistré est celui attendu. Lorsque l'étoile s'éloigne de nous (B), ses raies spectrales sont décalées vers le rouge. Une fois au plus loin (C), le spectre est le même qu'en A. Ensuite, les raies spectrales sont décalées vers le bleu pendant que l'étoile s'approche de l'observateur (D). A droite : Courbe de vitesse radiale de 51 Peg obtenue à l'Observatoire de Haute-Provence par Michel Mayor et Didier Queloz avec le spectrographe ELODIE. Les fonds rouge et bleu indiquent respectivement un décalage des raies spectrales vers le rouge et le bleu. Les instants A, B, C et D correspondent à ceux de la figure de gauche. Crédit : adapté de Mayor & Queloz (1995).

ment) du barycentre<sup>4</sup>  $\gamma_r$ , la période orbitale  $P$ , l'anomalie vraie  $f$ , correspondant à l'angle entre la direction du périastre<sup>5</sup> et la position courante de la planète, l'excentricité  $e$ , l'argument du périastre  $\omega$ , et le demi-grand axe de l'orbite  $a$ . Les deux paramètres manquant étant l'angle entre le plan orbital et le plan du ciel,  $i$ , et la longitude du noeud ascendant,  $\Omega$ . En effet, la vitesse radiale mesurée  $V_r$  peut être décomposée comme il suit sur base des lois de Kepler :

$$V_r = \gamma_r + K_* (\cos(\omega + f) + e \cos \omega), \quad (1.2)$$

où  $K_*$  est la demi-amplitude de la perturbation en vitesse radiale d'une étoile due à la présence d'un compagnon planétaire. Elle dépend de la masse des composantes,

4. On considère que cette vitesse est constante au cours du temps, sauf pour les étoiles très proches (ex. : Alpha Cen B Dumusque et al., 2012).

5. L'endroit où la planète est au plus proche de l'étoile.

de  $P$  et  $e$  :

$$K_* = \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_*)^{2/3} \sqrt{1 - e^2}} \left( \frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3}, \quad (1.3)$$

où  $M_p$  et  $M_*$  sont respectivement les masses de la planète et de l'étoile ( $M_p \ll M_*$ ), et  $G$  est la constante de gravitation universelle (ex. : Lovis & Fischer, 2010). Cette équation peut également se réécrire sous la forme :

$$K_* = \frac{28,4329 \text{ m/s}}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{M_p \sin i}{M_J} \left( \frac{M_p + M_*}{M_\odot} \right)^{-2/3} \left( \frac{P}{1 \text{ an}} \right)^{-1/3}, \quad (1.4)$$

afin de déduire plus facilement le type de signal auquel on peut s'attendre par l'utilisation de cette méthode. Jupiter seul provoquerait une variation de vitesse maximale de 12,5 m/s au Soleil, contre seulement 0,09 m/s pour la Terre. A partir de la troisième loi de Kepler, on obtient  $a$  en unité astronomique<sup>6</sup> en fonction de  $P$  et  $M_*$  :

$$\frac{a}{\text{au}} = \left( \frac{P}{\text{an}} \right)^{2/3} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{1/3}. \quad (1.5)$$

La méthode des vitesses radiales fournit ainsi la masse minimale de la planète  $M_p \sin i$  en fonction de la masse de l'étoile  $M_*$ . La masse planétaire ne sera déterminée en fonction de la masse de son étoile hôte que par la connaissance de l'inclinaison du plan de l'orbite en fonction de notre ligne de visée, par exemple par la détection d'un transit.

L'équation 1.2 dépend implicitement du temps via l'anomalie vraie. Afin de pouvoir ajuster les différents paramètres de cette équation aux valeurs des VR mesurées au cours du temps,  $f$  doit être reliée à une fonction dépendant de l'anomalie excentrique,  $E$ , qui dépend elle-même de l'anomalie moyenne,  $M$ , directement proportionnelle au temps  $t$  :

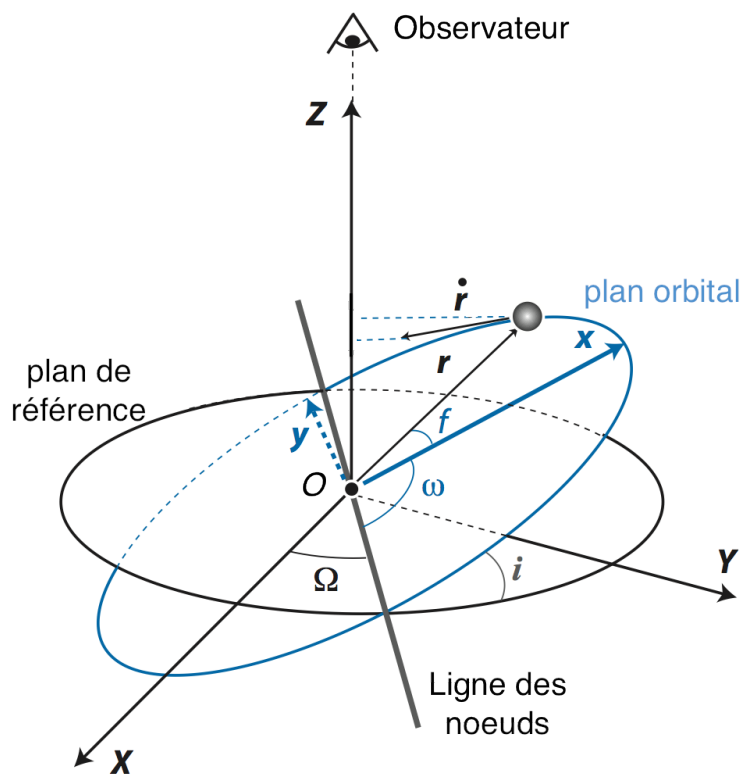
$$\cos(f) = \frac{\cos(E) - e}{1 - e \cos(E)} \quad (1.6)$$

$$\tan\left(\frac{f}{2}\right) = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan\left(\frac{E}{2}\right) \quad (1.7)$$

$$M = \frac{2\pi}{P}(t - t_{max}) = E - e \sin(E) \quad (1.8)$$

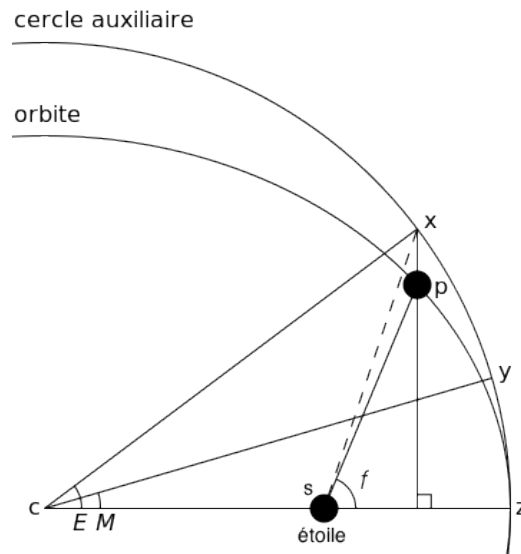
---

6. L'unité astronomique, indiquée au par la suite, est une unité de mesure de distance basée sur la distance entre la Terre et le Soleil. Elle vaut 149 597 870 700 mètres.



**Figure 1.2** – Définition des éléments orbitaux. L’axe  $Z$  correspond à l’axe reliant l’étoile à l’observateur. Le plan  $XY$  est le plan du ciel, aussi appelé plan de référence. Le plan de l’orbite est incliné d’un angle  $i$  par rapport à ce dernier. La ligne des noeuds est la ligne formée par l’intersection de ces deux plans. Elle contient le noeud ascendant et le noeud descendant qui sont les deux points de cette ligne en contact avec l’orbite. Le noeud ascendant est celui pour lequel la planète “monte”, c’est-à-dire va dans le sens positif de l’axe  $Z$ . La longitude du noeud ascendant,  $\Omega$ , est l’angle formé par l’axe de référence  $X$  et le noeud ascendant dans le plan de référence. L’argument au périastre,  $\omega$ , définit l’orientation de l’ellipse dans le plan orbital. Il s’agit de l’angle mesuré dans le plan orbital depuis le noeud ascendant jusqu’au périastre (le point où la planète est la plus proche de son étoile). L’anomalie vraie,  $f$ , est l’angle mesuré sur le plan orbital entre la droite joignant l’étoile au périastre et la position de la planète.  $r$  est la distance de la planète sur sa trajectoire par rapport à l’étoile. Crédit : adapté de Murray & Correia (2011).





**Figure 1.3** – Définition des anomalies vraie  $f$ , elliptique  $E$ , et moyenne  $M$ , d’une planète sur son orbite.  $f$  est l’angle formé par la direction au périastre en  $z$  et à la position de la planète en  $p$  définie depuis l’étoile en  $s$ , soit  $\widehat{zsp}$  sur la figure. La projection de la planète sur le cercle auxiliaire en  $x$  correspond à l’intersection de la droite perpendiculaire au grand axe de l’ellipse passant par la position courante de la planète au point  $p$  avec le cercle de rayon égal au demi-grand axe et centré au centre de l’ellipse en  $c$ . Elle permet de définir l’angle  $E$  comme  $\widehat{zcx}$ .  $M$  est l’angle  $\widehat{zcy}$  où le point  $y$  est tel que la surface du secteur de cercle  $zcy$  soit toujours proportionnelle à la surface du le secteur de l’ellipse  $zsp$ . Crédit : adapté de wikicommons.

où  $t_{max}$  correspond au temps du passage au périastre (ex. : Murray & Correia, 2011).  $E$  n’a en soi pas de réalité physique. Il correspond à l’angle mesuré depuis le centre de l’ellipse et formé par la direction au périastre et la position courante de la planète projetée sur le cercle exinscrit (de rayon  $a$ ) à l’ellipse à l’aide d’une droite perpendiculaire au grand-axe de l’ellipse (Fig. 1.3).  $M$  est un angle qui varie de manière uniforme avec la phase orbitale, donc à une vitesse  $2\pi/P$ , d’où le terme “anomalie moyenne”. Lorsque la planète est au périastre, on a  $f = E = M = 0$ . Les trois anomalies ont une valeur identique dans le cas d’une orbite circulaire. La définition de l’anomalie moyenne découle de la seconde loi de Kepler. En pratique on calcule  $M$  à chaque  $t$ , puis on résout numériquement ou en série (si  $e \approx 0$ ) la dernière équation (1.8) afin de déterminer  $E$  et puis plus facilement  $f$  à partir des

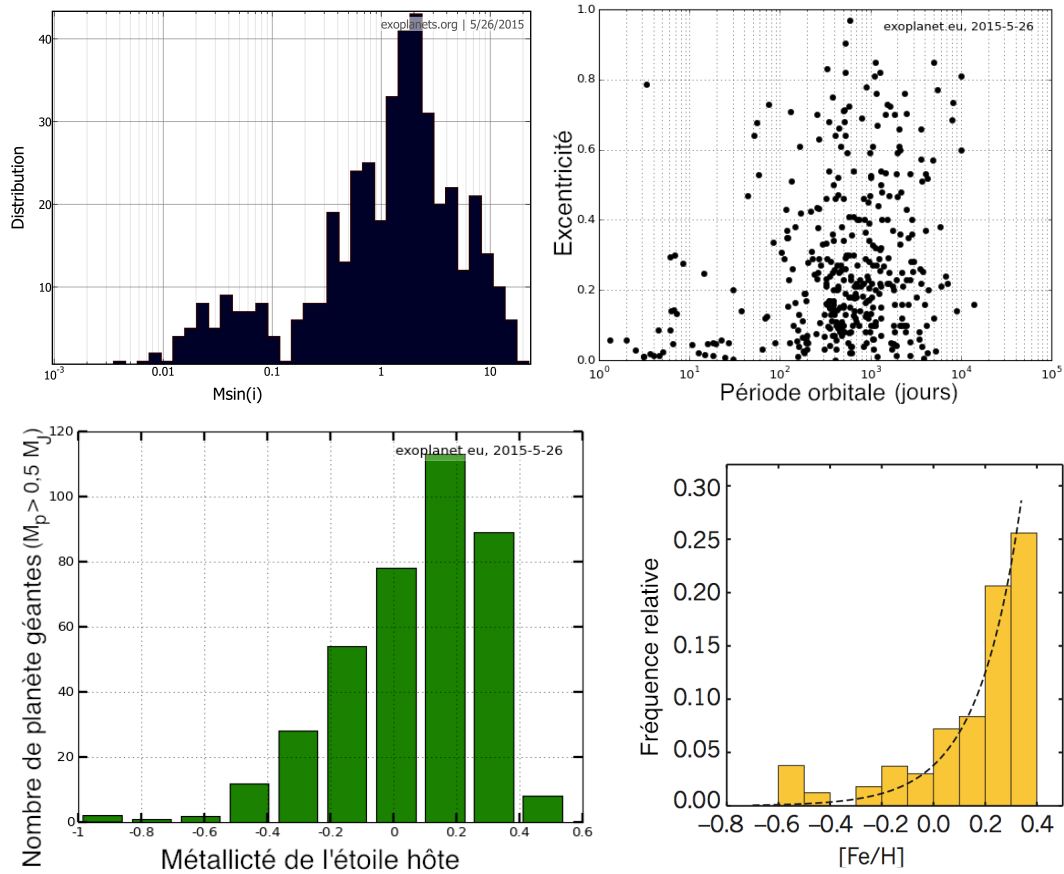
équations 1.6 et 1.7. Enfin, nous pouvons écrire l'équation orbitale :

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(f)}, \quad (1.9)$$

où  $r$  est la distance entre la planète et l'étoile.

La détection par effet Doppler nécessite l'observation de l'étoile pendant au moins une période orbitale entière. Cette méthode est donc particulièrement sensible à la détection de planètes massives (Fig. 1.4) sur des orbites de courte période dont le plan est plus ou moins parallèle à notre ligne de visée. Elle implique donc un biais observationnel. Actuellement, la précision de mesure de la vitesse radiale est de l'ordre de 1 m/s avec l'instrument HARPS au Chili (Pepe et al., 2011); 51 cm/s ont même été atteint pour  $\alpha$  Cen Bb (Dumusque et al., 2012). L'évolution technique devrait permettre une précision annoncée de l'ordre de 2 cm/s sur des étoiles de type solaire brillantes avec le futur instrument HIRES qui sera installé sur l' "European Extremely Large Telescope" (E-ELT, Maiolino et al., 2013). Cependant, cette valeur ne tient pas compte de la variabilité stellaire qui s'étend à différents niveaux (granulation, taches, plages, pulsation, convection inhomogène, etc) de quelques cm/s à des centaines de m/s (ex. : Boisse et al., 2014). Le défi à venir est donc de comprendre l'ensemble des phénomènes induits par la variabilité stellaire et de décrire leur impact sur les mesures de vitesses radiales afin de ne pas les confondre avec la signature d'une exoplanète.

Depuis la première découverte d'une planète orbitant autour d'une étoile de type solaire par Mayor et Queloz en 1995 (Fig. 1.1), cette méthode a eu un succès retentissant et a été utilisée dans l'étude de plus de 500 exoplanètes. Comme nous l'avons vu, cette méthode permet non seulement de détecter une planète mais également de caractériser sa masse. La détection d'un candidat planétaire par une autre méthode de détection peut être confirmée ou infirmée par la mesure de VR du système. Dans les découvertes phares utilisant cette méthode, nous retiendrons la première détection d'un système exoplanétaire multiple ( $\nu$  Andromedae, Butler et al., 1999), le premier Neptune chaud (GJ 436b, Butler et al., 2004) et la première super-Terre orbitant autour d'une étoile de séquence principale (GJ 876d, Rivera et al., 2005), de même que la première super-Terre orbitant dans une zone habitable (Gl 581d, Udry et al., 2007). Ce dernier résultat correspond également à la découverte du premier système composé de plusieurs super-Terres. De manière plus importante, ce nombre élevé d'études de planètes permet d'établir que statisti-



**Figure 1.4** – En haut à gauche : Histogramme de la masse minimale des planètes détectées par la méthode des vitesses radiales. Crédit : exoplanet.org. En haut à droite : Excentricité orbitale en fonction de la période orbitale des planètes massives ( $M_p > 0,5 M_J$ ) détectées par la méthode des VR. On observe une large distribution de l'excentricité. Crédit : exoplanet.eu. En bas à gauche : Histogramme de la métallicité de l'étoile hôte de planètes massives ( $M_p > 0,5 M_J$ ) détectées par la méthode des VR. Crédit : exoplanet.eu. En bas à droite : L'histogramme de gauche est corrigé des effets de sélection. Crédit : Mayor et al. (2014).

quement, une étoile de type spectral F, G, ou K a environ une chance sur trois d'être hôte d'au moins une planète de masse minimale comprise entre 3 et  $30 M_{\oplus}$  et de période orbitale inférieure à 50 jours ; ce serait également le cas de quatre naines de type M sur dix ( $\pm 0,11$ ) (Mayor et al., 2014, et références incluses). Ces études suggèrent également que la métallicité stellaire pourrait influencer les chances

d’observer une planète géante<sup>7</sup> en orbite (Fischer & Valenti, 2005; Udry & Santos, 2007). La formation de planètes géantes serait en effet plus probable autour d’une étoile riche en métaux (ex. : Livio & Pringle, 2003). Les planètes massives montrent une large distribution des orbites excentriques (Fig. 1.4, ex. : Mayor et al., 2014), nous en discutons en fin de chapitre.

Le lecteur souhaitant plus d’informations quant au principe, aux techniques et à l’instrumentation à la base de cette méthode ainsi qu’à ses limites est invité à lire les revues de Eggenberger & Udry (2010) et Lovis & Fischer (2010).

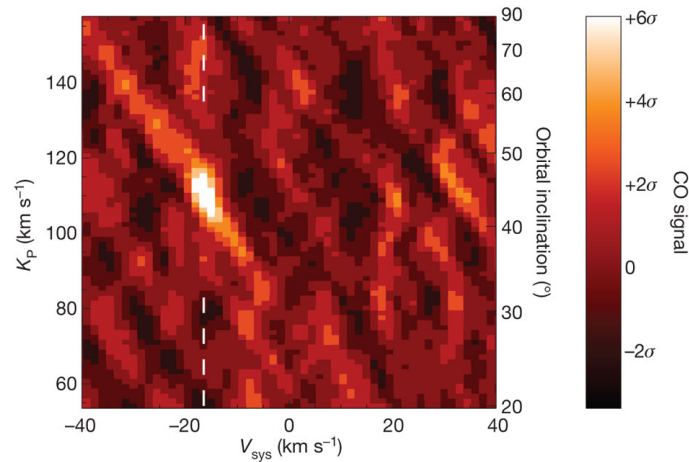
## Vitesse radiale de la planète

Sur base de spectres à très haute résolution<sup>8</sup> couvrant les longueurs d’onde allant de 2,291 à 2,349  $\mu\text{m}$  du spectrographe CRIRES installé sur le VLT au Chili, Snellen et al. (2010b) ont réussi à isoler une partie du spectre d’une exoplanète de celui de son étoile hôte. Les raies étudiées proviennent du monoxyde de carbone en absorption de la planète HD 209458 b lors du transit. La détection est directement opérée par la mesure de la variation de la vitesse radiale de la planète à l’aide d’une technique de corrélation croisée du spectre, nettoyé du spectre stellaire et de la contamination des raies telluriques, avec des spectres synthétiques moléculaires de l’atmosphère planétaire (Fig. 1.5 et 1.6). Durant la phase de transit, la VR de la planète varie de l’ordre du km/s alors que celle de l’étoile de seulement quelques m/s. Cette méthode peut être appliquée sur des planètes fortement irradiées, qu’elles soient en transit ou non. Brogi et al. (2012) ont en effet démontré via l’identification de la composante spectrale du CO de la planète  $\tau$  Boötis b – une des premières exoplanètes découvertes – que la caractérisation de l’atmosphère est aussi possible pour des planètes qui ne transitent pas (Fig. 1.5). L’inclinaison orbitale est également obtenue et fournit la masse de la planète en fonction de celle

---

7. Il n’est pas encore clair de savoir si cette corrélation pourrait être appliquée sur des planètes moins massives. D’une part, Wang & Fischer (2015) montrent que c’est bien le cas sur base d’un échantillon de 406 planètes découvertes par *Kepler*. Les étoiles plus riches en métaux auraient donc une plus grande probabilité d’être hôtes de planète(s). Mais d’autre part, Buchhave & Latham (2015), par exemple, soutiennent que la métallicité stellaire n’influence pas la présence de planètes de faibles masses en orbite, également sur base d’étoiles du champ *Kepler*.

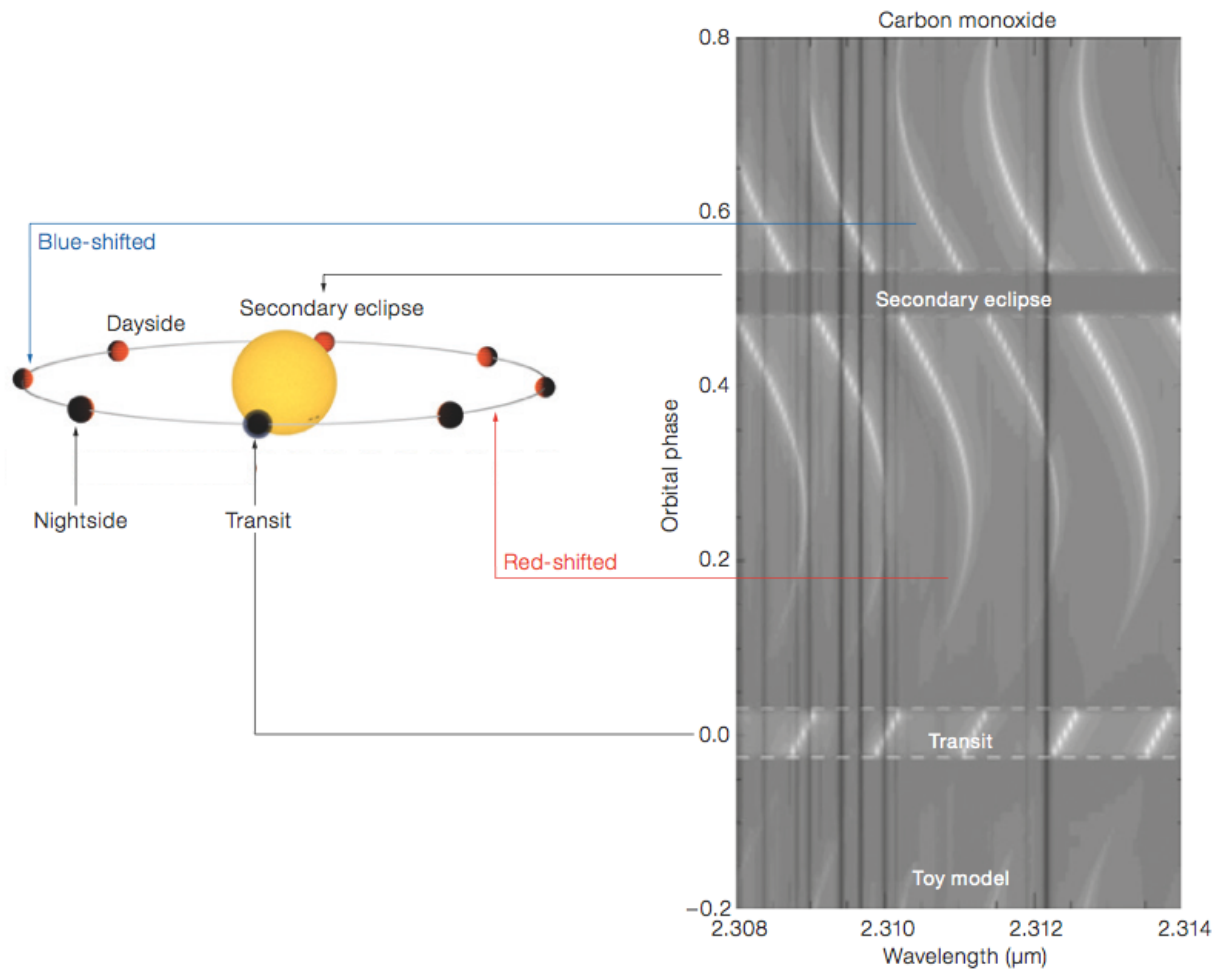
8. Le pouvoir de résolution  $R$  est le pouvoir de séparation d’un spectrographe et vaut  $R = \lambda/\Delta\lambda$  où  $\lambda$  est la longueur d’onde à laquelle la résolution est calculée et  $\Delta\lambda$  est l’intervalle de longueur d’onde correspondant à la largeur à mi-hauteur d’une raie de largeur intrinsèque négligeable. Le spectrographe CRIRES a  $R = 100\,000$ .



**Figure 1.5** – Exploration du signal de monoxyde de carbone en fonction de la vitesse moyenne du système (en abscisse) et de la vitesse maximale de la planète  $K_p$  ou de l’inclinaison de l’orbite (en ordonnées) à l’aide d’une corrélation croisée du spectre nettoyé avec le modèle d’atmosphère exoplanétaire. Les couleurs claires signalent l’absorption du CO dans l’atmosphère de la planète  $\tau$  Boötis de manière significative ( $\sim 6,2 \sigma$ ), indiquant une inclinaison orbitale de  $\sim 44^\circ$  et une vitesse du système d’environ -16, km/s. Crédit : Brogi et al. (2012).

de l’étoile. C’est ainsi que la masse de la première exoplanète découverte autour d’une étoile de type solaire, 51 Peg b, a été déterminée ( $0,46 \pm 0,02 M_J$ , Brogi et al., 2013). La signature de la molécule d’eau a également pu être identifiée par cette technique (HD 189733 b, Birkby et al., 2013b).

Un avantage majeur de cette technique est que les mesures ne dépendent pas de l’étoile ni de son activité. Elles dépendent cependant fortement des modèles de raies spectrales. Cette technique n’est sensible qu’aux profondeurs relatives des bandes d’absorption du spectre de la planète, souffrant de dégénérescences entre le profil de température-pressure et la concentration des gaz. Les spectres de haute résolution des futurs instruments des nouvelles générations de grands télescopes devraient permettre l’identification de bio-marqueurs potentiels pour une planète de type Terre orbitant dans la zone habitable d’une étoile de type spectral M (Snel-len et al., 2013).



**Figure 1.6** – Modèle d'un spectre à haute résolution d'un système planétaire nettoyé de la composante stellaire, en fonction de la phase orbitale de la planète permettant la détection de la molécule de monoxyde de carbone dans l'atmosphère exoplanétaire. A gauche : schéma de l'orbite d'une planète en transit. A droite : spectre du système planétaire en fonction de la phase orbitale. Les lignes blanches indiquent la courbe de vitesse radiale des raies individuelles résolues des bandes moléculaires de CO du modèle d'atmosphère d'un Jupiter chaud. Les raies sont décalées en fonction de l'orbite planétaire présentée sur la gauche. Ce décalage est distinct des raies statiques (lignes sombres verticales) provenant de notre atmosphère terrestre. Crédit : Birkby et al. (2013a).

## 1.2 Astrométrie

---

Tout comme dans le cas de la technique des vitesses radiales, la méthode des mesures astrométriques trouve son origine dans l'analyse des faibles mouvements de l'étoile induits par la présence d'une planète en orbite, cependant à l'aide de l'imagerie et non plus de la spectroscopie. Ce déplacement peut être mesuré sur le plan du ciel par la technique d'astronomie de position, appelée également astrométrie. La trajectoire de l'étoile sur le plan du ciel apparaît comme une ellipse. Plus l'angle entre le plan orbital et le plan du ciel est important, plus l'ellipse semblera aplatie. L'évaluation de son demi-grand axe angulaire,  $\theta$ , pour une planète de masse  $M_p$  en orbite circulaire de rayon  $a$  autour d'une étoile de masse  $M_*$ , correspondant à :

$$\theta = \frac{M_p a}{M_* d} = \left( \frac{G}{4\pi^2} \right)^{1/3} \frac{M_p P^{2/3}}{M_*^{2/3} d} \quad (1.10)$$

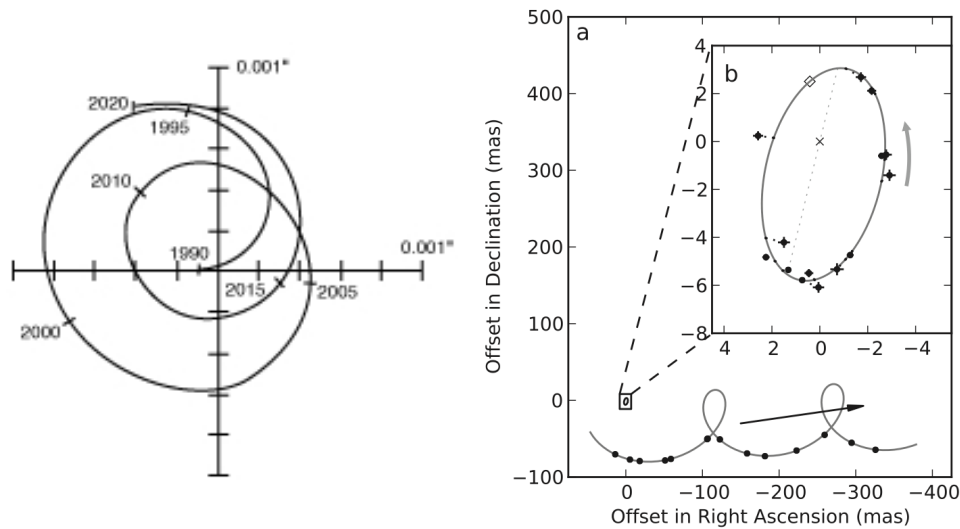
$$= 5 \text{ mas} \frac{M_p}{M_J} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-2/3} \left( \frac{P}{11,8 \text{ ans}} \right)^{2/3} \left( \frac{d}{\text{pc}} \right)^{-1}, \quad (1.11)$$

où mas est l'abréviation de milli-seconde d'angle, l'unité du demi-grand axe angulaire,  $d$  est la distance séparant le système du nôtre.

La mesure de  $\theta$  permet ainsi d'obtenir directement la masse de la planète en fonction de  $M_*$ ,  $a$  et  $d$  qui sont par exemple estimés respectivement sur base du type spectral de l'étoile, de la période orbitale et de la parallaxe de l'étoile (ex. : Quirrenbach, 2010). Dans le cas de notre système solaire, Jupiter induit un mouvement d'environ 0,5 mas sur le Soleil observé depuis 10 parsecs<sup>9</sup> avec une ligne de visée perpendiculaire au plan orbital (Fig. 1.7), alors que la Terre ne le perturbe que de 0,3  $\mu\text{as}$ . La méthode est cependant assez difficile à mettre en oeuvre puisque toutes les étoiles ont un mouvement propre distinct, mais surtout la turbulence atmosphérique rend difficile la mesure précise de la position de l'étoile sur le champ. Elle favorise les périodes orbitales importantes, au contraire de la méthode des VR.

---

9. Le parsec est la distance à laquelle une distance d'1 au sous-tend un angle d'une seconde d'arc. Elle équivaut à 3.26 années-lumière, soit  $31 \times 10^{15}$  m. La parallaxe d'un objet lointain en secondes d'arc fournit l'inverse de la distance entre cet objet et nous en parsecs.



**Figure 1.7** – A gauche : Déplacement astrométrique du Soleil sous l’effet des mouvements planétaires (principalement Jupiter et Saturne) tel que cela serait observé à 10 parsecs. Crédit : NASA. A droite : Mouvement astrométrique de la naine ultra-froide DE0823-49 composé du mouvement propre de l’étoile dans le ciel, de son ellipse parallactique, et de son orbite autour du barycentre du système. La région agrandie considère le mouvement astrométrique corrigé du déplacement propre du système et de son mouvement parallactique. Crédit : Sahlmann et al. (2013).

Cette technique a permis la détection d’un compagnon de  $28,5 M_J$  orbitant autour d’une naine ultra-froide ( $T_{\text{eff}} \lesssim 2600 \text{ K}$ ) avec une précision de 200 microsecondes d’arc sur un champ d’une minute d’arc (Fig. 1.7, Sahlmann et al., 2013), mais d’aucune exoplanète n’ayant été découverte au préalable par une autre technique à ce jour (mai 2015). Grâce à cette découverte, nous savons qu’il est en principe possible de découvrir un Jupiter ou un Neptune autour d’une naine ultra-froide depuis le sol sur une période d’observation de plusieurs années. L’astrométrie est complémentaire de la méthode des vitesses radiales. La composante radiale de l’orbite est détectée par la mesure des vitesses radiales et la composante sur le plan de ciel par astrométrie. La combinaison de ces deux techniques autorise la détermination des masses planétaires sans ambiguïté sur l’inclinaison de l’orbite (ex. : Gl 876b et  $\epsilon$  Eridani b, Benedict et al., 2002, 2006). Elle permet aussi d’affirmer la nature planétaire du compagnon par la détermination de sa masse maximale en cas de non détection astrométrique (ex. : Reffert & Quirrenbach, 2011).



La mission spatiale européenne *Gaia* (Perryman et al., 2001) lancée fin décembre 2013 prévoit la découverte de milliers d'exoplanètes par la mesure d'oscillations astrométriques (ainsi que de transits photométriques).

## 1.3 Transit

---

Le principe de la détection d'une planète par la méthode du transit est assez simple. Lorsqu'une planète passe devant son étoile dans notre ligne de visée, on observe une diminution de la brillance de l'étoile car le disque planétaire bloque une partie du flux stellaire. L'orbite étant fermée, la diminution observée est périodique. La variation de flux relative,  $dF$ , correspond à la fraction du disque stellaire couvert par la planète, soit :

$$dF = \frac{\Delta F}{F_* + F_p} = \frac{F_{*,s}\pi R_p^2}{F_{*,s}\pi R_*^2 + F_{p,s}\pi R_p^2} \simeq \left(\frac{R_p}{R_*}\right)^2 \quad (1.12)$$

où  $\Delta F$  est la variation de flux absolu de l'étoile,  $F_*$  son flux mesuré hors transit,  $F_p$  le flux de la planète,  $F_{*,s}$  et  $F_{p,s}$  sont les flux de surface de l'étoile et de la planète,  $R_p$  et  $R_*$  les rayons planétaire et stellaire. La taille de la planète est ainsi connue par rapport à celle de l'étoile par la mesure de la profondeur du transit. Le rayon de l'étoile peut être calibré sur base de modèles d'évolution stellaire<sup>10</sup>, en fonction des données photométriques ou spectroscopiques disponibles (Torres et al., 2010, et références internes). D'autre part, l'astérosismologie présente une autre voie intéressante pour déterminer ce paramètre, soit par l'observation des propriétés globales du spectre de pulsation<sup>11</sup> (Kjeldsen & Bedding, 1995), soit par une modélisation des fréquences individuelles (ex. : Lebreton & Goupil, 2014). Il en est de même de l'interférométrie (ex. : van Belle & von Braun, 2009). Le rayon stellaire peut aussi être déduit à partir de mesures précises de magnitudes, de parallaxe et de la température effective (ex. : Carroll & Ostlie, 2007). Une planète de la taille de Jupiter en transit devant son étoile induit une diminution du flux de

---

10. Association des paramètres fondamentaux observés d'une étoile à un modèle stellaire théorique, les paramètres de l'étoile sont ensuite repris de ce modèle.

11. Relations d'échelle basées sur la grande séparation en fréquence, la fréquence du mode, d'amplitude maximale et la température effective.

l'ordre de 1%. C'est environ 100 fois plus profond que pour une planète de la taille de la Terre.

Pour qu'il y ait transit, la distance planète-étoile projetée sur le plan du ciel,  $r_{ciel}$ , doit être inférieure à  $R_* + R_p$ . En projetant la distance entre la planète et l'étoile,  $r$ , selon les axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  définis sur la Fig. 1.2, il vient :

$$r_X = -r \cos(\omega + f), \quad (1.13)$$

$$r_Y = -r \sin(\omega + f) \cos i, \quad (1.14)$$

$$r_Z = r \sin(\omega + f) \sin i. \quad (1.15)$$

La valeur de  $r_{ciel}$  est obtenue en fonction de  $r$  :

$$\begin{aligned} r_{ciel} &= \sqrt{r_X^2 + r_Y^2} = r \sqrt{\cos^2(\omega + f) + \sin^2(\omega + f) \cos^2 i} \\ &= r \sqrt{1 - \sin^2(\omega + f) \sin^2 i}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

où  $r$  est donné par l'équation 1.9.

Afin de pouvoir déterminer la fraction du disque stellaire cachée par le disque planétaire, il convient de projeter cette grandeur sur le ciel (eq. 1.16) :

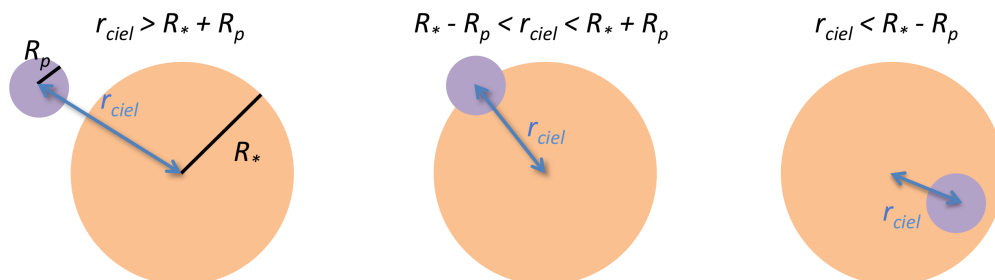
$$\frac{r_{ciel}}{R_*} = \frac{a}{R_*} \frac{(1 - e^2)}{1 + e \cos f} \sqrt{1 - \sin^2(\omega + f) \sin^2 i}. \quad (1.17)$$

Le recouvrement est (Fig. 1.8) : – complet lorsque  $\frac{r_{ciel}}{R_*} < 1 - \frac{R_p}{R_*}$ ,  
– nul lorsque  $\frac{r_{ciel}}{R_*} > 1 + \frac{R_p}{R_*}$ ,  
– partiel lorsque  $1 - \frac{R_p}{R_*} \leq \frac{r_{ciel}}{R_*} \leq 1 + \frac{R_p}{R_*}$ .

Dans le dernier cas, la portion du recouvrement peut être calculée en fonction du temps sur base de la géométrie du système (voir par ex. le livre de Haswell 2010 et l'article de Mandel & Agol 2002 pour plus de détails).

La grandeur  $r_{ciel}$  est minimale à la conjonction inférieure<sup>12</sup>, c'est-à-dire lors du transit lorsque l'anomalie vraie vaut  $\pi/2 - \omega$ , et à la conjonction supérieure, lors de l'occultation ( $f_{occ} = -\pi/2 - \omega$ ), c'est-à-dire la disparition de la planète derrière

12. Position où le corps le moins massif est le plus proche de l'observateur.



**Figure 1.8** – Projection du disque planétaire sur le disque stellaire en fonction de  $r_{ciel}$ .

son étoile hôte. Nous pouvons désormais définir le paramètre d'impact d'un transit (Fig. 1.9) comme étant la valeur minimale de  $r_{ciel}/R_*$  lors du transit par :

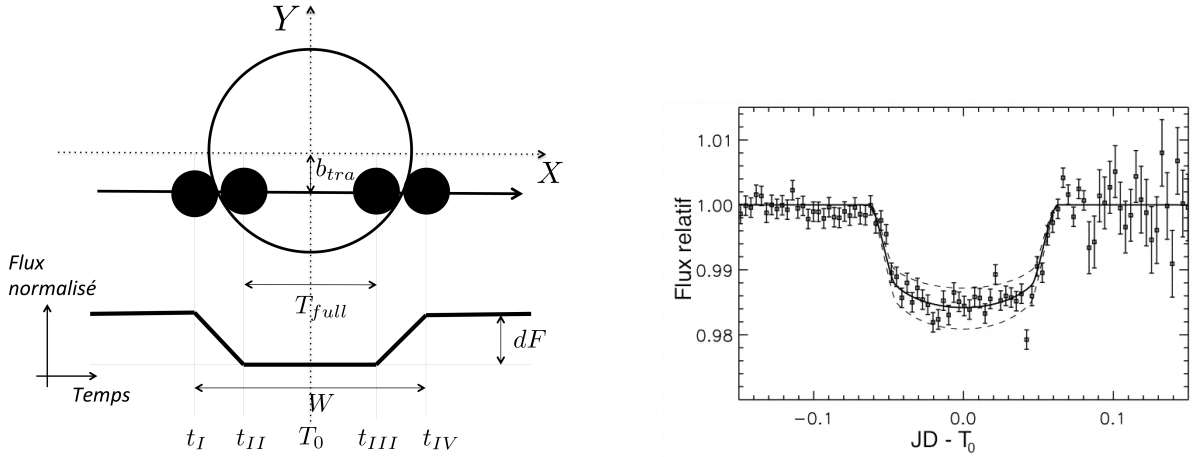
$$b_{tra} = \frac{a \cos i}{R_*} \left( \frac{1 - e^2}{1 + e \sin \omega} \right). \quad (1.18)$$

La probabilité d'observer une planète en transit correspond en première approximation au rapport du rayon de l'étoile avec le demi-grand axe de l'orbite planétaire (ex. : Sackett, 1999). Il est donc plus facile d'observer une planète orbitant à une faible distance autour d'une grande étoile, fait accentué par une planète de rayon d'autant plus grand ( $dF \nearrow$ ). La méthode des transits induit ainsi un biais observationnel.

Pour chaque observation photométrique, on relie le temps d'observation avec la position orbitale de la planète comme nous l'avons fait dans le cas des VR : à partir du temps, on calcule  $M$  (eq. 1.8), puis  $E$ , et  $f$  (eq. 1.7 et 1.6). La distance séparant la planète de l'étoile en unités de rayon stellaire devient, à partir de l'équation 1.9 :

$$\frac{r}{R_*} = \frac{a}{R_*} \frac{(1 - e^2)}{1 + e \cos f}. \quad (1.19)$$

La forme elle-même du transit donne d'autres informations (en complément des explications ci-dessous, voir par ex. Winn, 2010, pour un plus long développement). En plus de la profondeur, elle indique également les quatre temps de contact ( $t_{I \rightarrow IV}$ ) qui correspondent aux quatre moments où les bords de la planète et de l'étoile semblent se toucher selon notre point de vue dans le cas où le transit n'est pas rasant (Fig. 1.9). L'observation de plusieurs transits consécutifs fournit également la période de l'orbite. La durée totale du transit ( $W = t_{IV} - t_I$ ) équivaut à la fraction de

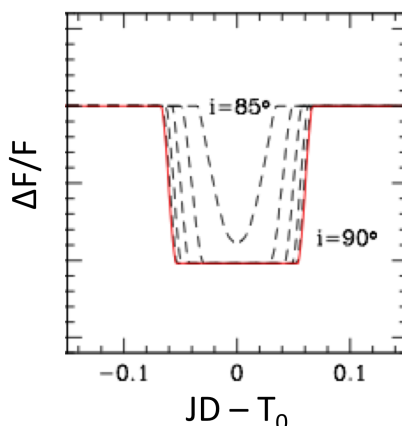


**Figure 1.9** – A gauche : Illustration d'un transit. Lorsque la planète passe devant son étoile, considérée ici de brillance uniforme sur son disque, on observe une diminution relative de flux d'une profondeur  $dF$ . Les temps  $t_I$ ,  $t_{II}$  et  $t_{III}$  et  $t_{IV}$  sont les quatre temps de contact des bords des disques planétaire et stellaire lorsque la planète transite.  $T_0$  est le temps de la conjonction inférieure. Crédit : suivant Winn (2010). A droite : Courbes photométriques combinées et dont les mesures sont moyennées par intervalles de 5 minutes, du transit de HD 209458 b devant son étoile. La ligne en trait plein correspond au modèle de transit s'ajustant le mieux aux données ( $R_p = 1,27 R_J$ ,  $i = 87^\circ$ ), et les deux lignes en traits discontinus satisfont aux modèles de transit d'une planète de rayon sous- ou surestimé de 10 %. Crédit : Charbonneau et al. (2000).

la période orbitale durant laquelle la distance projetée entre les centres de l'étoile et de la planète est inférieure à la somme de leurs rayons respectifs ( $r_{ciel} < R_* + R_p$ ). Nous définissons également la durée du transit complet ( $T_{full} = t_{III} - t_{II}$ ) comme étant égale à la fraction de la période orbitale durant laquelle le disque planétaire entier se trouve devant le disque stellaire, soit  $r_{ciel} < R_* - R_p$ . Ces deux définitions donnent les relations suivantes :

$$W = t_{IV} - t_I \simeq \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[ \frac{R_* \sqrt{\left(1 + \frac{R_p}{R_*}\right)^2 - b^2}}{a \sin i} \right] \frac{\sqrt{1 - e^2}}{1 + e \sin \omega}, \quad (1.20)$$

$$T_{full} = t_{III} - t_{II} \simeq \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[ \frac{R_* \sqrt{\left(1 - \frac{R_p}{R_*}\right)^2 - b^2}}{a \sin i} \right] \frac{\sqrt{1 - e^2}}{1 + e \sin \omega}. \quad (1.21)$$



**Figure 1.10** – Influence de l’inclinaison ( $i$  valant de 85 à 90°) sur la courbe de transit d’une planète de type Jupiter située à 0,05 au considérant une étoile de brillance constante à sa surface. Crédit : Sackett (1999).

En première approximation, la durée du transit  $W$  pour  $a \gg R_* \gg R_p$  dépend de l’inclinaison de l’orbite (Fig. 1.10) et vaut au maximum  $\frac{PR_*}{\pi a}$ . Réorganisées, ces deux équations permettent d’exprimer les paramètres orbitaux  $b$  et  $a/R_*$  selon :

$$b^2 = \frac{(1 - \sqrt{dF})^2 - (T_{full}/W)^2(1 + \sqrt{dF})^2}{1 - (T_{full}/W)^2}, \quad (1.22)$$

$$\frac{a}{R_*} = \sqrt{\frac{(1 + \sqrt{dF})^2 - b^2}{\sin^2\left(\frac{W\pi}{P} \frac{1+e \sin \omega}{\sqrt{1-e^2}}\right)}} + b^2. \quad (1.23)$$

Ces deux valeurs sont fonctions de l’excentricité et de l’argument au périastre, qui sont contraintes par la forme de la courbe des VR (lorsque celle-ci est disponible). Leurs valeurs peuvent être affinées par l’éphéméride et la durée de l’occultation, voir Sect. 2.1.4. En l’absence de ces valeurs, on est réduit à supposer une orbite circulaire<sup>13</sup> (ex. : Crossfield et al., 2015), ou au moins à contraindre l’excentricité à se trouver dans une certaine distribution basée sur nos connaissances des orbites exoplanétaires (ex. : Barclay et al., 2015).

<sup>13</sup>. Pour des systèmes de courte période orbitale, cette hypothèse suppose une circularisation efficace par force de marée.

Par la troisième loi de Kepler (Seager & Mallén-Ornelas, 2003), le rapport  $a/R_*$  permet de déterminer la densité stellaire moyenne  $\rho_*$ . On a en effet :

$$\rho_* + \sqrt{dF^3} \rho_p = \frac{4\pi}{GP^2} \left( \frac{a}{R_*} \right)^3 \quad (1.24)$$

où le terme comprenant la densité planétaire moyenne,  $\rho_p$  peut être négligé puisque le terme  $\sqrt{dF^3}$  est très petit. On a donc  $\rho_* \propto \left( \frac{a}{R_*} \right)^3$ .

Rappelons que les mesures des vitesses radiales permettent de fournir le paramètre  $K_*$  qui est lié aux masses planétaire et stellaire ainsi qu'à l'inclinaison de l'orbite. La détermination de la masse planétaire est dès lors possible sur base de  $M_*$ . Connaissant  $M_*$  (resp.  $R_*$ ), on a  $R_*$  (resp.  $M_*$ ) via  $\rho_*$  ( $\simeq \frac{M_*}{R_*^3}$ ), où  $\rho_*$  est connu par les équations 1.23 et 1.24. Comme nous l'avons déjà mentionné, le rayon stellaire peut être obtenu par exemple à l'aide de l'interférométrie, de l'astérosismologie ou encore sur base de calibration de modèles d'évolution stellaire. Les deux dernières méthodes permettent également de contraindre la masse stellaire (sans la connaissance a priori du rayon). La calibration stellaire, utilisant  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log \rho_*$  et la métallicité, proposée par Enoch et al. (2010) peut être utilisée lors de la modélisation des courbes de lumière pour des étoiles de masse comparable à celle du Soleil. Notons qu'il est également possible d'obtenir  $M_*$  pour des systèmes stellaires comprenant plusieurs planètes en transit à partir de la détermination des variations de temps de transit (voir section suivante) et de mesures de vitesses radiales<sup>14</sup>, sans utiliser les modèles stellaires (Almenara et al., 2015). Connaissant  $R_*$ , on a  $a$  via l'équation 1.23, et puis  $i$  grâce aux équations 1.18 et 1.22.

Southworth et al. (2007) ont également démontré qu'il était possible d'obtenir la gravité de surface de la planète  $g_p$  sur base de mesures photométriques et radiales sans avoir recours aux propriétés stellaires. En effet,

$$g_p = \frac{GM_p}{R_p^2}, \text{ mais aussi } g_p = \frac{2\pi}{P} \frac{\sqrt{1-e^2}K}{\sin i} \left( \frac{a}{R_p} \right)^2 = \frac{2\pi}{P} \frac{\sqrt{1-e^2}K}{\sin i} \left( \frac{a}{R_*} \right)^2 \frac{1}{dF}. \quad (1.25)$$

La méthode des transits fournit déjà ainsi plusieurs propriétés planétaires. Nous les approfondirons et en explorerons d'autres dans le chapitre suivant.

---

14. Les variations de temps de transit fournissent le rapport des masses, et la demi-amplitude de la perturbation en VR de l'étoile le rapport  $\frac{M_p}{(M_p+M_*)^{2/3}}$  (eq. 1.3) si les paramètres orbitaux sont déterminés. Cette technique est limitée par l'amplitude des variations de temps de transit et des VR. Elle nécessite des mesures photométriques et de VR précises ainsi qu'un bon échantillonnage temporel.

La première mesure d'une exoplanète en transit (Fig. 1.9) a été obtenue en 2000 pour le Jupiter chaud HD 209458 b découvert par la méthode des vitesses radiales (Mazeh et al., 2000) par les deux équipes de Charbonneau et al. et Henry et al.. Cette mesure a prouvé que les Jupiters chauds existaient bel et bien et ne correspondait pas à des binaires avec une orbite fortement inclinée. Depuis, plusieurs missions au sol et spatiales ont été dédiées à la détection d'exoplanètes par la méthode des transits. Le Wide-Angle Search for Planets (WASP, Pollacco et al., 2006) est probablement le projet de recherche d'exoplanètes depuis le sol le plus productif avec plus de 130 planètes découvertes (mai 2015<sup>15</sup>, Smith & WASP Consortium, 2014).

La mission spatiale *CoRoT* (Convection, Rotation and planetary Transits, Baglin et al., 2006) lancée en décembre 2006 a permis la découverte d'une vingtaine d'exoplanètes (Cabrera et al., 2015), dont la première super-Terre en transit (CoRoT-7b, Léger et al., 2009). Quant à la mission spatiale Kepler lancée en mars 2009 (Borucki et al., 2010; Koch et al., 2010), elle a révolutionné nos connaissances sur les exoplanètes grâce à la détection de plus 1000 planètes (dans  $\sim 400$  systèmes) et plus de 3000 candidats (ex. : Batalha et al., 2013; Batalha, 2014). Se basant sur ces résultats, Fressin et al. (2013) ont montré que statistiquement environ 16 % des étoiles de type FGK de la séquence principale ont au moins une planète de rayon de 0,8 à 1,25  $R_{\oplus}$  en orbite de périodes allant jusqu'à 85 jours. De plus, ces statistiques indiquent actuellement qu'on peut s'attendre à ce que 90 % des étoiles froides ( $T_{\text{eff}} < 4000$  K) de la séquence principale présentent une planète de 0,5–4  $R_{\oplus}$  sur une période orbitale inférieure à 50 jours et 15 % une planète de taille comparable à la Terre (0,5–1,4  $R_{\oplus}$ ) par même type d'étoile dans la zone habitable (Dressing & Charbonneau, 2013). Kepler a aussi permis la détection de la première planète en orbite autour de deux étoiles (Kepler-16b, Doyle et al., 2011). Nous invitons le lecteur intéressé par les caractéristiques des planètes et des systèmes planétaires tels que déduits des résultats Kepler à lire les comptes rendus de Lissauer et al. (2014), Batalha (2014) et leurs références internes.

---

15. <http://wasp-planets.net/wasp-planets/>

## Méthode des variations de temps de transit

L'orbite d'une planète est régie par les forces de gravité. Seule en orbite autour d'une étoile, une planète décrit une orbite elliptique parfaite selon les lois de Kepler et transite devant son étoile à intervalles réguliers<sup>16</sup>. L'addition d'un troisième corps dans le système planétaire perturbe cette harmonie. En effet, chaque corps exerçant une influence gravitationnelle sur les autres corps, et les orbites des corps ne sont plus képlériennes. La variation de l'intervalle de temps entre deux transits successifs (TTV, pour transit timing variation) est notée  $\delta t$ . Elle est la contribution de deux effets induits par la présence du 3e corps : le mouvement de l'étoile s'opère autour du barycentre commun des trois corps, et la planète en transit voit son orbite également perturbée par ce troisième corps. En somme, la géométrie du transit se voit modifiée aussi bien par le déplacement de l'étoile que de la planète elle-même à chaque transit (Fig. 1.11). Selon Agol et al. (2005), la variation maximale du temps du transit d'une planète peut s'exprimer par

$$\delta t_2 \approx \frac{M_1 P_2 a_1}{M_* 2\pi a_2}, \quad (1.26)$$

dans le cas d'une perturbation par un troisième corps (planète) intérieur à l'orbite de la planète en transit, où  $M_1$  et  $M_*$  sont les masses de la planète en orbite intérieure et de l'étoile,  $P_1$  et  $P_2$  sont les périodes orbitales des planètes en orbite intérieure et extérieure, et  $a_1$  et  $a_2$  sont respectivement leur demi-grand axe. Les deux orbites sont supposées circulaires et dans le même plan. La Terre induirait ainsi une variation maximale de  $\sim 34$  secondes sur le temps de transit de Jupiter observé depuis l'espace. En cas de résonance orbitale du premier ordre, la variation

---

16. Notons que certains effets peuvent perturber cette orbite. En effet, l'activité magnétique de l'étoile peut induire une redistribution du moment angulaire dans l'étoile et donc une modification de son ellipticité, ce qui implique une variation de la période orbitale de la planète. Il s'agit de l'effet Applegate (Applegate 1992, voir Watson & Marsh 2010, pour la grandeur de cet effet). D'autres effets comme la précession du périastre ou les effets de marée peuvent induire une perturbation. Le taux de précession des Jupiters très chauds ( $P < 3$  jours) qui est uniquement dû à la distribution de densité interne de la planète est proportionnel à la masse de l'étoile et au rayon planétaire et inversement proportionnel à la distance orbitale et la masse planétaire (Ragozzine & Wolf, 2009). Cet effet pourrait être mesuré pour des Jupiters vraiment proches de leur étoile et peu denses (ex. : WASP-12 b, Campo et al., 2011). La précession de la normale au plan orbital autour du vecteur moment angulaire total du système (nodal precession) peut également agir. Cependant son action est plus faible que celle de la précession du périastre (Ragozzine & Wolf, 2009).



maximale induite est de

$$\delta t_2 \approx \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{P_2}{4,5 j}, \quad (1.27)$$

si les deux planètes sont en conjonction toutes les  $j$  orbites de la planète en orbite externe<sup>17</sup>. Une planète extérieure en orbite fortement excentrique, d'excentricité  $e_2$ , produirait quant à elle une variation maximale de l'ordre de

$$\delta t_1 \approx \frac{M_2}{M_*} e_2 P_2 \left( \frac{a_1}{a_2} \right)^3, \quad (1.28)$$

sur le moment du transit de la planète en orbite interne (les indices "2" correspondent toujours à la planète en orbite extérieure, Haswell 2010). La mesure de TTV a jusqu'à présent permis la détection et caractérisation de planètes (contraintes sur les masses, périodes, excentricités) ne transitant pas (ex. : Kepler-46, Kepler-56, etc, Nesvorný et al., 2012; Steffen et al., 2013).

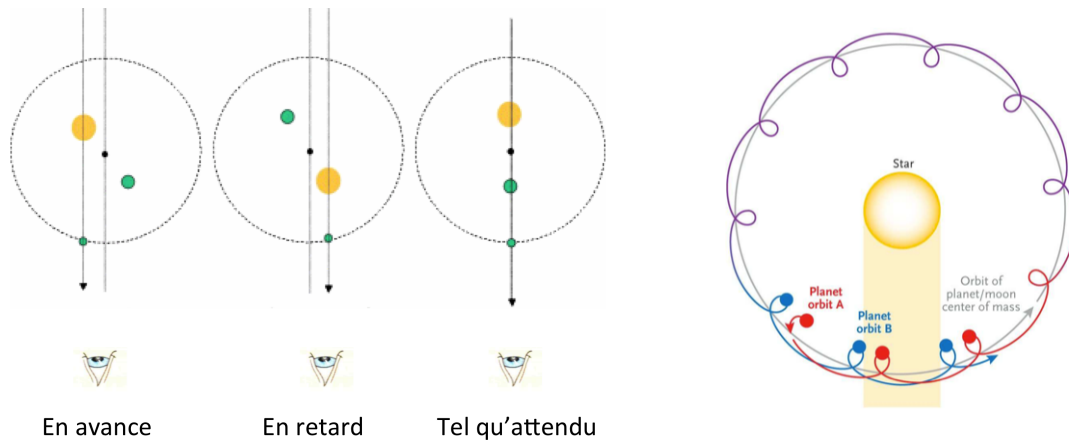
Lorsque les planètes transitent, cette méthode, tout comme celle des vitesses radiales, permet de déterminer les masses des planètes sur base de celle de leur étoile hôte. Elles favorisent toutes les deux la détection des planètes massives. La sensibilité de la méthode des VR diminue avec l'augmentation de la période orbitale de la planète. La méthode des TTV est quant à elle particulièrement sensible aux perturbations entre planètes qui sont en orbites rapprochées ou proches de la résonance. Elle est donc complémentaire en ce sens. Récemment, elle a permis de mesurer la masse de l'exoplanète Kepler-138 b en fonction de la masse stellaire ( $M_p = 0,066_{-0,037}^{+0,059} M_\oplus$ , Jontof-Hutter et al., 2015). Il s'agit de la planète la moins massive découverte (et dont la masse a été déterminée) à ce jour dont la taille ( $R_p = 0,522 \pm 0,032 R_\oplus$ ) et la masse sont similaires à celles de Mars<sup>18</sup>. Elle fait partie d'un système de trois planètes en transit dont les orbites sont proches de la résonance (4:3 pour les orbites de Kepler-138 b et de Kepler-138 c, et 5:3 pour les orbites de Kepler-138 c et de Kepler-138 d). La mesure de la masse de Kepler-138 b n'aurait à ce jour pas été possible avec la méthode des VR<sup>19</sup>.

Si le troisième corps est un satellite naturel, une exolune, alors la planète orbite autour de leur barycentre commun planète-lune. Ce barycentre est lui-même en

17. et donc toutes les  $j + 1$  orbite pour la planète en orbite interne par définition de la résonance du premier ordre.

18. Mars a un rayon moyen de  $0,53 R_\oplus$  et une masse de  $0,107 M_\oplus$ .

19. En effet, la demi-amplitude de la perturbation en VR est de  $K_* \simeq 0,03$  m/s.



**Figure 1.11** – A gauche : Influence d’une seconde planète (ici, planète interne) en orbite autour d’une étoile sur le moment du transit d’une première planète (ici, planète externe). Seul l’effet de la planète interne sur l’étoile est considéré. Les disques jaunes et verts de chaque figure représentent respectivement l’étoile hôte et deux planètes. Le cercle en pointillés caractérise l’orbite de la planète externe, le point noir au centre du cercle, le barycentre commun des trois corps. Les deux lignes verticales grises indiquent les géométries de transit réelles et attendues (la ligne passant par le barycentre) de la planète sur l’orbite externe. Selon les positions respectives des trois corps, le transit a lieu plus tôt, plus tard ou tel qu’attendu sans la présence du troisième corps. Crédit : adapté de Agol et al. (2005). A droite : Influence d’une Lune sur l’orbite d’une planète. Crédit : D. Kipping.

orbite autour de l’étoile (ou plus précisément du barycentre commun étoile-planète-lune). L’exolune provoque ainsi des retards ou avances sur les moments de transit (Fig. 1.11). On peut approximer l’amplitude maximale des TTV induits par :

$$\delta t_L \approx \frac{a_L M_L}{\sqrt{2} M_p} \frac{P}{2\pi a}, \quad (1.29)$$

pour une exolune en orbite circulaire, où  $a_L$  et  $M_L$  sont respectivement le rayon orbital et la masse de l’exolune (Kipping, 2009). On considère que  $P$  et  $a$  sont les période et demi-grand axe de l’orbite du barycentre planète-lune autour de l’étoile. La modification de l’orbite de la planète conduit à une autre observable : la variation de la durée du transit (TDV, pour transit duration variation). En effet, la vitesse orbitale de la planète autour de l’étoile est le résultat de l’addition vectorielle de la vitesse orbitale du barycentre planète-lune autour de l’étoile et de la vitesse de la planète en orbite autour de ce barycentre. Le second vecteur vitesse

étant susceptible de changer à chaque transit, on observe une variation de la durée de transit. Sa valeur maximale peut être approximée par :

$$\delta W_L \approx \sqrt{\frac{a}{a_L} \frac{M_L}{\sqrt{M_p (M_p + M_*)}} \frac{W}{\sqrt{2}}}, \quad (1.30)$$

pour des orbites circulaires (du barycentre planète-lune autour de l'étoile et de la lune autour du barycentre planète-lune), où  $W$  est la durée du transit non-perturbée (Kipping, 2009). A ce jour, encore aucune exolune n'a été détectée.

## 1.4 Chronométrie des pulsars

---

La chronométrie des pulsars cherche à détecter les anomalies dans la fréquence des pulsations radio d'une étoile à neutrons<sup>20</sup>. Un pulsar est une étoile à neutrons en rotation rapide ( $\sim 0,001-1$  s) émettant un intense rayonnement électromagnétique dans la direction de l'axe principal de son champ magnétique. Les axes du champ magnétique et de rotation sont distincts. Lorsque l'observateur se trouve périodiquement dans l'axe du champ magnétique, il perçoit des pulsations de manière parfaitement régulière, pour un pulsar isolé. La présence d'un compagnon induit, elle, un mouvement du pulsar de telle manière que la distance que la lumière doit parcourir pour nous atteindre diffère au cours du temps, provoquant un décalage de l'arrivée des pulsations<sup>21</sup>. Cette méthode se limite aux pulsars de périodes de quelques milli-secondes (ex. : Wolszczan & Kuchner, 2010). Il s'agit d'horloges presque parfaites, dont le décalage dans la périodicité dû à une planète est donné par :

$$\Delta t = \frac{a M_p \sin i}{c M_*}, \quad (1.31)$$

où  $a$  est le demi-grand axe,  $M_p$  et  $M_*$  sont les masses de la planète et du pulsar,  $i$  est l'angle entre le plan orbital et le plan du ciel, et  $c$  la vitesse de la lumière. Une planète de type Terre tournant autour du pulsar peut induire un retard de l'ordre de

20. étoile massive au stade final de son évolution, résidu de son explosion en supernova

21. Le changement de la position du pulsar induit également un effet Doppler. Cependant, sur base de la conversion des variations de la période de PSR B1257+12 en vitesse radiale (Fig. 3 de Wolszczan & Kuchner, 2010), nous calculons que cela reviendrait à détecter un effet Doppler sur le signal radio (de 430MHz) de l'ordre du nHz.

la milli-seconde sur la période de pulsation, ce qui est détectable pour nos instruments actuels (Doyle, 2013). Deux années après la détection de deux planètes de quelques masses terrestres autour du pulsar PSR B1257+12 (Wolszczan & Frail, 1992), Wolszczan (1994) confirme leur existence et découvre un objet supplémentaire en orbite de masse comparable à celle de la Lune. Quelques exoplanètes ont été détectées par cette méthode<sup>22</sup>. Il est cependant peu probable que ces planètes aient survécu à l'explosion violente d'une étoile en supernova. Elles auraient donc plutôt été formées par la suite.

Notons enfin que la méthode de la chronométrie ne s'arrête pas aux pulsars. En effet, elle peut s'appliquer en principe sur toute étoile source d'un signal périodique de haute fréquence. Par exemple, Silvotti et al. (2007) ont détecté une planète géante en orbite autour de l'étoile sous-naine B V 391 Pegasi brûlant de l'hélium en son coeur et montrant des pulsations stables (si isolées) à courtes périodes.

## 1.5 Imagerie directe

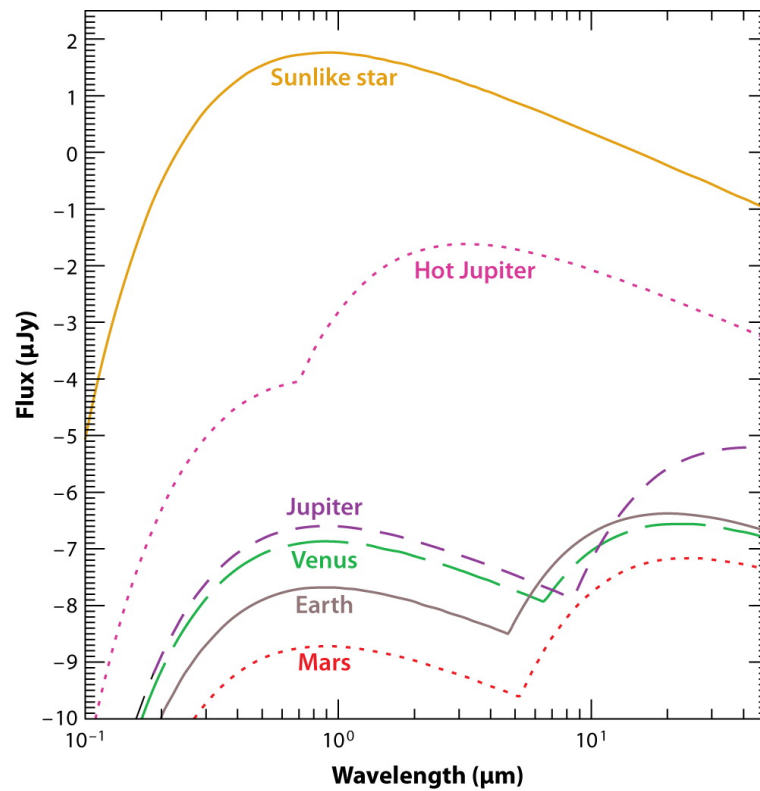
---

L'imagerie directe est très difficile à réaliser vu la faible brillance de la planète comparée à celle de son étoile hôte (Fig. 1.12) et la faible séparation angulaire entre les deux corps. Quelques techniques d'observations rendent l'imagerie possible pour des planètes jeunes, brillantes et éloignées de leur étoile. Elles doivent parvenir à supprimer la lumière de l'étoile hôte et de ses motifs de diffraction ainsi que la lumière stellaire diffusée par les imperfections du télescope (Traub & Oppenheimer, 2010).

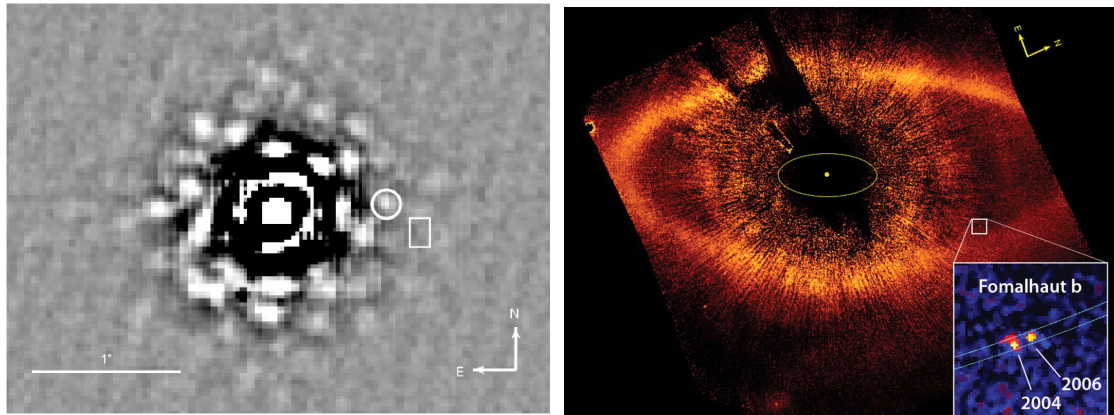
Le rapport de luminosité entre la planète et l'étoile dans le visible dépend de l'albédo (réflectivité) de la planète, de la manière dont la lumière est diffusée selon notre angle de vue et du rapport entre le rayon planétaire et son rayon d'orbite. Il équivaut à  $\sim 10^{-9}$  pour Jupiter et à  $\sim 10^{-10}$  pour la Terre (ex. : Perryman, 2011). Dans l'infrarouge, ce rapport augmente car la planète émet du rayonnement thermique en plus de la réflexion et l'étoile émet généralement moins que dans le visible (Fig. 1.12). L'imagerie directe aura tendance à viser de jeunes systèmes planétaires

---

22. voir : <http://www.exoplanet.eu/catalog/>.



**Figure 1.12** – Comparaison des flux de quelques planètes du système solaire et d'un Jupiter chaud observés depuis une distance de 10 parsecs, en associant à chaque corps un spectre d'émission de corps noir de même température effective. On les suppose en présence d'une étoile de type solaire, dont le flux spectral est aussi représenté. Les spectres des planètes sont composés de deux pics. Celui à courte longueur d'onde est le résultat de la réflexion et diffusion de la lumière du Soleil par l'atmosphère de la planète. Le second provient de l'émission thermique de la planète. Crédit : Seager & Deming (2010).



**Figure 1.13** – A gauche : Image de GQ Lup dans la bande K de l’instrument ComOn+/VLT (ESO) après filtrage de basses fréquences. Le compagnon planétaire possible est entouré par un cercle. Son signal est comparable au bruit granulaire présent dans l’image. Crédit : Janson et al. (2006). A droite : Imagerie directe à  $0,6 \mu\text{m}$  de Fomalhaut b à l’aide d’un coronographe sur le télescope spatial *Hubble*. Crédit : Kalas et al. (2008).

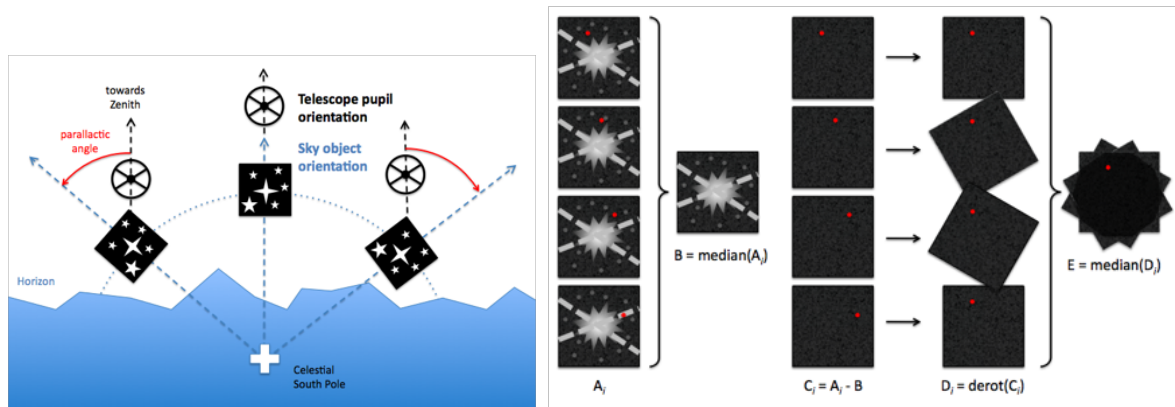
puisque les jeunes planètes ont conservé beaucoup de chaleur depuis leur formation et émettent donc significativement (plus) dans le proche infrarouge (Traub & Oppenheimer, 2010).

Le phénomène de diffraction régit la résolution angulaire  $\theta$  que l’on peut atteindre. Elle dépend du diamètre du miroir du télescope  $D$  et de la longueur d’onde utilisée  $\lambda$  et est donnée par la taille du disque d’Airy :

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (1.32)$$

Les grands télescopes sont mis à contribution, mais ce n’est pas suffisant. L’utilisation de l’optique adaptative est nécessaire afin de ne pas perdre de résolution angulaire en raison de la turbulence atmosphérique. Le bruit granulaire<sup>23</sup> présent sur les images pouvant être confondu avec l’émission d’une planète (Fig. 1.13 à gauche), il est primordial de s’en affranchir. Différentes stratégies sont mises en oeuvre lors de l’observation afin de soustraire l’étalement de la lumière de l’étoile sur l’image par la combinaison de plusieurs images. Par exemple, l’imagerie angulaire différentielle (Marois et al., 2006) consiste à observer une étoile hôte en gardant l’axe d’observation du télescope fixe lors de la rotation du champ de ciel (Fig. 1.14 à

23. speckles en anglais



**Figure 1.14** – Technique de l’imagerie angulaire différentielle. À gauche : observation du même champ d’étoile à des instants différents tout en conservant l’orientation du télescope fixée et définition de l’angle parallactique. À droite : soustraction de la lumière de l’étoile hôte comprenant le bruit de granulation dans son étalement sur l’image. Le point rouge indique la position de la planète. En prenant la médiane des images centrées sur l’étoile  $A_i$ , on obtient l’image  $B$  qui est l’image de tout ce qui est fixe entre les images  $A_i$ . L’image  $B$  est soustraite sur les images  $A_i$  pour donner les images  $C_i$ . Ces images sont ensuite tournées en fonction de l’angle parallactique défini pour chaque image (voir figure de gauche) pour donner les images  $D_i$ . La médiane de ces images fournit l’image finale révélant la présence de la planète. Crédit à gauche et à droite : C. Thalmann.

gauche). Entre les différentes images, le champ (et tous les objets du ciel dont la planète) tourne autour de l’étoile, mais le bruit granulaire reste à une même position puisque le plan pupille, d’où viennent les speckles, reste fixe. En combinant ces images selon la médiane<sup>24</sup>, on conserve une image de l’étoile seule (avec les granulations dans sa fonction d’étalement). Il reste à soustraire cette image des images originelles et à faire pivoter ces dernières en fonction de l’angle parallactique<sup>25</sup>. On prend enfin la valeur médiane de ces dernières pour obtenir une image contenant uniquement la planète (Fig. 1.14 à droite). Le bruit granulaire restant peut encore être diminué lors du traitement d’image. Enfin, l’imagerie directe a aussi recours à du matériel, comme un coronographe (apodisé, à masque opaque ou de phase, vortex) qui a pour but de masquer la lumière de l’étoile (Fig. 1.13 à droite).

24. Plus précisément, l’intensité dans chaque pixel de l’image finale correspond à la médiane des valeurs du même pixel sur les autres images.

25. Angle de la sphère céleste ayant son centre en un astre à un instant déterminé, et dont les côtés passent l’un par le zénith du lieu d’observation, l’autre par le pôle de rotation de la sphère céleste.

## Interférométrie

Au lieu d’augmenter indéfiniment la taille du miroir d’un télescope, on peut utiliser le principe d’interférométrie qui consiste à combiner la lumière collectée par différents télescopes observant une source commune. En opérant de la sorte, la résolution angulaire peut être affinée et est inversement proportionnelle à la base de l’interféromètre  $B$ , c’est-à-dire à la distance entre deux télescopes :

$$\theta = 0,5 \frac{\lambda}{B}. \quad (1.33)$$

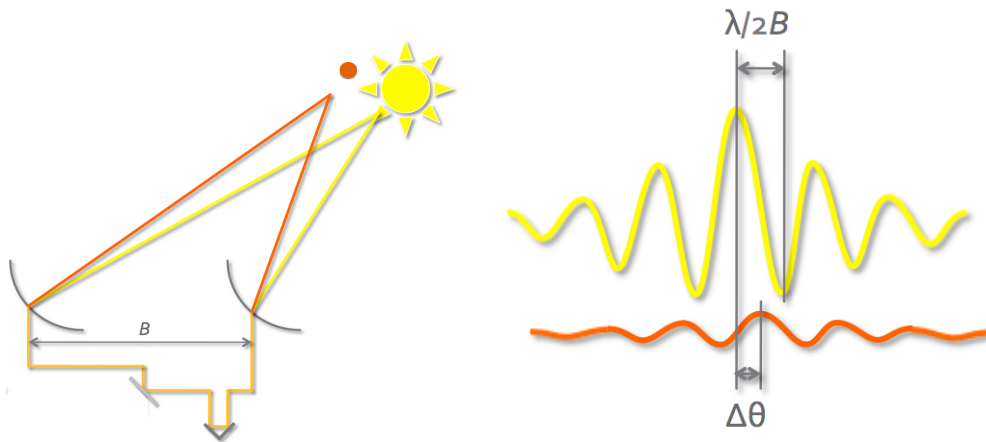
L’amplitude et la phase des franges d’interférences sont deux grandeurs mesurables (ex. : Akeson & Swain, 1999). Ces deux grandeurs sont toutes deux sensibles à la présence de compagnons peu lumineux (ex. : Wright & Gaudi, 2013). La lumière de l’étoile hôte et de sa planète n’arrivent en effet pas exactement sous un même angle, ce qui produit un décalage entre leurs franges d’interférence (Fig. 1.15). Parallèlement à cela, la figure d’interférence varie avec  $B$  : les franges sont plus rapprochées et moins contrastées avec l’augmentation de  $B$  (Fig. 1.16 à gauche). Le contraste des franges est caractérisé par la fonction de visibilité,  $V$ , qui est comprise entre 0 et 1<sup>26</sup>. La visibilité est mesurable et est égale au rapport de la différence entre l’intensité maximale et minimale d’une frange avec leur somme. La combinaison de ces deux propriétés permet de détecter le compagnon d’une étoile en modifiant  $B$ . Si l’étoile est isolée, alors la visibilité diminue régulièrement avec l’augmentation de  $B$ . Dans le cas contraire, on observe une modulation supplémentaire qui provient des interférences tantôt constructives, tantôt destructives du compagnon qui s’ajoutent sur le profil total obtenu (Fig. 1.16 à droite).

D’autres approches utilisant le principe d’interférométrie existent. Toujours en étudiant la grandeur de la visibilité, l’interférométrie “nulling” consiste à ajuster la longueur du chemin optique de manière à ce que les fronts d’ondes des télescopes interfèrent de manière destructive à la position de l’étoile. La lumière de la planète qui arrive à un angle légèrement différent peut interférer de manière constructive (Bracewell, 1978). Cela revient donc à soustraire la lumière de l’étoile tout en conservant celle de la planète.

Chaque mesure de phase du champ électromagnétique de la source est affectée par la turbulence de l’atmosphère. L’atmosphère ajoute en effet une erreur aléa-

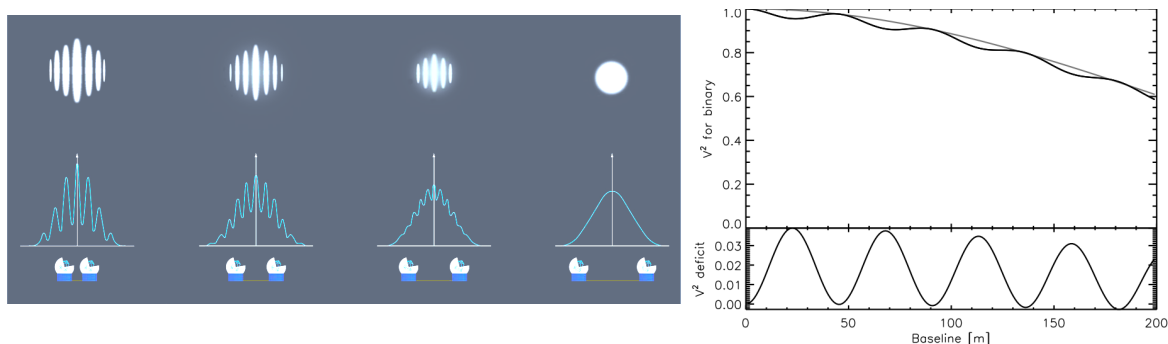
26. Si le contraste est bien marqué, la visibilité est proche de 1, les franges sont bien visibles. Un contraste faible entre les franges les rendant presque inexistantes donne une valeur de  $V$  proche de 0.





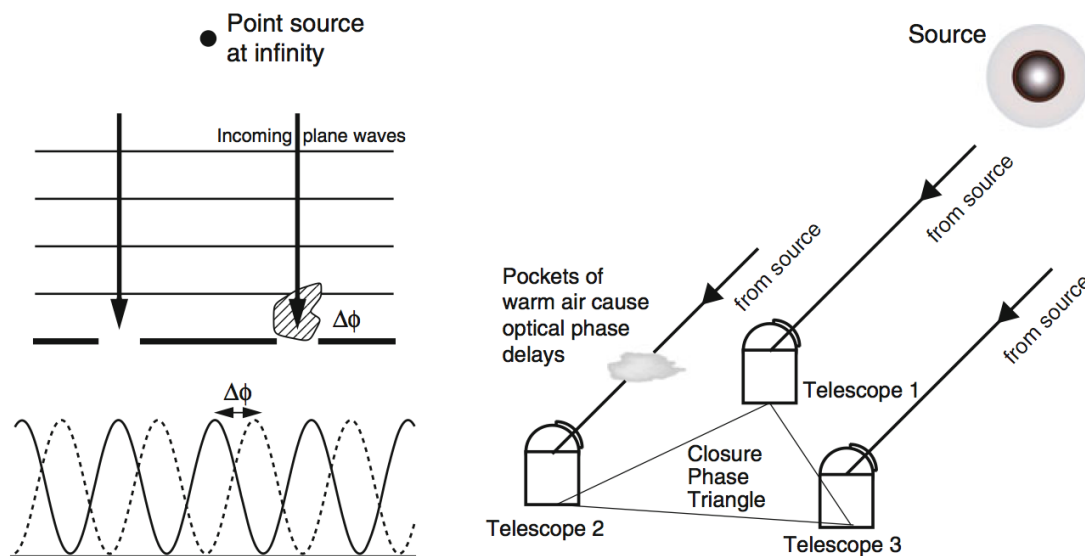
**Figure 1.15** – A gauche : Représentation schématique de l’observation interférométrique d’une étoile hôte d’une planète. L’étoile est représentée en jaune et la planète en orangé. Leurs faisceaux lumineux arrivent selon différents angles sur les deux télescopes séparés d’une distance  $B$ . A droite : Profils d’interférence distincts des deux corps. La distance entre une interférence constructive et destructive vaut  $0,5\lambda/B$ . La distance séparant les deux maxima d’interférence correspond à leur séparation angulaire  $\Delta\theta$ . Crédit à gauche et à droite : O. Absil.

toire sur la phase au cours du temps. Cette erreur diffère d’un endroit à l’autre. La phase absolue (intrinsèque à la source) est perdue à cause de la turbulence atmosphérique. Deux techniques d’interférométrie permettent tout de même d’utiliser l’information donnée par la phase. La première se base sur la phase différentielle chromatique des franges. Il s’agit d’une approche cherchant à détecter un faible décalage du photocentre (barycentre de luminosité) du système étoile-planète entre différentes longueurs d’onde infrarouges en comparant simultanément les mesures de phase de franges dans deux longueurs d’onde proches (Akeson & Swain, 1999). Si on observe une étoile isolée, la différence de phase observée entre deux télescopes est constante à différentes longueurs d’onde. Notons que ce cas de figure est également valable pour un système binaire dont les étoiles le composant ont un spectre identique. En présence de deux sources ayant des distributions d’énergie spectrale différentes, les rapports de flux varient en fonction de la longueur d’onde. La planète apparaissant plus brillante à de plus grandes longueurs d’onde, le photocentre est décalé en direction de la planète. Cela conduit à un différentiel de phase chromatique.



**Figure 1.16** – A gauche : Influence de la distance entre deux télescopes sur les observations interférométriques d’une étoile isolée. La distance entre les deux télescopes,  $B$ , augmente graduellement de gauche à droite, modifiant la figure d’interférence. Les franges sont de moins en moins contrastées (la visibilité diminue comme on peut le voir sur le graphe de droite) et la distance entre elles diminue jusqu’à ce que l’on ne puisse plus les distinguer. Crédit : ESO. A droite : Modélisation de la mesure de la visibilité en fonction de  $B$  dans le cas d’un système binaire observé dans la bande K (centrée à  $2,2 \mu\text{m}$ ). Le compagnon est cent fois moins brillant et situé à 10 mas de l’étoile. La courbe grise représente la visibilité dans le cas d’une étoile isolée. Elle diminue régulièrement. La présence d’un compagnon (stellaire) module cette fonction selon  $B$  et peut ainsi être révélée (courbe noire). Le graphe en-dessous met en évidence cette modulation. Crédit : O. Absil.

La seconde, celle de la clôture de phase, nécessite l’utilisation d’au moins trois télescopes. La clôture de phase est une quantité physique qui n’est pas entachée des erreurs de phase causées par l’atmosphère,  $\epsilon$ . Elle correspond à la somme des phases des franges d’interférence sur une boucle fermée de plusieurs télescopes. Chaque paire de télescopes produit une phase qui est associée à la phase intrinsèque de la source  $\phi$  et entachée de la différence d’erreurs de phase associées à chacun des télescopes. Par exemple, si les télescopes 1 et 2 ont une erreur respective de  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , la phase des franges d’interférence formées entre ces deux télescope contient l’erreur  $\epsilon_2 - \epsilon_1$ , elle vaut donc  $\phi_{12} + (\epsilon_2 - \epsilon_1)$ . Il en est de même pour chaque paire de télescopes. En combinant les paires de phase mesurées, on annule les erreurs de phase (Fig. 1.17, Jennison, 1958). Pour trois télescopes, la clôture de phase vaut :  $\phi_{12} + (\epsilon_2 - \epsilon_1) + \phi_{23} + (\epsilon_3 - \epsilon_2) + \phi_{31} + (\epsilon_1 - \epsilon_3)$ , soit  $\phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}$ . On peut montrer qu’un objet à symétrie centrale a une clôture de phase nulle (ex. : Monnier, 2003). En brisant la symétrie de l’objet, on modifie la valeur de la clôture de phase.

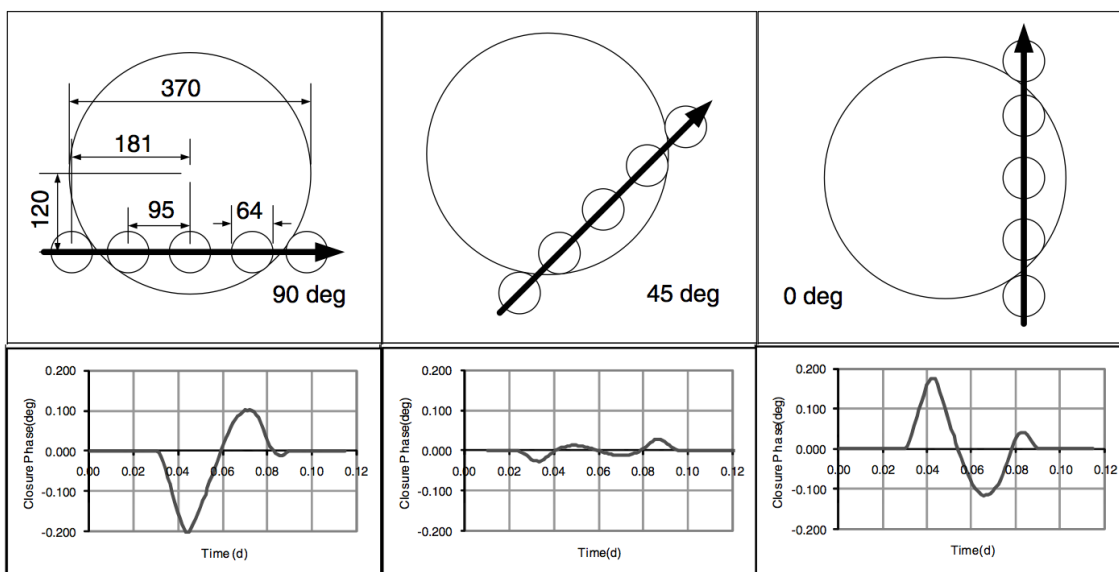


**Figure 1.17** – Introduction d'un décalage de phase des franges d'interférence par la turbulence atmosphérique. L'erreur de phase insérée sur chaque télescope induit des décalages de phase qui s'annulent dans la clôture de phase. Crédit : Monnier & Allen (2013).

Cette technique est utilisée pour détecter des compagnons (ex. : Zhao et al., 2011), cependant la dynamique atteinte actuellement ( $\sim 1:250$ ) n'est pas suffisante pour détecter des planètes (où la dynamique requise est de l'ordre de 1:5000, ex. : Absil et al., 2011). Cette technique pourrait également être utile pour les exoplanètes en transit, puisque la clôture de phase varie au cours du temps lors de la phase de transit. Elle pourrait ainsi fournir l'orientation du plan orbital d'une planète en transit par rapport au ciel, le paramètre d'impact, les rayons stellaire et planétaire, et la durée du transit sans avoir recours à la photométrie du transit (Fig. 1.18, van Belle, 2008).

## Résultats

L'avantage majeur de l'imagerie directe est de pouvoir obtenir le spectre de l'exoplanète. Konopacky et al. (2013) ont réussi à détecter des raies d'absorption d'eau et de monoxyde de carbone dans l'atmosphère de HR 8799c. De plus, il est en théorie possible de déduire l'orbite de la planète de manière très précise en combinant l'imagerie, les vitesses radiales et l'astrométrie (Traub & Oppenheimer,



**Figure 1.18** – Analyse de la clôture de phase durant le transit de HD 189733 b tel qu’il pourrait être observé avec l’interféromètre CHARA en considérant trois orientations différentes de l’orbite par rapport au plan du ciel. Crédit : van Belle (2008).

2010). Les premières détections réalisées par imagerie directe ont été celles de la planète Fomalhaut b de moins de  $3 M_J$  orbitant à une distance de  $\sim 119$  au de son étoile (de type et classe A4 V, Kalas et al., 2008) et des planètes HR 8799b, c et d de masses comprises entre 5 et  $13 M_J$  à des distances respectives de 68, 38 et 24 au de leur étoile (de type A, Marois et al., 2008) ; elles ont été suivies par celle de  $\beta$  Pic b ( $M_p \simeq 9 M_J$ ,  $a \simeq 8\text{--}15$  au, Lagrange et al., 2009, 2010). Fomalhaut b et les planètes orbitant HR 8799 sont de l’ordre d’un milliard et de cent mille fois moins brillantes et que leurs étoiles hôtes (Traub & Oppenheimer, 2010). Toutes ces différentes découvertes ont été faites à l’aide du télescope spatial *Hubble*, des télescopes Keck, de l’observatoire Gemini, du VLT. Notons que la nature planétaire de Fomalhaut b est incertaine à ce jour (ex. : Neuhäuser et al., 2015). Plusieurs dizaines d’exoplanètes ont depuis été détectées par imagerie directe, mais encore aucune par interférométrie. La première détection d’une exoplanète par clôture de phase pourrait être celle de LkCa 15b (Kraus & Ireland, 2012) à l’aide d’un masque non redondant<sup>27</sup>

27. Il s’agit d’un masque composé de plusieurs ouvertures circulaires disposées de manière non-symétrique. Son utilisation permet de faire de l’interférométrie avec un seul télescope, et dans ce cas précis, de la clôture de phase.

(NRM, pour non-redundant mask, Rogstad, 1968; Baldwin et al., 1986) installé sur le télescope Keck II de 10 mètres. Il s'agirait, si les résultats se confirment, d'une planète massive ( $\sim 6 M_J$ ) en formation autour d'une étoile jeune ( $\sim 2$  millions d'années) de type solaire à plus d'une dizaine d'unités astronomiques.

## 1.6 Micro-lentille gravitationnelle

---

La méthode de la micro-lentille gravitationnelle s'appuie sur la théorie de relativité générale d'Albert Einstein dans laquelle une distribution de matière est capable de dévier la trajectoire de la lumière (ses calculs sur l'effet d'une micro-lentille ont été publiés dans Einstein, 1936). Des faisceaux de lumière divergents provenant d'une source d'arrière plan peuvent être suffisamment déviés en passant près d'un corps massif que pour converger en un point (effet de lentille), magnifiant en ce point le flux émis par la source. C'est donc un effet similaire à un mirage optique. On distingue l'effet de macro-lentille gravitationnelle de celui de micro-lentille gravitationnelle par la masse de l'objet lentille. Il conduit au discernement ou non des images de la source selon qu'elle soit déviée par une macro- ou une micro-lentille. L'ordre de grandeur de la masse d'une macro-lentille correspond à celle d'une galaxie et celui d'une micro-lentille à celle d'une étoile. L'observation du phénomène de micro-lentille requiert un alignement presque parfait entre le corps céleste dont la lumière est déviée, la lentille et l'observateur. L'effet s'atténue au fur et à mesure du désalignement. Par convention, l'événement s'opère lorsque la séparation angulaire entre la source et la lentille est inférieure à ce qu'on nomme l'anneau d'Einstein,  $\theta_E$ , défini par :

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM_L}{c^2} \frac{d_{L-S}}{d_S d_L}} \approx 0,77 \sqrt{\frac{M_L}{0,3 M_\odot} \frac{d_{L-S}}{d_S} \frac{4 \text{ kpc}}{d_L}} \text{ mas}, \quad (1.34)$$

où  $M_L$  est la masse de la lentille,  $d_L$ ,  $d_S$  et  $d_{L-S}$  sont respectivement les distances entre l'observateur et la lentille, l'observateur et la source, la lentille et la source (Perryman, 2011). La séparation angulaire des différentes images de la source ( $\lesssim 0,001''$ ) est bien trop faible pour être résolue par les moyens actuels (micro-

lentille)<sup>28</sup>. Cependant la luminosité de la source apparaît temporairement amplifiée, ce qui permet la détection du phénomène.

En 1991, Mao & Paczynski ont proposé de détecter un système planétaire par l'effet de micro-lentille gravitationnelle en prenant pour sources les étoiles du bulbe galactique. En effet, la présence d'une planète autour d'une étoile lentille peut conduire à une courbe de lumière sensiblement différente comparée à celle correspondant à une étoile lentille isolée (Fig. 1.19). Selon leur modèle, il serait possible de détecter deux de ces événements par an et par  $10^7$  étoiles du bulbe galactique. Idéalement, la planète orbitant autour de la lentille se situe à une distance comparable au rayon d'Einstein  $R_E$  donné par  $d_L \theta_E$ , c'est-à-dire à une distance typique de 1,3–3,5 unités astronomiques (Sackett, 1999) si l'on considère une étoile lentille de type M située à 4000 parsecs et une source appartenant au bulbe galactique ( $d_S = 8000$  parsecs). Il s'agit d'une configuration temporaire dont la durée  $t_E$  typique variant de quelques semaines à quelques mois est déterminée par le mouvement propre relatif des deux étoiles, perpendiculairement à notre direction d'observation,  $v_\perp$  :

$$t_E \approx 38 \sqrt{\frac{M_L}{0,3M_\odot} \frac{d_S}{8 \text{ kpc}} \frac{d_{L-S}}{d_S}} \left( \frac{v_\perp}{200 \text{ km/s}} \right) \text{ jours.} \quad (1.35)$$

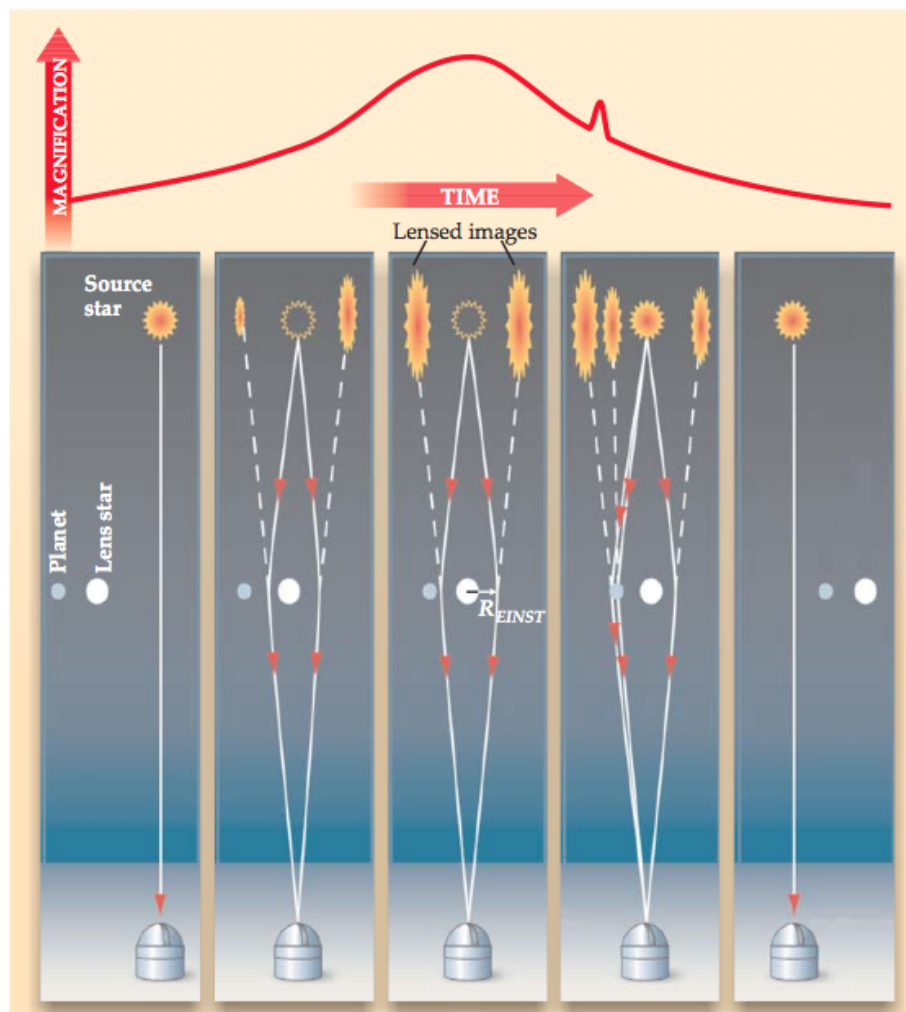
La durée de l'anomalie due à la planète est de l'ordre de quelques heures (Perryman, 2011). L'amplification du signal observé,  $Q$  peut être obtenue par :

$$Q = \frac{u^2 + 2}{u \sqrt{u^2 + 4}}, \quad (1.36)$$

où  $u$  est la distance projetée sur le ciel entre l'image de la lentille et de la source en unités de rayon d'Einstein (Perryman, 2011). Un événement de micro-lentille planétaire fournit le rapport de masse planète-étoile (sans être sensible à l'activité de l'étoile hôte) et la distance entre la planète et l'étoile projetée sur le ciel en fonction du rayon d'Einstein (voir par ex. : Sackett, 1999; Penny et al., 2013, pour plus d'informations). Malheureusement, la détection est unique et il n'est pas toujours simple de pouvoir confirmer la détection par les autres méthodes étant donné la distance souvent importante nous séparant de la lentille peu brillante.

---

28. En considérant  $\lambda_{\text{jaune}}=580$  nm et  $D=10,4$  m, la résolution angulaire du télescope est de  $\theta \approx 0,011$  as.



**Figure 1.19** – Effet de micro-lentille. En haut : mesure du flux perçu au cours du temps. En bas : représentation schématique du changement de position relative de l'étoile lentille et de la planète au cours du temps entre l'observateur et l'étoile source ainsi que l'effet de la lentille sur le trajet de la lumière provenant de l'étoile source. Au départ, l'étoile lentille et la planète sont en dehors de l'anneau d'Einstein. Ensuite, l'étoile lentille entre dans cette zone : la lumière de l'étoile source est déviée, on a l'impression qu'elle vient de sources distinctes d'arrière plan à gauche et à droite de l'étoile lentille. Les images de la source ne sont cependant pas discernables de l'étoile lentille. On observe uniquement une augmentation du flux perçu. Il est amplifié au maximum lorsque l'étoile lentille est au milieu de l'anneau d'Einstein. Lorsque l'étoile source entre dans l'anneau d'Einstein de la planète, la lumière de l'étoile source est d'autant plus déviée. Le flux perçu est amplifié par rapport au flux déjà amplifié par l'étoile lentille. On observe une bosse dans la courbe de lumière en haut. Dès que l'étoile et la planète lentilles sont hors de l'anneau, le flux perçu retourne à la normale. Crédit : Lunine et al. (2009).

Le projet OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) conduit par Andrzej Udalski et visant à découvrir la matière noire par le phénomène de micro-lentille, a vu le jour en 1992 et a permis de cette manière de détecter des exoplanètes. Parallèlement, le projet MOA (Microlensing Observations in Astrophysics), dont le télescope est installé en Nouvelle Zélande, est conduit par Ian Bond (Bond et al., 2001). La première détection irréfutable d'une exoplanète par le phénomène de micro-lentille a été réalisée indépendamment par les deux projets (Bond et al., 2004). Il s'agit de OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53, désignant une planète de  $\sim 1,5 M_J$  orbitant à une distance de  $\sim 3$  au autour d'une étoile de  $\sim 0,36 M_\odot$ . Notons que l'analyse des données de la première génération d'expériences de lentilles gravitationnelles, MACHO (Massive Compact Halo Objects, Alcock et al., 1993), pourrait également conduire à la détection d'exoplanètes par le biais de cette méthode (Hügelmeier et al., 2007; Jung et al., 2013).

Vu qu'il n'est pas nécessaire de détecter la lumière de la lentille, cette technique permet donc d'observer des objets peu lumineux. La première super Terre "froide" a ainsi été détectée par cette méthode (OGLE-BLG-2005-390Lb, Beaulieu et al., 2006). On doit aussi à cette méthode la découverte de la première planète orbitant autour d'une naine ultra-froide ( $M_* \approx 0,06 M_\odot$ ) par Bennett et al. (MOA-2007-BLG-192, 2008). Des planètes dites "flottantes" sont également détectées et seraient statistiquement presque deux fois aussi communes que les étoiles de la séquence principale (Sumi et al., 2011). Beaucoup de planètes seraient donc éjectées de leur système planétaire. Encore sur base d'une analyse statistique des données de micro-lentille, Cassan et al. (2012) concluent que la majorité des étoiles de la galaxie a au moins une planète en orbite. A savoir, sur un rayon orbital compris entre 0,5 et 10 au, on aurait des probabilités moyennes d'environ 17, 52 et 62 % de trouver respectivement une planète de type Jupiter, Neptune et super-Terre. D'autre part, Gould et al. (2010) estiment qu'environ 1/6 des systèmes planétaires seulement pourraient être comparables au nôtre.



## 1.7 Variation orbitale de la brillance

---

La brillance totale d'un système planétaire (y compris donc la lumière de l'étoile) peut varier en fonction de la phase orbitale d'une planète et ainsi permettre sa détection. On parle alors de détection par variation orbitale de la brillance. Six exoplanètes ont été découvertes par cette méthode. Les causes de cette variation sont diverses (voir Sect. 2.1.5). Par exemple, la lumière stellaire réfléchiée par une planète peut être modulée en fonction de la phase orbitale. Les planètes géantes en orbite proche et ayant des albédos élevés sont donc plus facilement détectées par cette méthode puisqu'elles réfléchissent une grande quantité de lumière. Plus l'inclinaison orbitale de la planète est élevée, plus les phases orbitales sont marquées photométriquement, facilitant leurs détections. Les premières exoplanètes découvertes grâce à cet effet sont Kepler-70 b et c (Charpinet et al., 2011).

Il est également possible d'assister à la variation du flux stellaire lui-même<sup>29</sup> due à la présence d'une planète en orbite (soit suite à une déformation elliptique de l'étoile par effet de marée, soit par Doppler relativiste sur l'intensité, voir Sect. 2.1.5). La première exoplanète détectée par une telle observation est Kepler-76 b (Faigler et al., 2013).

## 1.8 Vision générale et perspectives

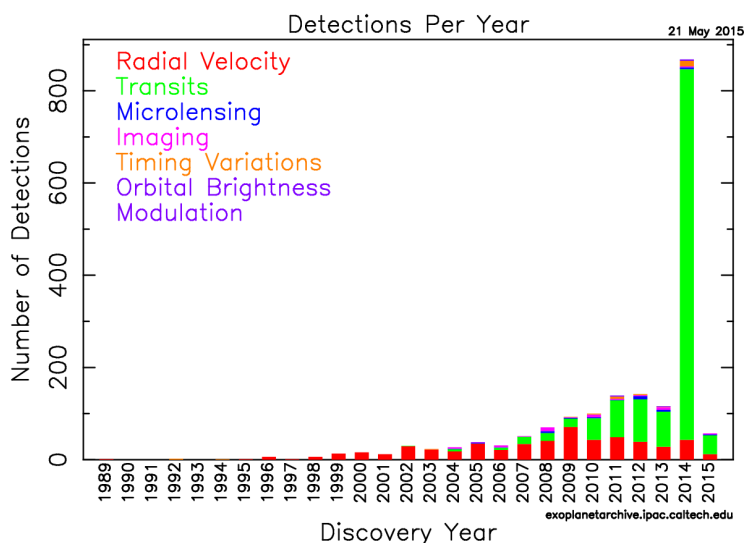
---

À la date du 18 juin, près de 2000 exoplanètes ont été découvertes. Comme le montre la figure 1.20, la méthode des vitesses radiales a conduit au plus grand nombre de détections avant 2010 et est maintenant devancée par la méthode des transits. On doit cette avancée à la mission spatiale *Kepler* qui a plus de 1000 planètes confirmées à son actif et environ 3600 candidats en attente de validation. Sur l'ensemble des détections, 1224 planètes sont en transit<sup>30</sup>.

---

29. À cela peut s'ajouter une modulation due à la réflexion/émission de la planète en fonction de la phase orbitale.

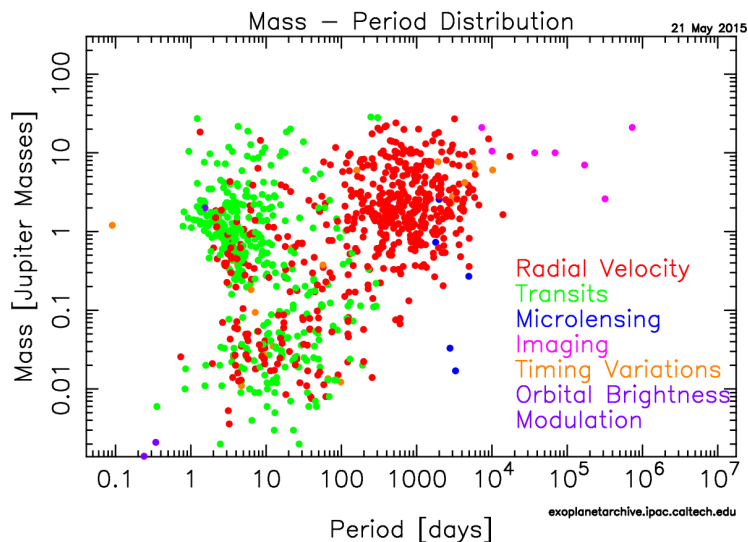
30. voir par exemple [http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts\\_detail.html](http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/docs/counts_detail.html) pour les données plus récentes.



**Figure 1.20** – Distribution des détections d’exoplanètes par an et par méthode. Crédit : exoplanetarchive.ipac.caltech.edu consulté le 21 mai 2015.

Les résultats découlant des différentes méthodes de détection permettent de fournir une synthèse de la population des planètes dans notre galaxie. Nous nous référons principalement à la revue de Winn & Fabrycky (2014), méta-analyse très complète dressant une liste quasi exhaustive des propriétés des systèmes exoplanétaires détectés à ce jour, et conseillons sa lecture ainsi que ses références internes pour plus de détails.

Nous soulignons tout d’abord la diversité des systèmes exoplanétaires d’architecture fort différente du nôtre. Observons pour commencer sur la figure 1.21 la large distribution des masses et des périodes orbitales des planètes confirmées. Certaines régions du graphe sont majoritairement couvertes par une technique de détection en particulier, mettant en évidence les biais observationnels liés à cette dernière. Par exemple, la méthode des vitesses radiales est plus sensible aux planètes géantes. Celle des transits a principalement jusqu’à présent sondé les courtes périodes orbitales, au contraire de celle de l’imagerie directe et de micro-lentille gravitationnelle. Les statistiques présentées ci-dessous tentent d’éliminer ces effets en tenant compte du niveau de bruit des données, des effets de sélection dans les recherches en fonction des méthodes et des propriétés stellaires (ex. : Cumming, 2010).



**Figure 1.21** – Distribution des masses et des périodes orbitales des planètes confirmées par méthode. Crédit : exoplanetarchive.ipac.caltech.edu consulté le 21 mai 2015.

Une synthèse de Winn & Fabrycky 2014 de ces études nous amène aujourd’hui à estimer qu’une étoile analogue au Soleil a statistiquement une chance sur dix d’être hôte d’une planète géante ayant une période orbitale plus courte que quelques années (Cumming et al., 2008). Les Jupiters chauds sont rarement trouvés ( $\sim 1\%$ ) avec une période inférieure à 10 jours (Wright et al., 2012). Ils ne sont donc pas la règle contrairement à ce que l’on aurait pu croire au début des découvertes d’exoplanètes, à cause des biais observationnels. Une étoile de type solaire aurait également une chance sur deux d’avoir un système compact de plusieurs petites planètes ( $R_p \in [1,4] R_\oplus$ ) de période orbitale inférieure à un an (Fressin et al., 2013). Une configuration des planètes similaire à celle de notre système solaire ne serait donc pas commune. Sur base des études statistiques des exoplanètes découvertes par la méthode des micro-lentilles, Gould et al. (2010) estiment tout de même que cela pourrait être le cas d’environ 1/6 des systèmes planétaires.

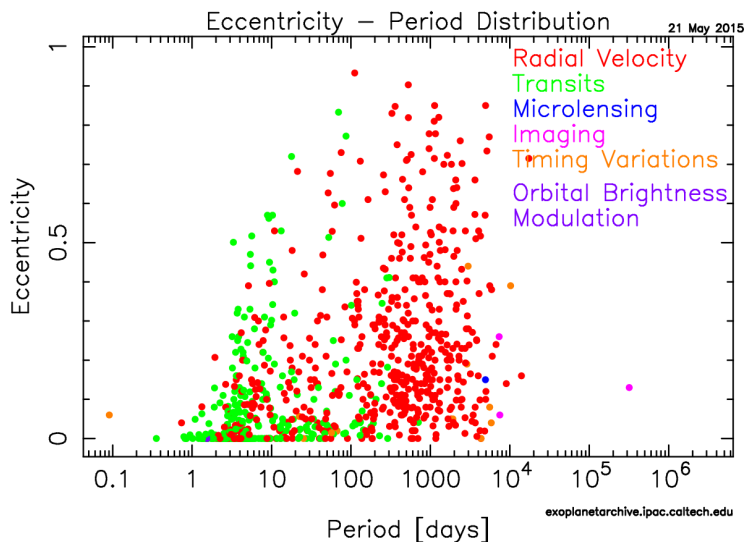
L’intérêt des études statistiques est également de nous donner des informations quant aux processus de formation des planètes et à leur migration (Cumming, 2010).

## Excentricité

Alors que la majorité des planètes de notre système solaire ont une orbite presque circulaire, les exoplanètes présentent des excentricités très variées, allant de 0 jusqu'à  $\sim 0,97$  (Fig. 1.22, O'Toole et al., 2009). C'est particulièrement le cas des planètes géantes, les petites planètes semblant avoir de plus faibles excentricités (Wright et al., 2009). L'excentricité non nulle des orbites planétaires indiquerait l'importance des processus des interactions gravitationnelles entre planètes (planet-planet scattering, Ford & Rasio, 2008; Jurić & Tremaine, 2008) ou entre les planètes et une étoile autre que l'étoile hôte (Zakamska & Tremaine, 2004; Wu et al., 2007) dans beaucoup de systèmes planétaires (Cumming, 2010).

La faible excentricité orbitale des petites planètes serait une conséquence de la stabilité dynamique à long terme dans les systèmes multiples compact. En effet, les planètes situées dans des systèmes multiples semblent avoir de plus faibles excentricités que celles n'ayant aucun compagnon planétaire connu. Par ailleurs, Latham et al. (2011), se basant sur les quatre premiers mois des données *Kepler*, ont montré que les systèmes avec plusieurs planètes en transit sont moins susceptibles d'abriter une planète géante que les systèmes avec une seule planète connue. Les systèmes où des planètes géantes sont décelées pourraient en effet voir les inclinaisons orbitales des petites planètes perturbées par la présence des géantes, et même voir empêcher leur formation. Notons que plusieurs planètes géantes ont été trouvée sur une orbite non alignée avec l'axe de rotation de leur étoile hôte (voir Sect. 2.4), ce qui va dans le sens de cette hypothèse. Il est cependant important de rester prudent sur le contraste de distribution d'excentricité entre les grandes et petites planètes puisque l'excentricité est plus difficile à mesurer dans le cas de petites planètes (Shen & Turner, 2008).

L'excentricité des planètes géantes serait corrélée avec la métallicité des étoiles hôtes selon l'étude de Dawson & Murray-Clay (2013), qui l'expliquerait par le fait que les étoiles riches en métaux auraient eu des disques protoplanétaires plus riches en matériaux solides et auraient ainsi permis la formation d'un plus grand nombre de planètes. Ces planètes pourraient entrer en interaction et conduire à des orbites excentriques (ex. : migration par interactions planète-planète).



**Figure 1.22** – Distribution de l’excentricité orbitale des exoplanètes par rapport à leur période orbitale (et donc demi-grand axe) selon les différentes méthodes de détection. Crédit : exoplanetarchive.ipac.caltech.edu consulté le 21 mai 2015.

## Multiplicité

Les différentes techniques de détection ont permis de confirmer l’existence de systèmes multi-planétaires (plusieurs planètes en orbite autour d’une même étoile hôte), par exemple : 55 Cancri pour les VR (Fischer et al., 2008), Kepler-9 pour les transits (Torres et al., 2011), PSR 1257+12 pour la chronométrie des pulsars (Wolszczan & Frail, 1992), HR 8799 pour l’imagerie directe (Marois et al., 2008) et OGLE-2006-BLG-109L pour la micro-lentille gravitationnelle (Gaudi et al., 2008).

Les systèmes multiplanétaires compacts ( $P \lesssim 1$  an) sont pour la plupart composés de planètes plus petites que Neptune (Wright et al., 2009; Latham et al., 2011). Comme nous l’avons déjà mentionné, cela serait lié à la stabilité à long terme du système. Les planètes géantes sembleraient être sans compagnons planétaires proches selon les recherches de TTV dans les données *Kepler* (Steffen et al., 2012), ce qui n’empêche pas la présence de compagnons massifs et lointains. Knutson et al. (2014b) ont en effet estimé qu’un Jupiter chaud sur deux environ aurait un compagnon de masse comprise entre 1 et  $13 M_J$  situé entre 1 et 20 au sur base de mesures de VR. Par exemple, le Jupiter chaud, Kepler-424 b ( $M_p \simeq 1 M_J$ ), de période orbitale de 3,31 jours a un compagnon planétaire géant ( $M_p \gtrsim$

7  $M_J$ ) sur une orbite excentrique ( $e = 0,3$ ) de période de 223 jours (Endl et al., 2014). Durant la phase d'instabilité dynamique, les planètes géantes auront plutôt tendance à s'éjecter les unes les autres, alors que les petites planètes entreraient plutôt en collision jusqu'à la stabilisation du système (Ford & Rasio, 2008). Néanmoins, le cas du système planétaire stable de WASP-47 composé d'au moins un Jupiter chaud ( $P \simeq 4,2$  jours), une super Terre chaude ( $P \simeq 0,8$  jours) et d'un Neptune ( $P \simeq 9$  jours) prouvent que les exceptions sont possibles (Becker et al., 2015). Toutes ces planètes sont de plus en transit. Un Jupiter chaud peut donc migrer vers l'intérieur du disque protoplanétaire sans détruire toutes les autres planètes étant sur son chemin.

Les planètes géantes situées sur des orbites proches devraient être en résonance orbitale pour assurer une stabilité dynamique à long terme (Fabrycky & Murray-Clay, 2010), ce qui semble être généralement le cas (Wright et al., 2011b). Les petites planètes de périodes orbitales inférieures à un an sont quant à elles rarement trouvées en résonance. Les rapports de périodes observés pour ces petites planètes se situent généralement entre 1,5 et 3, ce qui est proche des rapports de périodes observés dans le système solaire (1,7–2,8, Winn & Fabrycky, 2014).

Il n'est pas rare de trouver plusieurs étoiles dans un même système planétaire (Raghavan et al., 2010). Dans certains cas, les planètes sont en orbite autour d'une seule des étoiles du système (Roell et al., 2012), dans d'autres, autour des deux étoiles (on parle alors de planètes circumbinaires, ex. : Doyle et al., 2011), mais ceci est moins fréquemment observé. Cependant, les planètes au moins environ 6 fois plus grandes que la Terre et de période orbitale inférieure à 300 jours, seraient statistiquement aussi fréquentes en orbite autour de deux étoiles que d'une étoile isolée si leurs orbites sont coplanaires avec leurs étoiles hôtes (Armstrong et al., 2014).

## Perspectives

Les techniques de transit et de VR ont déjà fourni une grande population de planètes dans les régions internes des systèmes planétaires. Les effets de sélection observationnels devraient diminuer dans le futur avec la prolongation des projets actuels et l'avènement de nouveaux projets. Les autres techniques devraient compléter la distribution de masse des planètes pour des périodes orbitales plus

grandes dans les années à venir.

La mission spatiale européenne *Gaia* devrait conduire à la détection astrométrique de plusieurs milliers de planètes géantes sur des orbites allant jusqu'à 3–4 au (Casertano et al., 2008). Le projet Korean Microlensing Telescope Network utilisant trois télescopes de 1,6 m dédiés à la recherche d'évènements de micro-lentille (Park et al., 2012) conduirait à la détection d'une soixantaine de planètes par an situées à 0,4–16 au de leur étoile hôte (Henderson et al., 2014). Un futur télescope spatial infrarouge dédié à la cosmologie et aux exoplanètes (de nom temporaire *WFIRST-AFTA*, Bennett & Rhie, 2002) pourrait détecter des milliers de planètes à des distances orbitales de quelques unités astronomiques (Barry et al., 2011).

L'imagerie directe aurait également de beaux jours devant elle avec l'arrivée d'instruments permettant de très hauts contrastes<sup>31</sup> sur les grands télescopes au sol (ex. : Gemini Planet Imager, SPHERE, Macintosh et al., 2014; Beuzit et al., 2008), et sur l'E-ELT (ex. : MICADO, HARMONI, METIS, Baudoz et al., 2014; Gladysz et al., 2010; Schnupp et al., 2010), et pourra compter sur les coronographes des télescopes spatiaux *WFIRST-AFTA* (les détections avec ce télescope se feraient donc par les méthodes des micro-lentilles et de l'imagerie directe, ex. : Kasdin et al., 2014) et *James Webb Space Telescope (JWST)*, Gardner et al., 2006). Les études interférométriques continuent notamment avec l'aide du Very Large Telescope Interferometer (Petrov et al., 2003; Joergens & Quirrenbach, 2005), du Keck interferometer nuller (Serabyn et al., 2004; Barry et al., 2008) et du Large Binocular Telescope Interferometer opérationnel depuis le printemps 2013 (LBTI, Hinz et al., 2008; Skemer et al., 2014).

Les recherches par les méthodes de RV et de transit continuent avec l'aide des instruments et télescopes actuels, mais également à l'aide de futurs projets. Pensons par exemple aux spectrographes ESPRESSO (Pepe et al., 2010), CODEX (Pasquini et al., 2008), CARMENES (Quirrenbach et al., 2010), SPIRou (Delfosse et al., 2013) pour les VR, et aux missions spatiales *TESS* (Ricker et al., 2014), *CHEOPS* (Broeg et al., 2013), *PLATO* (Rauer et al., 2014) et aux projets au sol NGTS (Wheatley et al., 2013), APACHE (Giacobbe et al., 2012), SPECULOOS (Gillon et al., 2013), ExTrA (Bonfils et al., 2015), etc pour les transits. Le Large Synoptic Survey Telescope (LSST, Ivezić et al., 2008), un télescope de 8,4 mètres qui sondera le

---

31. Le contraste est défini comme étant le rapport des intensités lumineuses de la source la plus brillante avec la source la plus faible (ex. : Oppenheimer & Hinkley, 2009).

ciel profond dès  $\sim 2020$ , devrait également permettre la détection d'exoplanètes en transit malgré la faible cadence des observations (Lund et al., 2015).

Au delà des efforts de détections permettant d'obtenir des statistiques quant à la fréquence et l'architecture des systèmes exoplanétaires, les recherches actuelles se concentrent également sur la caractérisation des atmosphères et la nature des structures internes planétaires. Ces études ont conduit à l'émergence d'un nouveau domaine scientifique, l'exoplanétologie, et à son étude comparative (ex. : Deming & Seager, 2009). Les planètes en transit sont actuellement les exoplanètes permettant l'étude la plus détaillée de ces nouveaux mondes, ce qui nous a amené à les étudier dans ce travail de thèse afin de mieux comprendre la nature des atmosphères exoplanétaires en particulier. Ces planètes révèlent en effet un grand nombre de leurs propriétés sans qu'il ne soit nécessaire de résoudre spatialement leur lumière de celle provenant de leur étoile hôte. Nous précisons dans le chapitre suivant ces propriétés sur base de la modélisation de leurs courbes de lumière.



## Chapitre 2

# Planètes en transit

Les planètes en transit ayant une période orbitale courte (quelques jours) jouent un rôle majeur en exoplanétologie. Ces planètes dévoilent en effet leur structure et leurs propriétés atmosphériques sans qu'il soit nécessaire de résoudre spatialement leur lumière de celle de leur(s) étoile(s) hôte(s). Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'analyse des courbes de lumière d'une planète en transit permettait la mesure du rapport entre le rayon de la planète et celui de son étoile ainsi que de l'inclinaison orbitale et de la densité moyenne de l'étoile. En combinaison avec les courbes de vitesses radiales, on obtient le rapport de masse entre la planète et l'étoile, et la gravité de surface de la planète (Southworth et al., 2007). La connaissance du rayon ou de la masse stellaire donne dès lors le rayon et la masse de la planète. De là, la densité de la planète contraint sa structure interne, comme nous le discutons dans ce chapitre. Avant cela, nous allons préciser la modélisation des courbes de lumière qui ne s'arrête pas à la mesure des transits. Une configuration géométrique particulière de l'orbite peut en effet donner lieu à l'observation d'une occultation si la planète passe derrière son étoile selon notre angle de vue. La mesure de la profondeur d'une occultation en lumière infrarouge procure la caractérisation de l'émission thermique planétaire (ex. : Deming & Seager, 2009). Enfin, le suivi photométrique du système sur une orbite fournit une courbe de phase où le flux enregistré varie au cours du temps selon la brillance relative de l'hémisphère visible de la planète par rapport à notre angle de vue.

La modélisation des courbes de lumière aux différentes phases orbitales alimente nos connaissances des paramètres physiques. Nous nous sommes particulièrement intéressés à la mesure de l'émission thermique des exoplanètes dans plusieurs longueurs d'onde du domaine infrarouge afin de pouvoir construire partiellement leur spectre d'émission dans ce travail de thèse. De la même manière, la mesure de la profondeur de transits à de multiples longueurs d'onde permet l'élaboration d'un spectre de transmission (Charbonneau et al., 2002). Les spectres d'émission dépendent principalement de l'opacité absorbante des molécules de l'atmosphère planétaire et de la structure thermique de l'atmosphère. Les spectres de transmission en dépendent également, en plus de la diffusion par des molécules (Burrows, 2014). La modélisation de la courbe de phase et ainsi de ces spectres permet de contraindre la composition, les gradients de température et de pression, et les propriétés de circulation de l'atmosphère exoplanétaire (ex. : Deming & Seager, 2009). En plus de ces informations, l'observation photométrique et/ou spectroscopique du transit peut révéler l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire par rapport à l'orbite (Queloz et al., 2000; Sanchis-Ojeda & Winn, 2011; Barnes et al., 2011), le degré d'asphéricité de l'étoile et de la planète, l'inhomogénéité de la photosphère stellaire, ... (ex. : Winn, 2010)

Toutes ces propriétés sont données, rappelons-le, sans avoir à distinguer spatialement la planète de son étoile hôte. Il est primordial de garder en tête ce fait, car les propriétés stellaires influencent ainsi les courbes de lumière. Premièrement, le flux stellaire irradiant la planète influence les propriétés physico-chimiques de la planète (température, composition moléculaire, formation de nuages, etc, Sudarsky et al., 2005) et donc son émission (facilitant ou non notre capacité à pouvoir détecter ses occultations si la géométrie de l'orbite le permet). Bien sûr, plus l'étoile est grande par rapport à la planète, plus il est difficile de pouvoir repérer le transit d'une planète puisque la profondeur du transit diminue. Ensuite, le disque stellaire est loin d'être un disque de brillance parfaitement uniforme (ex. : Russell & Shapley, 1912). Ses bords sont assombris et conduisent à un arrondissement de la forme d'une courbe de transit, affectant la mesure des temps de contact des disques planétaire et stellaire (ex. : Charbonneau et al., 2000). La brillance de la surface stellaire peut fluctuer sur différentes échelles spatio-temporelles, et affecter la courbe de lumière (taches, éruptions, ... ex. : Haywood et al., 2014). Nous aborderons comment prendre en considération ces effets dans le traitement de la

courbe de lumière.

De par leur intérêt important, ce travail de thèse porte sur l'étude des planètes en transit. Dans ce chapitre, nous entrons en détail sur la modélisation des courbes de lumière des planètes en transit. Nous précisons comment peuvent être caractérisées les propriétés mentionnées ci-dessus, en prenant en compte la variabilité stellaire. Les particularités des observations infra-rouges seront abordées dans le détail au chapitre suivant.

## 2.1 Courbe de lumière

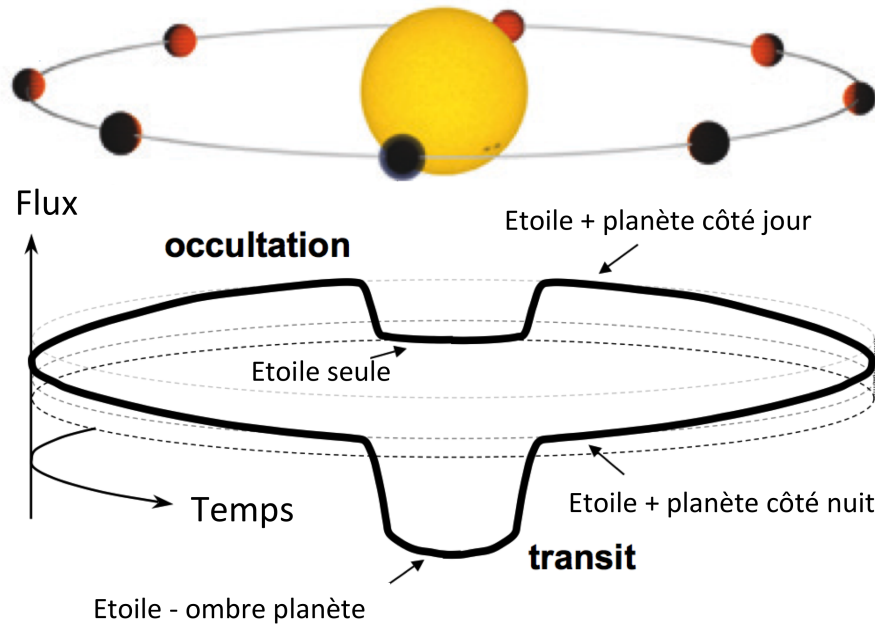
---

L'émission lumineuse d'un système planétaire évolue au cours du temps même si l'émission stellaire est constante. Les variations observées dépendent alors de la position orbitale de la planète, de l'inclinaison de l'orbite et de la circulation atmosphérique. La figure 2.1 schématise l'évolution d'une planète en orbite circulaire dont le plan est (presque) parallèle à notre angle de vue. Le flux de surface planétaire  $y$  est uniquement dicté par son illumination, ce qui n'est pas observé en réalité<sup>1</sup>. Au cours de son orbite, la planète passe devant son étoile et masque une portion du disque stellaire. Le transit planétaire conduit à une diminution du flux mesuré. La planète continue ensuite sur son orbite et présente de plus en plus sa face illuminée par l'étoile (on parlera par la suite de côté jour) par rapport à notre angle de vue. Le flux mesuré augmente au fur et à mesure que la fraction du côté jour se présentant à nous augmente, jusqu'à ce que la planète passe derrière l'étoile lorsque sa face nous apparaît entièrement illuminée. Ne percevant plus la lumière provenant de la planète, on observe une diminution du flux. On assiste à une occultation de la planète. Lorsque la planète réapparaît le flux mesuré correspond à nouveau aux flux de l'étoile et du côté jour de la planète. En continuant sur son orbite, la planète présente de plus en plus son côté nuit, conduisant à une diminution progressive du flux.

Une étoile ne peut cependant pas être assimilée à un disque de brillance uniforme et constante au cours du temps comme nous l'avons suggéré dans le premier

---

1. On considère donc une courbe de phase symétrique.



**Figure 2.1** – Illustration de l’orbite d’une planète en transit ainsi que la courbe de lumière obtenue au cours du temps lors de l’observation du système. Les passages de la planète devant (transit) et derrière (occultation) son étoile conduisent à une diminution du flux mesuré respectivement due à la planète qui masque une portion de la lumière stellaire et à l’étoile cachant la planète. Entre ces deux événements, le flux est modulé notamment en fonction de la fraction de la planète montrant son côté jour. Crédit : adapté de Winn (2010) et Birkby et al. (2013a)

chapitre. En effet, une photographie du Soleil (Fig. 2.2) révèle la non-uniformité de son disque. On observe des taches à sa surface, caractéristiques de son activité magnétique, ainsi qu’une non-uniformité de la brillance du disque du centre par rapport au bord. Nous discutons dans cette section leurs origines et leurs effets sur une courbe de lumière. Nous détaillons ensuite la phase de transit, d’occultation ainsi que la courbe de lumière modulée sur toute la période orbitale, la courbe de phase.

### 2.1.1 Assombrissement centre-bord de l'étoile

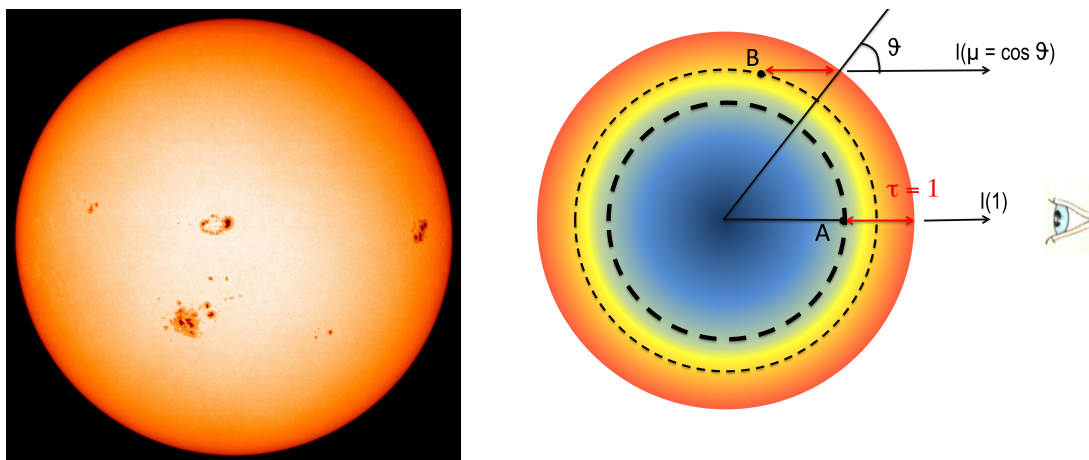
Comme on peut le voir sur la figure 2.2 (gauche) dans le cas du Soleil, le centre d'une étoile apparaît plus brillant que ses bords et la lumière devient de plus en plus rouge à proximité des bords. Ceci produit un effet sur les courbes de lumière de transit. La courbe de lumière d'un transit n'a pas un fond plat comme nous l'avons vu pour une surface stellaire de brillance uniforme dans la section 1.3, mais courbé (Fig. 1.9 page 18 à droite). Ce phénomène est appelé assombrissement centre-bord. Il est compris en termes de transfert radiatif dans l'atmosphère stellaire (voir par ex. : Haswell, 2010).

La lumière que nous recevons d'une étoile est émise à différentes profondeurs de son atmosphère. La probabilité qu'un photon s'échappe de l'atmosphère stellaire lorsqu'il a été émis au sein d'une couche particulière de celle-ci, à une position  $x$ , et voyage vers un observateur à l'infini est de  $e^{-\tau_\nu(x)}$ , où  $\tau_\nu(x)$  est la profondeur optique de la couche qui a émis le photon. Pour une fréquence  $\nu$ , la profondeur optique  $\tau_\nu(x)$  est fonction de l'opacité  $\kappa_\nu(s)$  et de la densité du milieu  $\rho_*(s)$  variant le long du chemin  $s$  emprunté par le photon, où  $s$  est la position le long de ce chemin :

$$\tau_\nu(x) = - \int_x^\infty \rho_*(s) \kappa_\nu ds. \quad (2.1)$$

L'opacité et donc la profondeur optique dépendent de la fréquence de la lumière (et donc de sa longueur d'onde). Pour un chemin optique donné, on peut considérer en première approximation que les photons viennent tous d'une même profondeur où  $\tau_\nu = 1$ . Suite à la géométrie du système, plus on se rapproche du limbe, plus l'endroit où  $\tau_\nu = 1$  correspond à une couche plus froide (car moins profonde), donc plus rouge (Fig. 2.2 à droite). En effet, pour une couche atmosphérique située à une profondeur géométrique donnée, les photons émis au limbe ont un chemin plus long à parcourir au sein de l'atmosphère stellaire pour pouvoir s'en échapper que les photons émis au centre. De plus, la fraction de photons parvenant à l'observateur diminue au limbe, assombrissant les bords puisque pour n'importe quelle profondeur géométrique donnée, la fraction de photons qui parvient à s'échapper est plus importante au centre qu'aux bords.

Plusieurs modèles analytiques existent pour représenter l'effet d'assombrissement centre-bord. Dans notre travail, nous avons utilisé la loi suivante, dite "qua-



**Figure 2.2** – A gauche : Photographie du Soleil prise par le satellite SOHO dans une bande passante étroite centrée sur la raie du Ni I à 6768 angströms. Le Soleil apparaît plus brillant au centre qu’à ses bords. Les bords se révèlent également plus rouges. Des taches solaires ressortent à la surface de l’étoile, leur nombre est directement lié à l’activité stellaire. Crédit : NASA/ESA. A droite : Coupe d’une étoile où les zones bleues représentent les régions les plus chaudes. Les photons reçus sont émis en moyenne d’une profondeur de  $\tau_\nu = 1$ . En s’approchant des bords, les zones d’émission sont de plus en plus froides.

dratique” (ex. : Claret, 2004), où le profil d’intensité stellaire  $I_*(\mu)$  est décrit par :

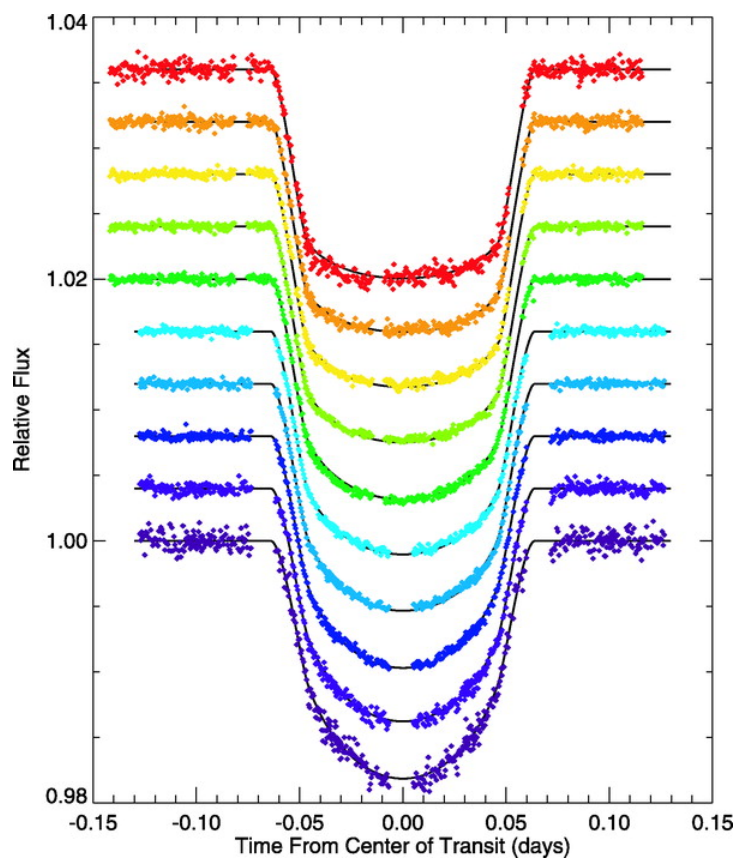
$$\frac{I_*(\mu)}{I_*(1)} = 1 - u_1(1 - \mu) - u_2(1 - \mu)^2, \quad (2.2)$$

avec  $\mu$  la position sur la surface stellaire. Elle est donnée par  $\mu = \cos(\theta)$  où  $\theta$  est l’angle formé par la normale à un point donné à la surface de l’étoile et la ligne de visée.  $I(1)$  est l’intensité spécifique au centre du disque (au centre du disque,  $\theta = 0$ , donc  $\mu = 1$ ),  $u_1$  et  $u_2$  sont les deux coefficients quadratiques de l’assombrissement centre-bord. Ces coefficients sont fournis par exemple dans les tables d’Antonio Claret (ex. : Claret, 2004; Claret & Bloemen, 2011) pour une série de bandes passantes en fonction de la métallicité, de la température effective et de la gravité de surface de l’étoile considérée. Les détails sur la modélisation de l’assombrissement centre-bord peuvent se trouver dans ces études et leurs références internes. A l’aide de modèles d’atmosphère stellaire (ex. : Atlas9<sup>2</sup> et Phoenix<sup>3</sup>), les intensités spectrales émergeant de l’atmosphère stellaire sont obtenues en fonction de

2. <http://kurucz.harvard.edu/grids.html>

3. <http://perso.ens-lyon.fr/france.allard/>

l'angle de vue. Elles dépendent de l'opacité et de l'émission de chaque profondeur de l'atmosphère, qui varient toutes deux selon la longueur d'onde considérée, et de la composition, stratification et propriétés thermodynamiques (équilibre thermique local ou non, température) de l'atmosphère en chaque point. Ces intensités sont intégrées selon les plages et réponse spectrales des différents filtres des instruments utilisés. Une loi d'assombrissement centre-bord est ensuite ajustée à ces intensités, afin d'obtenir les coefficients quadratiques associés.



**Figure 2.3** – Courbe de lumière du transit de HD 209458 b observé avec *Hubble* à des longueurs d'onde allant de 290 nm à 1030 nm de bas en haut. Plus le transit est observé à grande longueur d'onde (rouge), moins l'effet d'assombrissement centre-bord est important. La forme du transit devient plus trapézoïdale. Crédit : Knutson et al. (2007b).

Nous pouvons à présent expliquer et tenir compte de la forme en “U” des transits. Le fond du transit n'est pas plat car la planète ne masque pas des zones stellaires d'intensités identiques au cours de son transit. Le Soleil est la seule étoile

pour laquelle nous pouvons précisément mesurer l'assombrissement centre-bord. Malheureusement, les modèles actuels ne peuvent pas reproduire rigoureusement les observations. Il faut être d'autant plus prudent avec la modélisation des courbes de transit exoplanétaire puisque la solution n'est unique que pour une étoile ne présentant pas d'assombrissement centre-bord. Il y a en effet une dégénérescence entre le paramètre d'impact, les paramètres d'assombrissement centre-bord et le rapport des rayons (Seager & Mallén-Ornelas, 2003).

L'assombrissement centre-bord est fonction de la longueur d'onde d'observation. Son effet s'atténue avec l'augmentation de la longueur d'onde comme l'illustrent les observations de Knutson et al. (2007b) sur la figure 2.3. On peut expliquer cette propriété en assimilant l'étoile à un corps noir,

$$I_{*,\lambda} \simeq \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_B T)} - 1}, \quad (2.3)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température de surface de l'étoile,  $c$  la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de Planck,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $I_{*,\lambda}$  la luminance spectrale énergétique. En effet, le changement de luminosité avec la température ( $dI_{*,\lambda}/dT$ ) diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde  $\lambda$ .

### 2.1.2 Impact de la variabilité stellaire

Les étoiles n'émettent pas un flux lumineux constant, leur émission variant sur différentes échelles de temps. Plusieurs processus physiques sont responsables de la variabilité stellaire et opèrent à différentes échelles de temps. Une étoile froide (de type spectral de F à M pour  $M_* > 0,35 M_\odot$ ) comme le Soleil est composée en son centre d'un noyau radiatif, lieu des réactions nucléaires, puis d'une zone radiative et enfin convective (Fig. 2.4). La surface visible des étoiles est appelée la photosphère. Elle correspond à l'endroit où les photons sont réémis pour la dernière fois. Elle a quelques centaines de kilomètres d'épaisseur et présente un aspect granulaire dont les structures mouvantes liées à la convection, appelées granules, ont une durée de vie de l'ordre de la dizaine de minutes (ex. : Bond, 2012). Elles sont dues aux courants de convection dans les couches externes de l'étoile. Leur diamètre moyen est de l'ordre de 1500 km pour le Soleil. Les supergranules (de taille supérieure à 20 000 km) ont une durée de vie de  $\sim 8$  à 20 heures (Aigrain et al., 2004). Au delà de la photosphère, s'étendent la chromosphère et la couronne. La



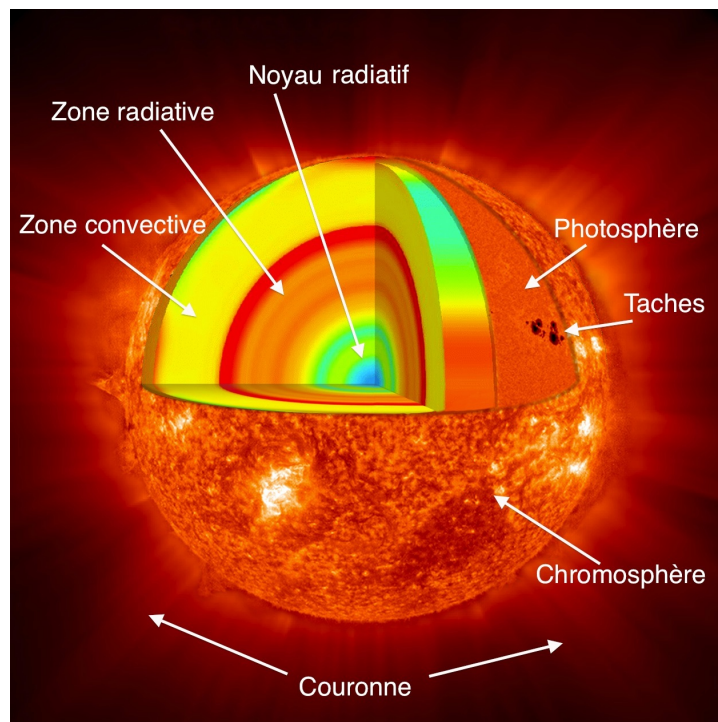


Figure 2.4 – Coupe radiale du Soleil. Crédit : adapté de NASA.

chromosphère s'étend sur une hauteur d'environ 2000 km pour le Soleil et ne nous apparaît que lors d'une éclipse totale. La couronne s'étale elle sur plusieurs millions de kilomètres.

La principale cause de la variabilité stellaire est l'activité magnétique de l'étoile, causée par la modification des lignes de champ magnétique au cours du temps. L'émergence des lignes magnétiques dans l'atmosphère stellaire conduit à des zones actives. On observe des zones sombres sur la photosphère qui peuvent s'étendre jusqu'à 25 000 km pour le Soleil (Séguin & Villeneuve, 2002). Il s'agit des taches stellaires. Dans ces régions, le champ magnétique est tellement intense<sup>4</sup> qu'il empêche les couches plus profondes et plus chaudes de monter à la surface. Cette région étant plus froide que le reste de la photosphère, elle apparaît sombre par effet de contraste (ex. : Pont, 2014).

Le plasma chaud porteur de charges électriques est soumis à un champ magné-

---

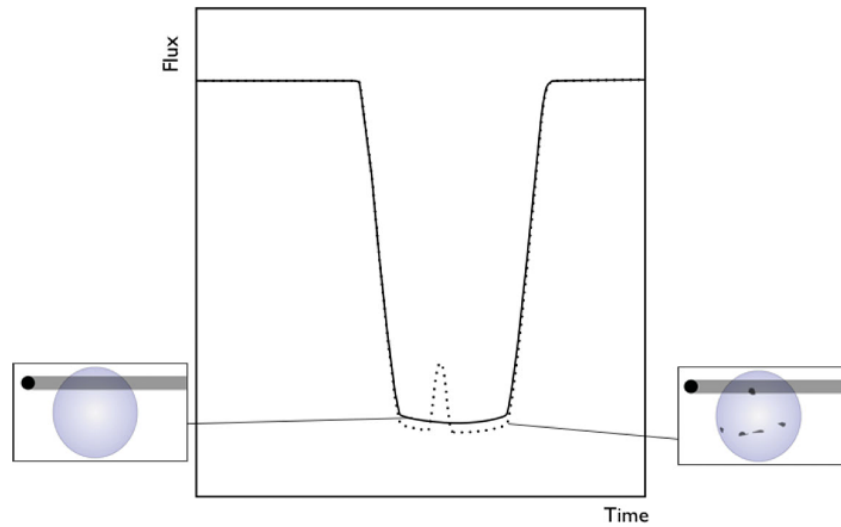
4. Environ 3000 fois plus élevé que dans les régions sans taches. Plus la tache est grande, plus le champ magnétique qui lui est associé est intense. Il varie de 1000 à 4000 gauss sur le Soleil. A titre de comparaison, le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 gauss (Bond, 2012).

tique, probablement créé par effet dynamo suite à la rotation différente du coeur stellaire et de l'enveloppe convective (ex. : Piddington, 1983). La différence de température entre les taches et la photosphère est de l'ordre de 2000 K pour les étoiles de type G et de 200 K pour celle de type M (ex. : Berdyugina, 2005). En réalité, une tache solaire isolée du reste du Soleil demeure plus brillante que la pleine Lune (Séguin & Villeneuve, 2002). La durée de vie d'une tache s'étend de quelques jours à plusieurs années selon la taille de la tache et la rotation différentielle de l'étoile (Hall & Henry, 1994). La rotation de l'étoile fait apparaître et disparaître les taches stellaires sur la face visible de l'étoile et module ainsi le flux stellaire sur l'échelle de la période de la rotation stellaire. Cet effet se fait également ressentir dans la mesure des vitesses radiales, les taches atténuant le flux de la région où elles sont présentes. De manière générale, les étoiles froides présentant une rotation rapide ont une activité magnétique plus élevée (ex. : Berdyugina, 2005).

La présence de taches stellaires sur la face visible de l'étoile a deux effets distincts. Si une tache est occultée par la planète durant la phase de transit, on observe une augmentation du flux lors de l'occultation dont la durée et la hauteur dépendent de la taille et de la différence de température de la tache occultée. Cet effet, s'il n'est pas modélisé, conduit à une sous-estimation du rapport de rayons planète-étoile. Si aucune tache n'est occultée, l'étoile apparaît globalement moins brillante et le transit est plus profond, conduisant à une sur-estimation du rayon planétaire (Fig. 2.5, ex. : Pont et al., 2013). Notons qu'on ne considère pas la présence de zones sur-brillantes dont nous discutons ci-après. Ces deux effets se combinent et sont fonction de la température effective de l'étoile, de la taille des taches, et ainsi de la fraction de tache couvrant la face visible de l'étoile,  $s$ , de leur température et de la longueur d'onde,  $\lambda$ , à laquelle le transit est observé. Selon Berta et al. (2011), la variation de la profondeur de transit  $\Delta dF_{tache}(\lambda)$  peut être approximée par :

$$\Delta dF_{tache}(\lambda) \approx s \left( 1 - \frac{F_{\bullet}(\lambda)}{F_{\circ}(\lambda)} \right) \left( \frac{R_p}{R_{*}} \right)^2, \quad (2.4)$$

où  $F_{\bullet}(\lambda)$  et  $F_{\circ}(\lambda)$  sont les flux de surface de l'étoile dans et en-dehors d'une tache. Nous pouvons assimiler ces flux à ceux de corps noir de température effective respective  $T_{\bullet}$  et  $T_{\circ}$ , où la variation de température entre la surface de l'étoile et de la tache vaut  $T_{\circ} - T_{\bullet}$ . Ces auteurs estiment également la variation de flux normalisé



**Figure 2.5** – Effet de la présence de taches sur la surface visible d’une étoile sur une courbe de lumière de transit. La ligne en trait plein correspond à la courbe de lumière d’une planète en transit autour de son étoile hôte dépourvue de taches sur sa face visible, et la ligne en pointillé à celle où l’étoile montre des taches sur cette même face. Les taches stellaires non occultées, conduisant à une brillance globale de l’étoile plus faible, produisent un transit plus profond que celui sans présence de tache stellaire. En même temps, une tache occultée lors du transit produit une augmentation du flux. Crédit : Pont et al. (2013).

hors transit,  $\Delta F_{ht}(\lambda, t) / \overline{F_{ht}}$  à :

$$\frac{\Delta F_{ht}}{\overline{F_{ht}}}(\lambda, t) \approx \Delta s(t) \left( 1 - \frac{F_{\bullet}(\lambda)}{F_{\circ}(\lambda)} \right), \quad (2.5)$$

où  $\Delta s(t)$  correspond à la variation de la fraction de taches couvrant la face visible de l’étoile au temps  $t$ .

Plus encore, la distribution et la taille des taches peuvent modifier l’éphéméride du transit. On parle de variations du temps des transits, TTV (voir Sect. 1.3). Selon Oshagh et al. (2013), une variation de 200 secondes peut être induite par une tache de taille proche de celles les plus grandes observées sur le Soleil et donc conduire à la fausse détection d’une planète supplémentaire dans le système stellaire. Toujours selon la même étude, la durée du transit peut aussi être sous- ou sur-estimée de 4 %, faussant la détermination de l’inclinaison de l’orbite entre autres.

Aux alentours des taches solaires, on observe régulièrement des zones surbrillantes photosphériques, les facules, et chromosphériques, les plages. Elles apparaissent là où le champ magnétique est environ dix fois moins important que dans les régions des taches (Lanza, 2010). L'activité chromosphérique peut être tracée avec des indicateurs comme les raies H&K du calcium II ou  $H\alpha$  produites par les plages (Wilson, 1978). Les raies d'émission en Ca II H&K sont plus fortes dans les régions avec un magnétisme plus élevé (Baliunas et al., 1995).

Le champ magnétique est soumis à des torsions. La polarité magnétique des taches diffère d'une à l'autre, permettant la connexion de lignes magnétiques entre celles-ci. La matière ionisée est alors transportée le long de chaque ligne, d'une tache à l'autre, formant des boucles s'étendant jusqu'à la couronne. Lorsque cette boucle s'étend au loin et se tord, les deux bouts de la boucle peuvent se reconnecter, cassant la boucle en deux. Une partie se reconnecte à la surface, l'autre est séparée dans la couronne. Il en suit des éruptions stellaires<sup>5</sup> qui émettent des radiations dans tout le spectre électromagnétique et souvent des éjections de masse coronale (Bond, 2012). Le rayonnement X est un traceur efficace de cette activité coronale car le continuum d'émission est faible dans cette région spectrale.

Enfin, sur une échelle de temps beaucoup plus longue (années), les cycles magnétiques des étoiles modulent la brillance de l'étoile. Lors de son activité maximale, le Soleil est fortement couvert de taches et apparaît contradictoirement plus brillant d'environ 0,1 % à cause de la prédominance de facules (Fröhlich & Lean, 2004). Notons qu'à plus courte échelle, lors d'une phase d'activité, cette variation de luminosité peut atteindre 0,2 % causée par la rotation du Soleil, et donc de la migration des taches et leur passage dans la face cachée du Soleil. Comme mentionné, les raies Ca II H&K peuvent servir de traceurs d'activité afin de déterminer les cycles stellaires. Leur émission varie d'une dizaine de pourcents au cours du cycle de 11 ans du Soleil selon le nombre de plages observées (White & Livingston, 1981). Le suivi des raies Ca II H&K d'étoiles de séquence principale au voisinage solaire montre que l'activité magnétique des étoiles diminue avec l'augmentation de leur âge et de leur période de rotation et qu'environ 60 % des étoiles de types spectraux allant des F aux M précoces montrent des cycles magnétiques (Baliunas et al., 1995).

Parallèlement à cela, on observe des oscillations stellaires qui induisent une

---

5. flares en anglais.

variation de la luminosité<sup>6</sup> par des changements de rayon et de température effective. L'origine de ces pulsations diffère selon la masse de l'étoile. Les étoiles de types spectraux G et K ont des oscillations stochastiques activées par les mouvements turbulents de la convection (ex. : Aerts et al., 2010). Dans le cas des étoiles de type solaire, ces oscillations se manifestent sur une période de quelques minutes avec une variation photométrique de quelques parts par million (ppm) et avec une différence spectroscopique sur la mesure des VR de  $\sim 1$  m/s (ex. : Miglio, 2007). Les amplitudes et périodes de ce type d'oscillations diminuent avec la masse de l'étoile. Les pulsations des étoiles de type M sont à ce jour hypothétiques, car elles n'ont pas encore pu être mesurées (Cody, 2012). Elles proviendraient d'un mécanisme d'instabilité lié aux variations de la production d'énergie par les réactions nucléaires (Rodríguez-López et al., 2012). Enfin, parmi les étoiles plus massives (type spectral A à F5) de la séquence principale hôtes d'exoplanètes, des pulsations de type  $\delta$ -Scuti<sup>7</sup>, dont la période est de l'ordre de l'heure et d'amplitude de l'ordre de la millimagnitude, ont déjà été détectées (Wasp-33, Collier Cameron et al., 2010; Herrero, E. et al., 2011), ainsi que de type  $\gamma$ -Dor<sup>8</sup>, dont la période est de l'ordre de quelques heures à quelques jours et d'amplitude de plusieurs millimagnitude (HR 8799, Zerbi et al., 1999; Marois et al., 2008).

### 2.1.3 Transit

Une courbe de lumière de transit d'exoplanète est généralement modélisée suivant Mandel & Agol (2002). Leur modèle tient compte de la portion de l'étoile masquée en fonction de la phase orbitale et des effets d'assombrissement centre-bord. Ce modèle nécessite le rapport de la distance planète-étoile projetée sur le plan de ciel avec le rayon de l'étoile ( $r_{ciel}/R_*$ , donc nous avons précisé l'expression dans la section 1.3) et le rapport des rayons planétaire et stellaire ( $R_p/R_*$ ) afin de pouvoir calculer la diminution du flux normalisé dû au passage d'un disque opaque devant un disque de brillance uniforme. L'ajout des coefficients quadratiques (ou non-linéaires, selon le type de loi choisi) d'assombrissement-bord permet ce même

---

6.  $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$

7. Ces pulsations sont activées par un "blocage" du flux radiatif lié à une hausse de l'opacité dans une région d'ionisation partielle de l'hélium ( $M \in [1,5; 2,5] M_\odot$ ).

8. L'oscillation est due dans ce cas au blocage du flux convectif à la base de la zone convective ( $M \in [1,5; 1,8] M_\odot$ ).

calcul pour une étoile assimilée à un disque assombri sur les bords. Ce modèle suppose une étoile et une planète sphériques et  $R_p < 0,1R_*$ . Lorsque la forme ellipsoïdale d'une exoplanète due aux forces de marée ne peut plus être assimilée à une sphère, il est conseillé d'utiliser un modèle similaire tenant compte cette déformation, comme le modèle de Correia (2014).

Lors de nos études de courbes de transit, nous n'avons pas observé de signatures de variabilité stellaire telle que pouvant provenir d'une tache, facule ou éruption et ne les avons donc pas modélisées (voir par ex. : Pont et al., 2013, pour une modélisation). Par contre, nous avons tenu compte, lorsque cela était nécessaire, de la variabilité stellaire à plus long terme (liée à la rotation de l'étoile, voir Sect. 3.5.5).

### 2.1.4 Occultation

Une planète en orbite circulaire qui transite devant son étoile passe systématiquement derrière son étoile une demi-période plus tard. On assiste alors à une occultation. Ce phénomène n'est pas observable pour toutes les planètes en transit qui présentent une orbite elliptique, pour des raisons géométriques. L'observation de l'occultation dépend de la géométrie du système par rapport à notre angle de vue. Inversement, il est possible d'assister à une occultation planétaire sans pour autant pouvoir observer son transit. Si les phases de transit et d'occultation sont toutes les deux observées, il est alors possible d'ajouter de fortes contraintes sur l'orbite. En effet, le temps écoulé entre les temps consécutifs en milieu de transit et d'occultation,  $\Delta t_c$ , soit entre les conjonctions inférieure et supérieure, peut être approximé par (Kallrath & Milone, 1999; Winn, 2010) :

$$\Delta t_c \approx \frac{P}{2} \left( 1 + \frac{4e \cos \omega}{\pi} \right). \quad (2.6)$$

De plus, les durées relatives du transit  $W$  et de l'occultation  $W_{occ}$  donnent une contrainte sur le facteur  $e \sin \omega$  :

$$\frac{W}{W_{occ}} \approx 1 + e \sin \omega. \quad (2.7)$$

Cette deuxième équation est une contrainte plus faible car l'incertitude sur  $\Delta t_c/P$  est moindre que celle de  $W/W_{occ}$  (Winn, 2010). Nous retiendrons que l'occultation fournit principalement une contrainte sur  $e \cos \omega$ . L'excentricité et l'argument au

périastre peuvent néanmoins être obtenus séparément en combinant l'analyse de la photométrie et celle des vitesses radiales (eq. 1.2, ex. : Campo et al., 2011).

Nous négligeons l'assombrissement centre-bord de la planète lors de la modélisation de la courbe d'occultation. Elle est également calculée selon le modèle de Mandel & Agol (2002) afin de tenir compte de la portion de la planète masquée au cours du temps.

### 2.1.5 Courbe de phase

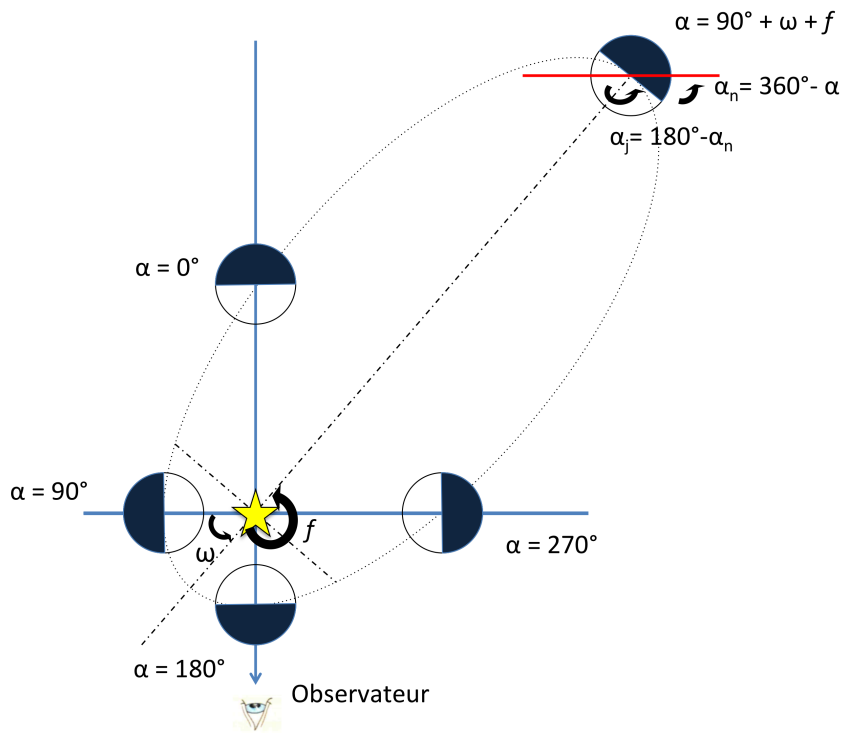
Au cours de son orbite, une planète présente plutôt sa face illuminée par son étoile hôte aux alentours de la phase de l'occultation et principalement son côté nuit à proximité de la phase du transit. Ceci modifie la courbe de lumière en fonction de l'angle de phase  $\alpha$  qui correspond à un angle formé par les directions de l'étoile et de l'observateur à la planète lorsque l'inclinaison de l'orbite  $i$  vaut  $90^\circ$ . L'angle de phase est défini comme étant nul lors de la conjonction supérieure, c'est-à-dire à l'occultation lorsque la phase jour est au maximum. De manière générale, il vaut :

$$\cos(\alpha) = \sin(\omega + f) \sin(i), \quad (2.8)$$

où  $\omega$  est l'argument au périastre et  $f$  l'anomalie vraie (Fig. 2.6, ex. : Sudarsky et al., 2005). L'angle de phase est directement lié à  $\alpha_n$  défini sur la figure 2.6. Pour  $i = 90^\circ$ , il s'agit de l'angle délimité par la face non-illuminée de la planète avec sa face visible (Fig. 2.6). Nous définissons également  $\alpha_j$  comme étant l'angle délimité par la face illuminée de la planète et sa face visible, il vaut  $\pi - \alpha_n$ . Nous décrivons ici deux fonctions qui peuvent modéliser la variation de la courbe de lumière due à la variation de l'émission apparente de la planète selon l'angle de phase. La première assimile la planète à deux hémisphères de brillance uniforme, une pour le côté jour, l'autre pour le côté nuit. Par simplicité, nous considérons dans un premier temps que nous percevons une variation de flux qui est entièrement dictée par son illumination. La variation du flux planétaire perçu par l'observateur dépend de la fonction de phase  $\phi_u(\alpha)$  que nous trouvons alors égale à :

$$\phi_u(\alpha) = \frac{1 + \cos(\alpha)}{2} \quad \text{ou encore} \quad \frac{1 - \cos(\alpha_j)}{2}, \quad (2.9)$$

et est équivalente à celle de Burrows et al. (2008). La seconde modélisation consi-



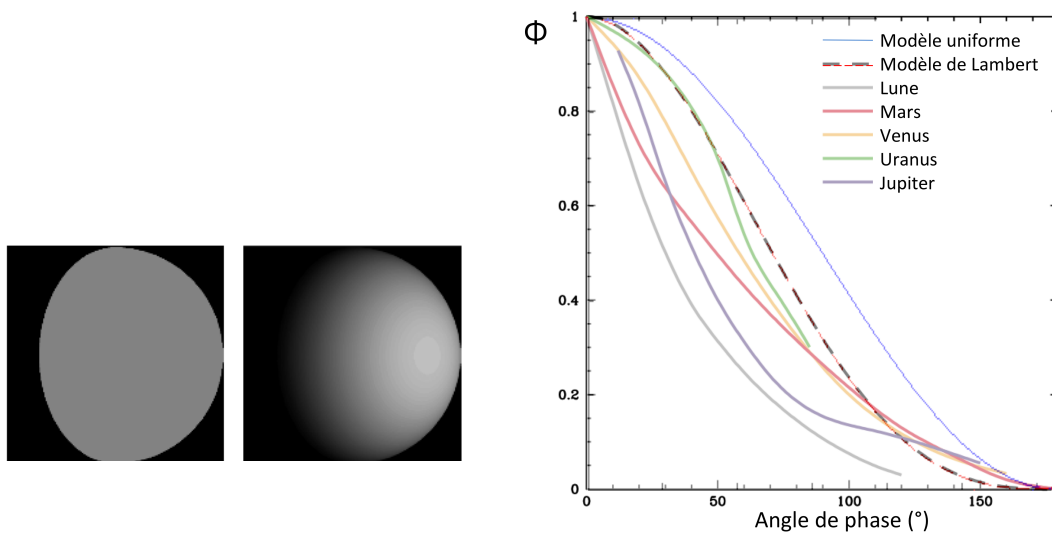
**Figure 2.6** – Angles de phases  $\alpha$  d’une planète sur une orbite excentrique dont l’inclinaison vaut  $90^\circ$ . Les angles de “phase nuit”  $\alpha_n$  et “jour”  $\alpha_j$  sont également indiqués.

dère le modèle de la sphère de Lambert où, par définition, tout faisceau incident lumineux réfléchi sur une surface de Lambert a une même intensité dans toutes les directions (Russell, 1916). Sa fonction de phase  $\phi_L(\alpha)$  peut être formulée mathématiquement par :

$$\phi_L(\alpha) = \frac{(\pi - \alpha) \cos(\alpha) + \sin(\alpha)}{\pi}. \quad (2.10)$$

Le modèle de Lambert se rapproche plus des courbes de phase des planètes du système solaire en lumière visible que le modèle uniforme (Fig. 2.7). En infrarouge, l’émission thermique étant isotrope, on peut assimiler l’émission d’une couche de l’atmosphère à la diffusion de la lumière incidente par une surface de Lambert (Seager, 2010). Par diffusion, nous sous-entendons la réfraction au sein des particules constituant l’atmosphère, la diffraction autour des particules et la diffusion de Rayleigh. Nous avons donc opté pour la fonction de phase de Lambert dans la modélisation des courbes de lumière, mais avons tout de même testé celle du mo-





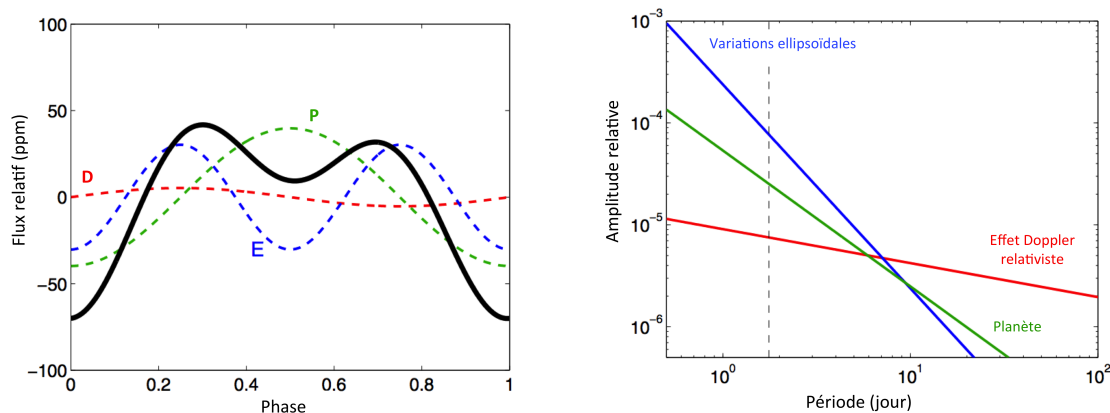
**Figure 2.7** – A gauche : Illustration de la brillance de surface illuminée à un même angle de phase à gauche pour une illumination uniforme et à droite pour une sphère de Lambert. Crédit : Spiegel et al. (2005). A droite : Comparaison de la variation du flux normalisé selon le type de surface en fonction de la phase. Les courbes de phase de quelques objets du système solaire observés dans le visible sont aussi représentées. Crédit : adapté de Sudarsky et al. (2005), afin d’y insérer le modèle uniforme.

dèle uniforme. Dans la suite, nous travaillons avec des courbes de lumière obtenues dans l’infrarouge et considérons que la lumière émise par la planète est d’origine thermique uniquement<sup>9</sup>. La variabilité photométrique de l’étoile hôte, si cette dernière est active, est prise en compte par un autre modèle en parallèle. Le modèle de phase présenté considère à lui seul l’hypothèse d’une étoile non-active dont le flux reste constant lors de la durée de l’observation. Les changements de l’intensité du flux stellaire causé par les effets de marée induits par un corps en orbite<sup>10</sup> (la planète) (Morris, 1985) et l’effet Doppler relativiste<sup>11</sup> résultant d’un mouvement radial très rapide de l’étoile (Rybicki & Lightman, 1979; Shakura & Postnov, 1987) sont également négligés (l’amplitude de ces effets dépend de la masse et de l’orbite de la planète et de la précision attendue, Fig. 2.8 droite, ex. : Shporer et al., 2011).

9. La réflexion de la planète est négligeable par rapport à son émission.

10. L’étoile est déformée par les forces de marée et prend non plus une forme sphérique mais plutôt ellipsoïdale dont le grand axe pointe vers la planète. On perçoit une variation du flux stellaire (due à la déformation de l’étoile) avec une périodicité égale à la demi-période orbitale, les minima apparaissant aux conjonctions supérieure et inférieure.

11. affectant l’intensité, parfois encore appelé Doppler beaming.



**Figure 2.8** – À gauche : Modélisation de la courbe de lumière en dehors des éclipses (noir) à l’aide de signaux sinusoidaux causés par effets de variations ellipsoïdales (bleu), Doppler relativiste (rouge), et de phase de la planète (vert) en fonction de la phase. À droite : Amplitude attendue des effets de variations ellipsoïdales, Doppler relativiste, et de phase de la planète en fonction de périodes orbitales pour un système similaire au système planétaire KOI-13.01 ( $M_p \simeq 9 M_J$ ,  $M_* = 2 M_\odot$ ,  $P = 1,76$  jours). Les amplitudes des deux premiers effets diminuent avec la masse de la planète. Crédit (gauche et droite) : adapté de Shporer et al. (2011).

Elles peuvent cependant être prises en compte par l’ajout de fonctions sinusoidales sur la période et la demi-période de l’orbite dont les amplitudes sont fonction de la période orbitale et des masses (Fig. 2.8 à gauche, ex. : Shporer et al., 2011). Le signal sinusoidal causé par l’effet Doppler relativiste est déphasé par rapport à celui de la réflexion/émission planétaire : l’étoile apparait plus brillante en s’approchant qu’en s’éloignant de l’observateur. Dans le cas du Neptune chaud GJ 436b, l’objet d’étude principal de ce travail, ces variations sont négligeables.

Il convient d’inclure au modèle de courbe de phase la variation de la radiation stellaire reçue sur la planète (ex. : Kane & Gelino, 2010). Cette dernière variant inversement selon la distance planète-étoile  $r$  au carré, la variation du flux relatif peut s’écrire :

$$\Phi(t) = A \left( \frac{r_m}{r} \right)^2 \phi(\alpha), \quad (2.11)$$

où  $r_m$  est la distance moyenne entre la planète et son étoile et  $A$  est un paramètre dépendant de la fraction du flux stellaire incident absorbé par la planète de rayon  $R_p$  et réémis thermiquement par la planète à une longueur d’onde donnée. Plus l’ir-

radiation est grande, plus ce paramètre est important.  $\phi(\alpha)$  est la fonction de phase qui peut être remplacée par  $\phi_u(\alpha)$  ou  $\phi_L(\alpha)$ . Nous considérons également l'efficacité de la redistribution de la chaleur vers le côté nuit de la planète à l'aide du facteur de redistribution longitudinal  $P_n$ <sup>12</sup>. Il est nul si la chaleur n'est pas distribuée du côté nuit et vaut 0,5 pour une efficacité totale, c'est-à-dire lorsque la moitié de l'énergie reçue du côté jour est redistribuée du côté nuit Burrows et al. (2006). En supposant que l'étoile hôte émet comme un corps noir, les températures des hémisphères des côtés jour et nuit peuvent selon Cowan et al. (2007) être assimilées à :

$$T_{\text{eff},\text{nuit}}^4 = (1 - A_B)P_n \left( \frac{R_*^2}{2a^2} \right) T_{\text{eff},*}^4 + T_{\text{int}}^4, \quad (2.12)$$

$$T_{\text{eff},\text{jour}}^4 = (1 - A_B)(1 - P_n) \left( \frac{R_*^2}{2a^2} \right) T_{\text{eff},*}^4 + T_{\text{int}}^4, \quad (2.13)$$

où  $A_B$  est l'albédo de Bond, c'est-à-dire la fraction du flux incident stellaire réfléchi par la planète,  $T_{\text{eff},*}$ ,  $T_{\text{eff},\text{nuit}}$  et  $T_{\text{eff},\text{jour}}$  sont respectivement les températures effectives stellaire, planétaire côté nuit et côté jour.  $T_{\text{int}}$  est la température intrinsèque de la planète que nous négligeons (voir Sect.2.5). Nous avons inséré le facteur  $P_n$  dans les deux fonctions de phase afin de prendre en compte l'émission des deux hémisphères, côté jour et côté nuit. Nous pouvons désormais réécrire les fonctions de phase de la manière suivante :

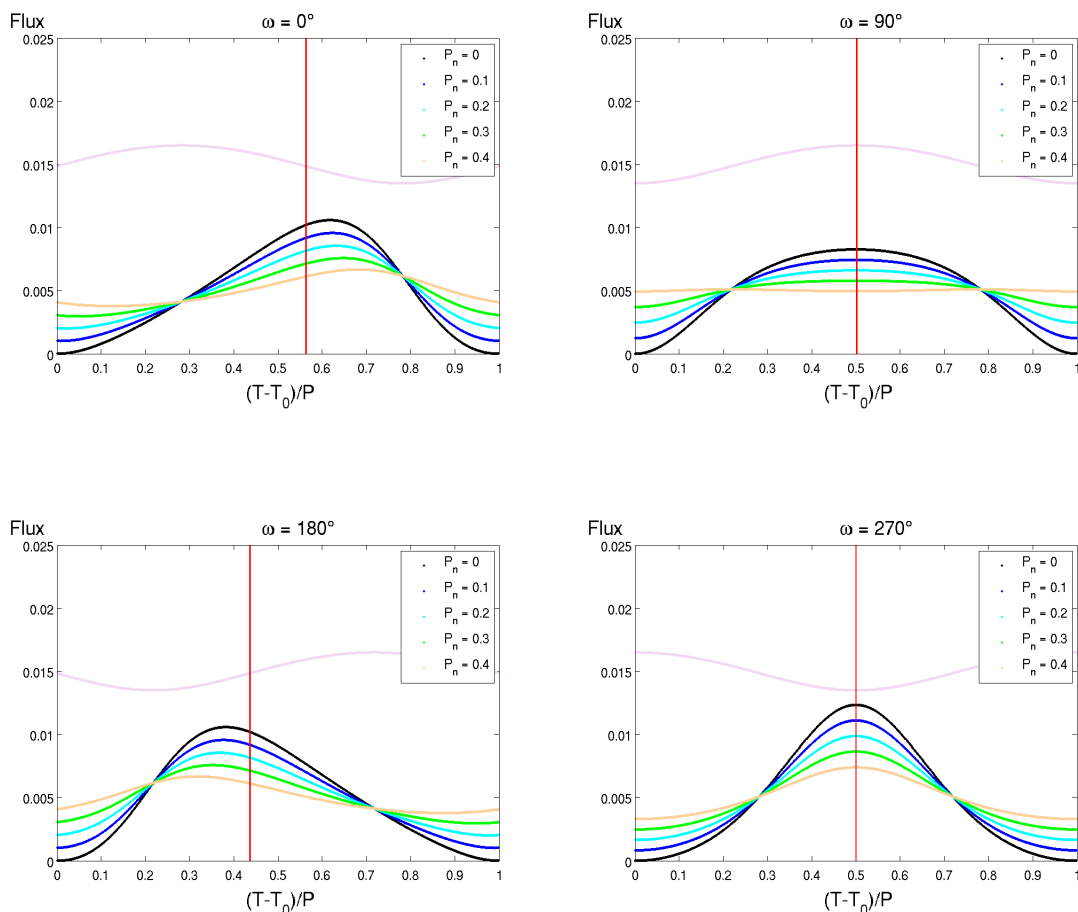
$$\phi_u = \left( \frac{1 + \cos \alpha}{2} - \cos \alpha P_n \right), \quad (2.14)$$

$$\phi_L = \frac{(\pi(1 - P_n) - \alpha) \cos(\alpha) + \sin(\alpha)}{\pi}. \quad (2.15)$$

Afin de montrer l'influence de la valeur de l'argument au périastre d'une orbite excentrique ainsi que du facteur de redistribution, nous avons calculé l'équation 2.11 pour différents types d'orbites en considérant  $\phi_u$  (eq. 2.14, Fig. 2.9) et  $\phi_L$  (eq. 2.15, 2.10). Pour une orbite donnée, le facteur de redistribution modifie principalement, pour de faibles valeurs, l'amplitude de la courbe de phase. Il pourrait donc y avoir dégénérescence entre les paramètres  $A$  et  $P_n$  selon la précision des

---

12. Si on ne tient pas compte de ce facteur de redistribution dans l'équation, alors le paramètre  $A$  dépend également du contraste thermique des hémisphères jour-nuit de l'atmosphère (Fig. 2.9 et 2.10).



**Figure 2.9** – Modélisation d’une courbe de phase considérant une émission thermique uniforme des hémisphères jour et nuit de la planète avec  $A=0,01$  et une excentricité de 0,1 selon différents arguments au périastre tel que noté en haut de chaque figure. L’amplitude et la forme de ces courbes dépendent également de la redistribution de chaleur caractérisée ici par  $P_n$  en différentes couleurs. La courbe supérieure rose pale indique la variation de la distance de la planète par rapport à son étoile au cours du temps. La ligne verticale rouge met en évidence l’instant du milieu de l’occultation.

données. On remarque que le flux observé de la planète est maximal lors de l’occultation uniquement dans les configuration où  $\omega = 90^\circ$ <sup>13</sup> et  $270^\circ$ , il est autrement décalé vers le moment où la planète est au périastre.

13. Sauf si la redistribution est efficace ( $P_n=0,5$ ).

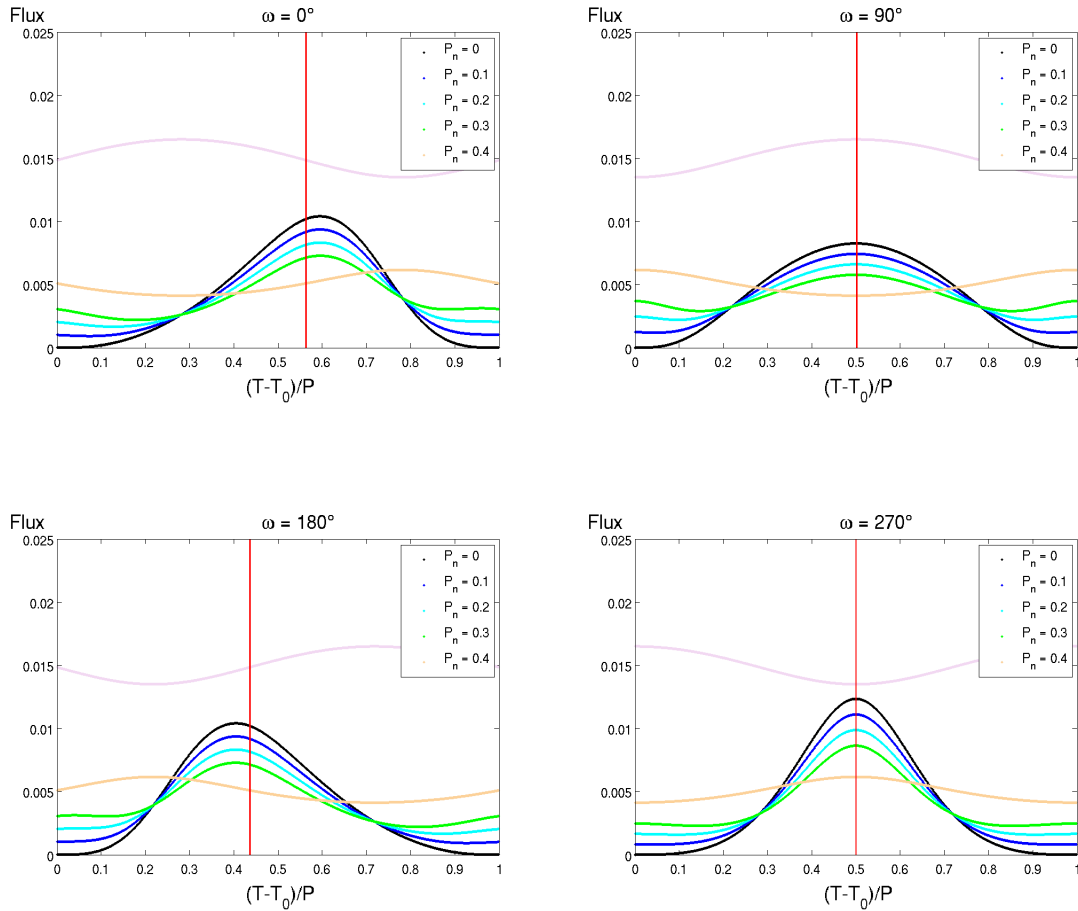
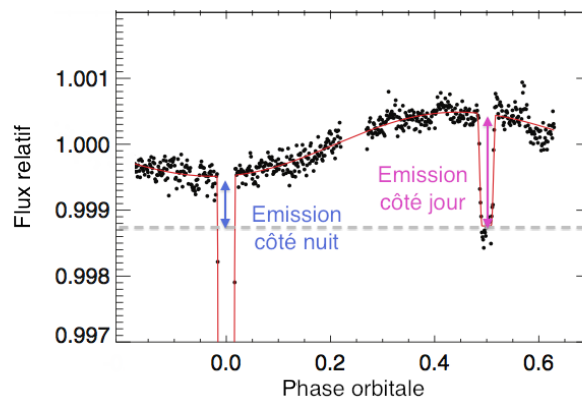


Figure 2.10 – Idem que la Fig. 2.9 pour un modèle de Lambert.

Afin de pouvoir déceler un point chaud décalé par rapport au point substellaire<sup>14</sup> de l'atmosphère planétaire, nous avons inséré un angle de déphasage à l'angle  $\alpha$ ,  $\gamma$ , lors de la modélisation de la courbe. Showman & Polvani (2011) ont en effet prédit à partir de modèles de circulation atmosphérique que les Jupiters chauds pourraient avoir une bande de vent équatoriale en super-rotation, pouvant conduire à un déplacement des zones chaude et froide vers l'est par rapport au point substellaire, et donc à un flux maximal juste avant l'occultation et un flux minimal avant le transit.

14. Le point substellaire est le point de la surface planétaire le plus proche de son étoile.

L'amplitude de la courbe de phase fournit le gradient de température entre le côté jour et le côté nuit de la planète (ex. : Knutson et al., 2007a). La température de la planète côté jour est donnée par la profondeur de l'occultation. Lors du transit, la courbe de phase permet de déduire la température de la planète côté nuit sur base de sa température côté jour. L'émission de la planète côté nuit correspond à la différence de flux relatif entre la courbe de phase lors du transit et la profondeur de l'occultation (Fig. 2.11). Il s'agit d'une valeur instantanée dans le cas d'une planète en orbite excentrique puisque la radiation stellaire perçue change en fonction du temps.



**Figure 2.11** – Courbe de lumière de HD 189733 observée à  $4,5 \mu\text{m}$  ainsi qu'un modèle de courbe de phase, de transit et d'occultation. La profondeur de l'occultation caractérise l'émission thermique du côté jour de la planète, la courbe de phase celle du côté nuit par rapport à la profondeur de l'occultation lors du transit. Crédit : adapté de Knutson et al. (2012).

Ce modèle de phase est un modèle simple qui ne tient compte que d'une circulation atmosphérique entre deux hémisphères. Il exclut que toute variation du flux incident puisse perturber la composition atmosphérique et induire des transitions périodiques entre la présence ou non de nuages (Sudarsky et al., 2005).

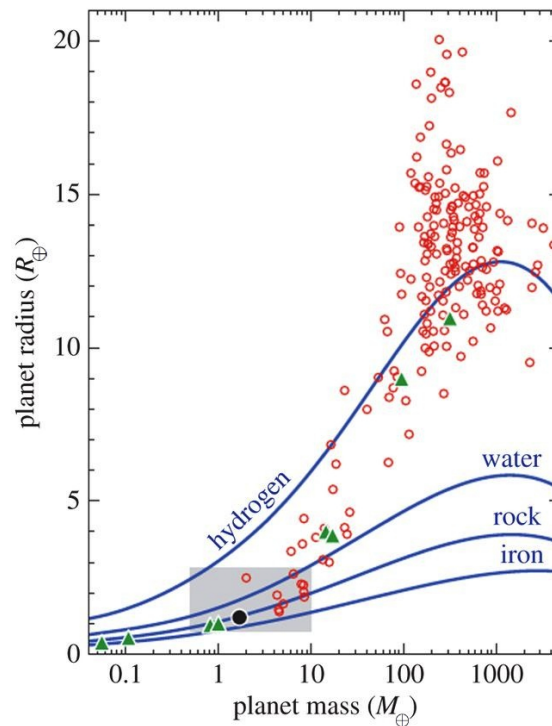
## 2.2 Structure de la planète

---

Grâce aux mesures combinées des vitesses radiales et des profondeurs de transit, la masse et le rayon de la planète sont déterminés, contraignant ainsi sa structure via sa densité moyenne. Le diagramme masse-rayon des planètes combiné avec des lignes de densités moyennes constantes de compositions diverses (Fig. 2.12) soutient la présence de “métaux” dans Saturne et Jupiter. S’il peut indiquer une composition interne des planètes, il ne peut pas fournir la structure interne de la planète à lui seul. D’une part, chaque densité moyenne dépend du coeur de la planète, de natures et de rayons différents d’une planète à l’autre. Ces deux paramètres dépendent du lieu de formation de la planète par rapport à l’étoile et du mécanisme de formation (ex. : Guillot, 2005). Les modèles de densité sont donc dépendants d’une série de paramètres. D’autre part, différentes combinaisons de couches peuvent donner un même résultat. Deux seuls cas ne sont pas dégénérés, il s’agit des extrêmes avec d’un côté les géantes de faibles densités qui ne peuvent être principalement composées que d’hydrogène et d’hélium, de l’autre les planètes très denses, composées de fer. D’autres observables telles que la composition chimique de l’atmosphère aident à mieux définir la structure (Seager & Lissauer, 2010).

Ce diagramme met également en évidence la diversité importante des planètes observées en dehors du système solaire. A une masse donnée, une planète peut avoir un rayon différent d’un facteur deux. Inversement, certaines planètes géantes sont plusieurs fois plus massives que Jupiter, mais de tailles similaires. Ce phénomène s’explique par la pression de dégénérescence des électrons atteinte dans le noyau de la planète. Ainsi, au delà d’un certain stade, l’augmentation de la masse d’une planète se traduit par l’augmentation de la densité de son noyau par fortes compressions et non vraiment par l’augmentation de sa taille (ex. : Seager & Lissauer, 2010; Guillot, 2005).

Le diagramme dépeint un large éventail de planètes ayant un rayon plus important que celui découlant d’un modèle de composition interne d’hydrogène pur, c’est-à-dire le modèle ayant la plus faible densité. Ces planètes ont donc un rayon plus grand que ce que prévoient les modèles. On s’attendait à ce qu’elles correspondent plutôt à un modèle dont l’intérieur contiendrait essentiellement de l’hy-



**Figure 2.12** – Diagramme masse-rayon d'un échantillon de planètes en transit (cercles rouges) et des planètes du système solaire (triangles verts). Les lignes bleues correspondent aux relations rayon-masse attendues pour différents modèles de composition interne. Crédit : Tinetti (2014).

drogène et de l'hélium soumis à la pression de dégénérescence des électrons, comme pour Jupiter. Comme nous l'avons vu, au-delà d'un certain seuil, augmenter la masse d'éléments légers n'est alors plus synonyme d'augmenter la taille de la planète. Afin d'expliquer les rayons enflés des Jupiters chauds, une source d'énergie élevée supplémentaire est nécessaire au sein de la planète. Elle pourrait provenir de l'étoile, de l'orbite planétaire ou de la contraction retardée. Une des solutions les plus simples serait que l'énergie incidente de l'étoile pénètre plus profondément dans l'intérieur de la planète (Showman & Guillot, 2002). Un moyen probable serait celui d'un échauffement via la dissipation ohmique (Batygin & Stevenson, 2010). Cette dissipation est le résultat de l'interaction entre le vent atmosphérique et le champ magnétique : Si une atmosphère est suffisamment chaude, des atomes/molécules peuvent s'ioniser thermiquement. Aux températures atten-



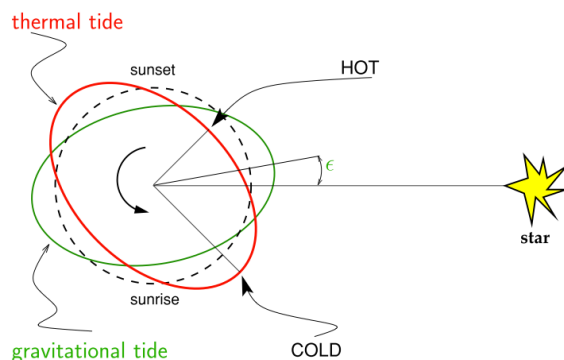
dues dans les Jupiters chauds, des alcalins<sup>15</sup> peuvent être ionisés thermiquement. Lorsque ceux-ci sont entraînés par les vents rapides des couches externes créés par les différences de température entre les côtés jour et nuit, ils créeraient un champ magnétique qui distinct du champ magnétique interne de la planète attendu. Le courant induit associé pourrait alors se dissiper et ainsi déposer son énergie ohmique dans les couches internes. Les simulations actuelles semblent montrer que c'est une hypothèse viable pour la majorité des planètes (Wu & Lithwick, 2013).

Différents auteurs ont avancé que la dissipation de chaleur par effet de marée produite lors de la circularisation de l'orbite pourrait expliquer les rayons enflés des planètes (ex. : Jackson et al., 2008; Miller et al., 2009). Cependant ce scénario ne s'appliquerait uniquement que pour de jeunes systèmes (Leconte et al., 2010), il ne serait donc pas universel. Arras & Socrates (2009, 2010) et Socrates (2013) ont introduit un scénario qui permettrait de prolonger la présence d'un effet de marée gravitationnelle et donc de dissipation d'énergie au sein de la planète. La clé de ce mécanisme reposerait sur la présence supplémentaire de marée thermique<sup>16</sup>, nécessitant une planète en rotation asynchrone. Considérons la présence de ces deux effets de marée (Fig. 2.13). Le premier est thermique (en rouge) et ses axes ne sont pas alignés avec le zénith. En effet, le pic de température est décalé par rapport au pic d'irradiation (il fait plus chaud l'après-midi qu'à midi). La présence d'un gradient de température induit des phénomènes de circulation atmosphérique, conduisant à un transport de masse vers le point le plus froid de l'atmosphère (ex. : Schubert, 1983). La densité de ces couches augmentant alors provoque l'apparition d'un bourrelet de marée, dit thermique. En longitude, il se situe entre le lever du jour et le midi et accélère la rotation de la planète grâce aux forces gravitationnelles de l'étoile. Il lutterait contre la synchronisation de la rotation et prolongerait ainsi l'intensité des effets de dissipation de marée gravitationnelle. Cette dernière, représentée en vert sur la figure 2.13, apparaît déphasée de celle thermique, soulignant en effet le rôle antagoniste de l'effet de marée thermique. La chaleur dissipée en permanence par les effets de marée serait la source d'énergie expliquant selon ce scénario le rayon enflé des planètes géantes.

---

15. La température ne serait pas suffisante pour ioniser de manière significative l'hydrogène et l'hélium.

16. Cet effet de marée avait initialement été proposé par Gold & Soter (1969) dans un modèle ayant pour but d'expliquer la rotation lente et rétrograde de Vénus.



**Figure 2.13** – Effets de marée gravitationnelle et thermique. La planète (traits discontinus) est tordue par des renflements thermique (rouge) et gravitationnel (vert) qui sont décalés. Il fait le plus chaud dans l’après-midi, et le plus froid dans la matinée. Ces écarts de températures induisent des différences de densité et des transports de masse. Le point froid (et plus dense) pousse la planète à tourner plus vite, au contraire du renflement gravitationnel. Crédit : Arras & Socrates (2010).

Quelle que soit l’origine (ou les origines) de cette anomalie, elle ne semble concerner que des planètes géantes recevant une irradiation stellaire suffisamment intense ( $\gtrsim 2 \times 10^8$  erg/cm<sup>2</sup>/s, Miller & Fortney, 2011).

## 2.3 Spectre de transmission

Durant un transit, une partie de la lumière émise par l’étoile traverse l’atmosphère de la planète, au niveau du terminateur jour-nuit. Certaines longueurs d’onde sont absorbées ou diffusées plus ou moins efficacement par les constituants atmosphériques. La profondeur du transit d’une planète passant devant son étoile est ainsi une grandeur dépendant de la longueur d’onde à laquelle elle a été mesurée. En observant un transit à la longueur d’onde d’une transition énergétique d’un des constituants atmosphériques, la planète apparaît en quelque sorte "plus grande", et le transit est donc plus profond (Fig. 2.14). Il est ainsi possible de recomposer le spectre de transmission du limbe atmosphérique en mesurant la profondeur du transit sur un large éventail de longueurs d’onde. Cela permet d’étudier la

composition chimique du limbe et sa structure thermique, ainsi que de contraindre la présence de condensats de haute altitude et de particules diffusantes (ex. : Burrows, 2014).

Prenons le cas concret de la Terre en transit devant le Soleil depuis l'espace et étudions son spectre de transmission de manière globale selon Pont (2014). Son rayon serait mesuré plus grand dans la partie bleue du spectre que la rouge puisque les particules de petites tailles (par rapport aux longueurs d'onde de la lumière visible) de notre atmosphère diffusent préférentiellement le bleu. Il s'agit de la diffusion de Rayleigh. Il en ressort que notre atmosphère est plus transparente à la couleur rouge (couleur du Soleil lors du coucher) que bleue. Le rayon de la Terre en infrarouge serait encore plus élevé que dans le bleu, comprenant environ 10 km d'altitude en plus (hauteur de la troposphère<sup>17</sup>) car la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone absorbent la lumière infrarouge. Il dépasserait les  $\sim 30$  km, la hauteur de la couche d'ozone, dans la bande de Hartley de l'ozone (200–350 nm) grâce à l'absorption de l'ozone majoritairement. Une étude plus détaillée du spectre de transmission de la Terre (ainsi que d'exoplanètes de la taille de la Terre ayant d'autres types d'atmosphère) peut se trouver dans l'article de Ehrenreich et al. (2006).

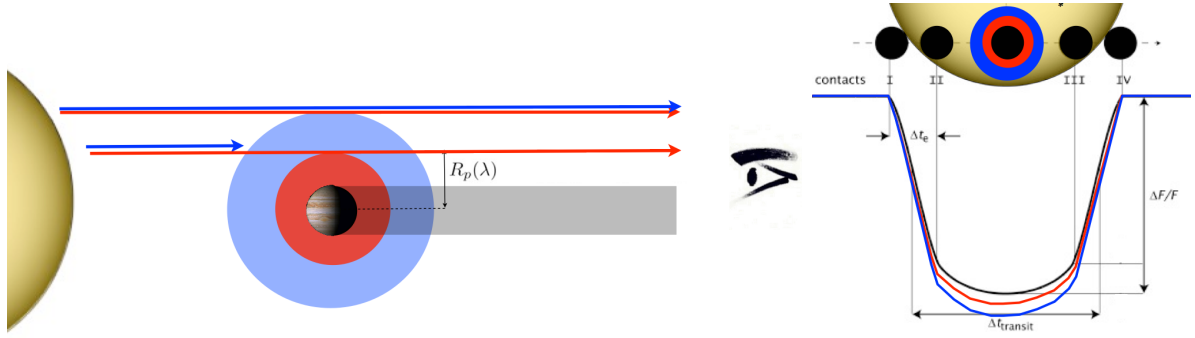
Cette technique permet de sonder la composition chimique d'une atmosphère exoplanétaire à de très faibles pressions ( $\sim 0,0001$  à 1 bar) ainsi que la présence de nébulosités en haute altitude qui rendent l'atmosphère opaque sur une large étendue de longueurs d'onde (ex. : Madhusudhan et al., 2014). Il est ainsi possible d'identifier les gaz présents aux limbes de l'atmosphère s'ils absorbent la lumière dans la gamme de longueur d'onde observée. Dans le cas d'une atmosphère sans condensat, on s'attend à mesurer une variation de la profondeur d'un transit  $\Delta dF$ , due à l'absorption par un composant de l'atmosphère qui est fonction de la hauteur d'échelle moyenne de l'atmosphère,  $H$ . Cette grandeur est définie par :

$$H = \frac{k_B T}{\mu g}, \quad (2.16)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température moyenne de l'atmosphère de la planète,  $\mu$  la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère, et  $g$  la gravité de surface (ex. : Madhusudhan et al., 2014). La hauteur d'échelle de l'atmosphère

---

17. La troposphère est la couche de l'atmosphère la plus proche de la croûte terrestre. Elle est le siège de la majorité des phénomènes météorologiques.



**Figure 2.14** – Transit multi-couleur. La radiation stellaire traversant les limbes de l’atmosphère planétaire est transmise ou absorbée selon sa longueur d’onde. Dans cet exemple, la lumière bleue est absorbée sur une large extension de l’atmosphère par rapport à la lumière rouge. La profondeur du transit mesurée en longueur d’onde bleue, et donc le rayon planétaire, sont ainsi plus importants que ceux en rouge. Crédit : adapté de Ehrenreich (2007) et de J.-M. Desert, présentation Sagan Workshop 2012.

terrestre est de l’ordre de 8 km (Seager, 2010), ce qui coïncide avec l’altitude minimale de la tropopause<sup>18</sup>. La hauteur d’échelle est ainsi proche de l’épaisseur de la troposphère dont la masse constitue les  $\sim 80\%$  de la masse totale de l’atmosphère.

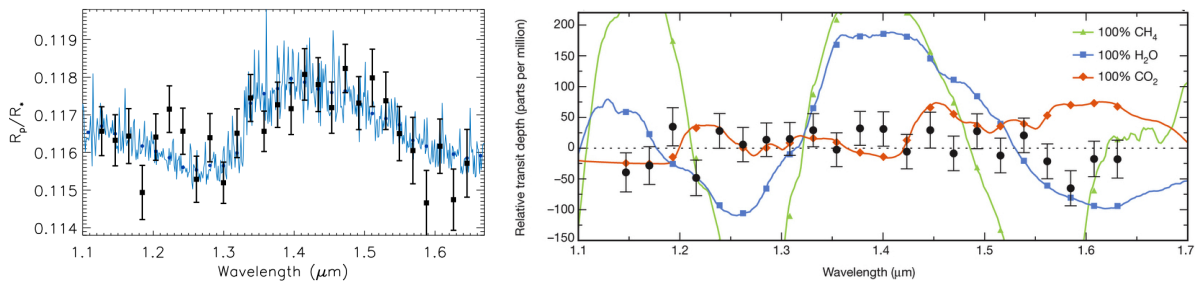
La variation de la profondeur du transit est approximée par (Winn, 2010) :

$$\Delta dF = \left( \frac{R_p + N_H H}{R_*} \right)^2 - \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2 \approx 2N_H \left( \frac{H}{R_p} \right) \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2, \quad (2.17)$$

où  $N_H$  est le nombre de hauteurs d’échelle séparant le rayon réel de la planète ( $R_p$ ) de son rayon apparent et est de l’ordre de 5 à 10 (Madhusudhan et al., 2014). L’ordre de grandeur de  $\Delta dF$  est de 100 ppm pour un Jupiter chaud en orbite autour d’une étoile de type solaire et de 1 ppm pour la Terre (Pont, 2014). Par exemple, le transit significativement plus profond (de l’ordre de 200 ppm) de HD 209458b dans les bandes de résonance du doublet du sodium ( $\lambda = 589,3$  nm) par rapport aux bandes adjacentes mesuré par Charbonneau et al. (2002) a été interprété comme étant dû à l’absorption par le sodium dans l’atmosphère planétaire. Dans le proche infrarouge, l’instrument WFC3 à bord de *Hubble* permet de sonder la bande d’absorption de l’eau à  $1,4 \mu\text{m}$  sur l’étendue de sa bande passante de  $1,1$  à  $1,7 \mu\text{m}$  (ex. :

18. L’altitude de la tropopause varie de 8 à 15 km selon les saisons et la latitude. La tropopause marque la limite entre la troposphère et la stratosphère, la seconde couche de l’atmosphère terrestre caractérisée par une inversion thermique.  $\mu_{\oplus, moy} \approx 4,78 \times 10^{-26}$  kg/molécule et  $T_{\oplus, moy} \approx 288$  K.

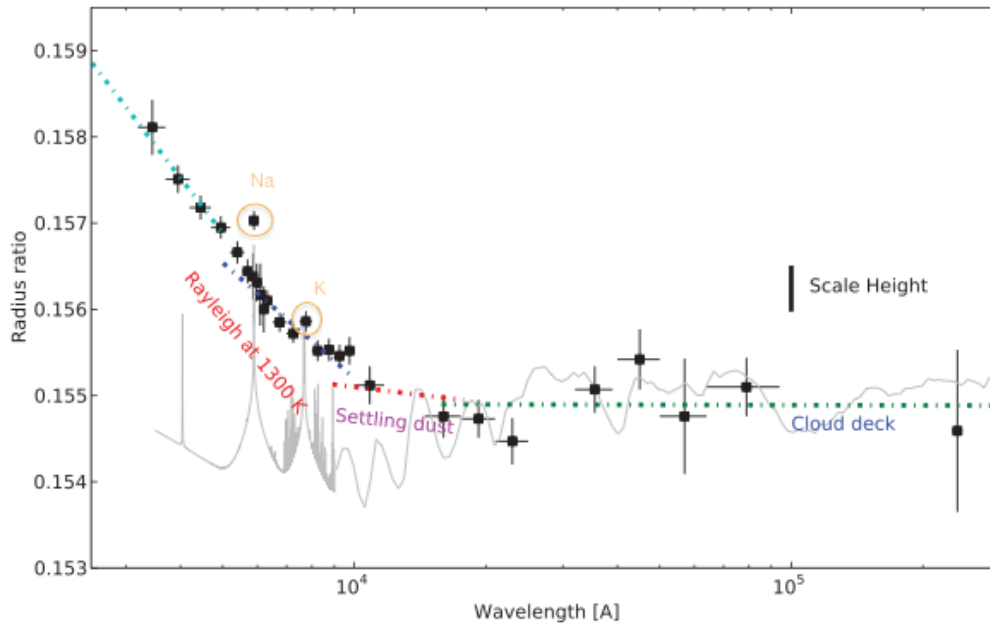
Madhusudhan, 2012). C'est ainsi que le spectre de transmission de la planète HAT-P-1 b en proche infrarouge dévoile la signature de l'eau (Wakeford et al., 2013). Cependant, la présence de nuages peut masquer les bandes d'absorption, comme c'est probablement le cas pour GJ 1214b (Fig. 2.15, Kreidberg et al., 2014). Enfin, la diffusion de la lumière rend également opaque l'atmosphère et peut ainsi masquer la signature spectrale de diverses molécules. L'exemple le plus souvent donné est probablement celui de HD 189733b. Son spectre de transmission présente une forte absorption dans les courtes longueurs d'onde (Fig. 2.16) et suggère la diffusion de Rayleigh (Lecavelier Des Etangs et al., 2008; Pont et al., 2013). Seules les raies du sodium et du potassium ont une intensité suffisante que pour y laisser une signature (Huitson et al., 2012; Wyttenbach et al., 2015). La pente de la partie gauche du spectre est fonction de la taille des grains diffusants et de l'indice de réfraction. On en déduit une diffusion causée par des grains de taille inférieure à  $0,1 \mu\text{m}$  (ex. : silicates, Pont et al., 2013).



**Figure 2.15** – Comparaison de deux spectres de transmission suggérant ou non la présence de nuages. A gauche, le spectre de transmission de HAT-P-1b présente des structures dans la bande d'absorption de l'eau à  $1,4 \mu\text{m}$  indiquant la présence d'eau. Crédit : Wakeford et al. (2013). A droite, le spectre de transmission plat de GJ 1214b pointerait vers la présence de nuages. Crédit : Kreidberg et al. (2014).

De manière globale, nous retiendrons que les variations de profondeur de transit mesurées dans les différents domaines du spectre électromagnétique permettent de contraindre plusieurs propriétés de l'atmosphère planétaire, dont sa composition chimique<sup>19</sup>. La spectroscopie de transit dans l'ultraviolet permet de mesurer les raies de Lyman  $\alpha$  et des métaux ionisés à très basses pressions afin d'en dé-

19. Notons que les abondances des molécules se reflètent dans le spectre d'absorption (ex. : Fortney et al., 2010)

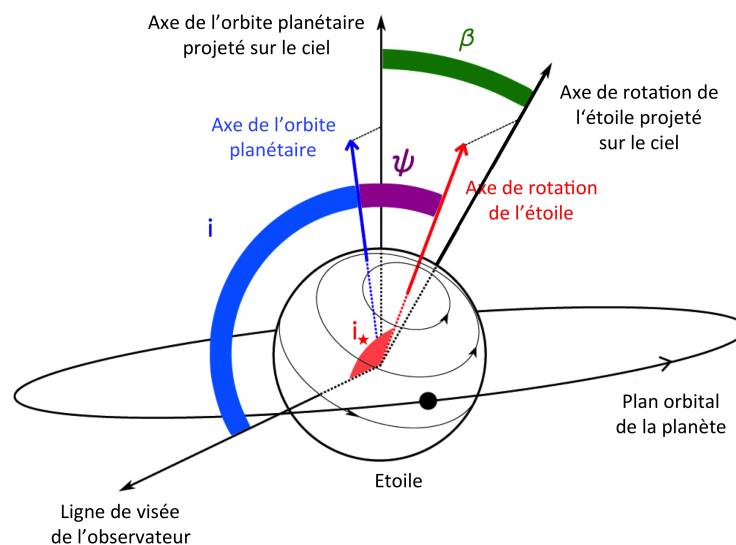


**Figure 2.16** – Modèle du spectre de transmission de HD 189733b comparé aux mesures. La courbe grise correspond au spectre synthétique de transmission de la planète avec un modèle sans condensat. Les lignes en pointillés indiquent, de gauche à droite, l’effet de la diffusion de Rayleigh à 2000 et 1300 K, un nuage dont la taille des grains augmente linéairement avec la pression et un nuage opaque. Le spectre est dominé sur la gauche par la dispersion de Rayleigh. Seules les raies du sodium et du potassium ont une intensité suffisante que pour y laisser une signature. Crédit : Pont et al. (2013)

duire ou non la perte de masse de l’atmosphère (ex. : Vidal-Madjar et al., 2003, 2004; Lecavelier des Etangs et al., 2012; Ehrenreich et al., 2012, 2015). Dans le visible, les bandes d’absorption du sodium et potassium nous éclairent quant à la présence de nébulosités, nuages ou de particules diffusives. En infrarouge, les raies d’eau, méthane, mono- et di-oxyde de carbone rendent compte de l’équilibre ou du non-équilibre chimique (Madhusudhan et al., 2014, et références internes).

## 2.4 Mesure de l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire par rapport à l'orbite

Holt (1893) avait prédit qu'il était possible de mesurer l'angle entre les axes de rotation de l'étoile et de l'orbite projetés sur le ciel (Fig. 2.17) à partir d'anomalies dans le décalage Doppler des raies de l'étoile lors du transit pour des binaires à éclipse. En 1924, Rossiter et McLaughlin observent indépendamment cet effet dans le cas de binaires à éclipse. Cet effet est désormais communément appelé effet Rossiter-McLaughlin (RM). En 2000, Queloz et al. mesurent pour la première fois cet effet lors d'un transit exoplanétaire, celui du Jupiter chaud HD 209458b.



**Figure 2.17** – Définition des angles  $i_*$ ,  $\beta$  et  $\psi$ .  $i_*$  est l'angle formé par l'axe de rotation de l'étoile et à l'axe d'observation.  $\beta$  est l'angle entre les axes de rotation de l'étoile et de l'orbite projetés sur le ciel et  $\psi$  est l'obliquité, l'angle formé par les axes de rotation et de l'orbite. L'angle  $i$  déjà défini au préalable correspond à l'inclinaison du plan de l'orbite. Crédit : adapté de Masuda (2015)

La largeur d'une raie du spectre intégrée sur le disque stellaire dépend de sa vitesse de rotation projetée sur le ciel. Si l'axe de rotation ne pointe pas vers l'observateur, plus l'étoile tourne vite sur elle-même, plus ses raies seront larges puisque les régions de la surface stellaire s'éloignant ou s'approchant de nous auront leurs raies d'autant plus décalées vers le rouge et le bleu respectivement par effet Doppler. Lors du transit, une partie de la surface d'une étoile en rotation est cachée. Si la planète masque une partie de l'étoile qui tourne vers nous (dont la composante en VR est déplacée dans le bleu), alors les profils des raies spectrales de l'étoile nous apparaissent plus décalés vers le rouge. Inversement, en étant devant une partie qui s'éloigne de nous (les raies stellaires de cette partie sont décalées vers le rouge), le profil de la raie du disque stellaire apparaît plus bleu. L'effet RM est schématisé sur la figure 2.18 en vue d'en faciliter la compréhension. Si les projections des axes de rotation de l'étoile et de l'orbite la planète sur le ciel sont alignées, alors la planète masque symétriquement la partie qui s'approche et qui s'éloigne de l'observateur. La courbe des vitesses radiales est alors antisymétrique (si on ne tient pas compte du mouvement global de l'étoile). Si ces axes ne sont pas alignés, alors, le profil de la courbe est asymétrique, voir uniquement décalé vers le rouge ou le bleu. L'angle entre les axes de rotation de l'étoile et de l'orbite projetés sur le ciel  $\beta$  peut donc être déterminé à partir du profil de l'anomalie des VR.

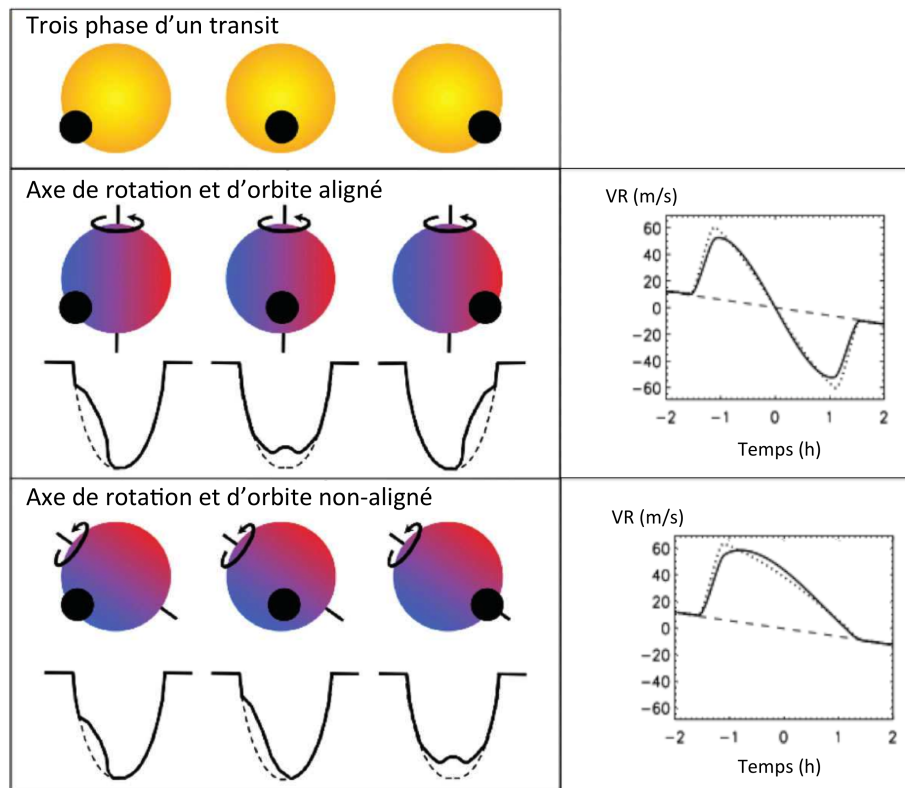
On s'attend à ce que l'amplitude de cette anomalie soit approximativement :

$$\Delta V_{RM} \approx dF \sqrt{1 - b^2} (V \sin I_*), \quad (2.18)$$

où  $V \sin I_*$  est la vitesse de rotation projetée de l'étoile,  $I_*$  étant l'angle formé par l'axe de rotation de l'étoile par rapport à l'axe d'observation (Winn, 2010). Un Jupiter en transit devant un analogue solaire ( $V \sin I_* \sim 2$  km/s, Winn, 2010) induit une anomalie dans la courbe des VR d'amplitude maximale de  $\sim 20$  m/s. Sans détection photométrique, il est donc possible de pouvoir confirmer un transit planétaire via cette technique.

Dans ce travail nous avons adopté la modélisation de Giménez (2006). Son modèle considère que l'étoile et la planète peuvent être considérées comme des disques et que l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile est constant durant les phases de transit. Il tient compte des effets d'assombrissement centre-bord de l'étoile et des éléments géométriques et orbitaux du système, permettant ainsi de les contraindre simultanément avec la modélisation des courbes de lumière.





**Figure 2.18** – Illustration de l’effet Rossiter-McLaughlin induit par une planète en transit avec un paramètre d’impact valant 0,5. En haut : planète en transit devant son étoile hôte. Au milieu et en bas à gauche : idem mais en montrant l’axe de rotation de l’étoile ainsi que le gradient de VR sur la surface stellaire et le profil de raie d’absorption déformé par la présence de la planète en transit. Les régions bleues et rouges du disque stellaire marquent les régions du disque stellaire dont les raies sont décalées vers le bleu ou vers le rouge par effet Doppler causé par la rotation de l’étoile. A droite : courbes de vitesses radiales lors du transit. Les traits discontinus indiquent les VR sans effet RM. Les lignes en pointillés caractérisent les VR avec effet RM sans tenir compte de l’assombrissement centre-bord de l’étoile. Au milieu : les axes sont alignés, dans une première phase, la planète cache une portion “bleue”, la raie d’absorption de l’étoile apparaît plus rouge. On observe sur la droite que la courbe des VR est décalée positivement (vers le rouge). Dans un second temps, le disque planétaire obscurcit une fraction “bleue” et “rouge” égale, aucun décalage en VR n’est observé. Enfin, une partie “rouge” du disque stellaire est masqué, la VR est décalée vers le bleu. En bas : les axes de rotation et d’orbite projetés sont décalés de  $-60^\circ$ . Le disque planétaire ne cache que les régions “bleues” de l’étoile, les VR sont décalées vers le rouge tout au long du transit. Crédit : adapté de Winn (2011)

D'autres techniques permettent de contraindre l'obliquité  $\psi$ , c'est-à-dire l'angle formé par les axes de rotation et de l'orbite,  $\beta$  étant la projection de cet angle sur le ciel :

- L'analyse de la position des taches stellaires<sup>20</sup> occultées par la planète durant plusieurs transits consécutifs rend possible sa détermination (HAT-P-11, Sanchis-Ojeda & Winn, 2011).
- Puisqu'une étoile en rotation rapide sur elle-même présente un assombrissement gravitationnel sur sa surface, on observe les régions des pôles plus brillantes que la région équatoriale. Le passage de la planète devant des régions plus brillante(s) et plus sombre(s) de l'étoile conduit à une asymétrie dans la courbe de lumière d'un transit qui, analysée, permet d'obtenir l'inclinaison du plan de l'orbite par rapport à l'axe de rotation de l'étoile (ex. : KOI-13.01, Barnes et al., 2011).
- Enfin, l'astérosismologie peut également contraindre l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile par rapport à notre angle de vue via l'analyse des modes de pulsation (plus précisément des "rotational frequency splittings" des modes p, Gizon & Solanki 2003 ; HR 8799, Wright et al. 2011a, pour un système avec une planète qui ne transite pas). Si la planète transite, alors l'inclinaison de l'orbite peut être déterminée et ainsi permettre le calcul de l'angle formé par les axes de rotation et de l'orbite à l'aide de la relation :  $\cos \psi = \cos I_* \cos i + \sin I_* \sin i \cos \beta$  (Kepler-50 et Kepler-65, Chaplin et al., 2013).

La large distribution des obliquités observée par Triaud et al. (2010) suggère qu'une part importante des Jupiters chauds sont trouvés sur des orbites non-alignées, voire rétrogrades<sup>21</sup>. Cette propriété orbitale pourrait permettre de contraindre l'évolution des systèmes planétaires et expliquer la présence de géantes gazeuses à de si faibles distances orbitales. En effet, lors de la formation de l'étoile et du disque protoplanétaire, on s'attend à observer les axes de rotation de l'étoile et du disque alignés. Les Jupiters chauds se seraient formés dans le disque au-delà de la ligne de glace (Winn, 2011), c'est-à-dire suffisamment loin de la proto-étoile pour permettre la condensation d'éléments volatils tels que l'eau, l'ammoniaque,

---

20. Lorsque le disque planétaire masque une tache stellaire, elle masque une partie moins lumineuse. Ceci produit une légère augmentation du flux (sous forme de bosse) mesuré dans la courbe de lumière (voir Sect. 2.1.2).

21. La planète orbite alors dans le sens opposé de la rotation stellaire ( $\psi > 90^\circ$ ).

le méthane, le dioxyde et le monoxyde de carbone. En effet, les planètes gazeuses pourraient avoir formé leur coeur par accréation à partir de ces grains de glaces. Au plus la protoplanète est massive, au plus elle peut attirer du gaz par gravitation (ex. : Bond, 2012). Ce gaz n'est trouvé en quantité suffisante que dans les régions externes du disque puisqu'il est chassé vers l'extérieur du disque par la pression de radiation (proto)stellaire. Suivant le "modèle standard" de migration des planètes, les interactions entre le disque et la planète pousseraient la planète en orbite spirale vers l'étoile en conservant l'alignement de l'axe orbital de la planète avec l'axe de rotation de l'étoile.

Le non-alignement de ces axes observé pour des planètes géantes en orbite proche nécessite l'intervention de perturbations gravitationnelles dues à la présence d'un autre corps massif dans le système, une planète ou une étoile, si on suppose que l'obliquité était initialement nulle (Winn, 2011). Le mécanisme de Kozai<sup>22</sup> (Kozai, 1962; Lidov, 1962) et les interactions planète-planète ("planet scattering", Marzari & Weidenschilling, 2002) pourraient expliquer la distribution des obliquités observée (ex. : Nagasawa et al., 2008). La fonctions de probabilité cumulative des modèles de Fabrycky & Tremaine (2007) utilisant le mécanisme de Kozai (et la dissipation de marée) est en accord avec les angles  $\beta$  mesurés, soulignant l'importance des interactions dynamiques avec un troisième corps perturbateur dans le processus de migration des Jupiters chauds. (Triaud et al., 2010).

Notons que la large distribution des obliquités observée pourrait également être le résultat de la formation stellaire. En effet, certains auteurs postulent que les disques protoplanétaires pourraient être non-alignés avec la rotation de l'étoile hôte dès la formation du système, suite à un effondrement chaotique du disque proto-stellaire (ex. : Bate et al., 2010). Les interactions magnétiques entre l'étoile et le disque pourraient être une autre piste (Lai et al., 2011). La réponse pourrait être trouvée en augmentant le nombre de mesures d'obliquité et en les étendant aux autres types de planètes (Winn & Fabrycky, 2014).

---

22. Le mécanisme de Kozai est un mécanisme durant lequel s'opère un échange périodique entre les valeurs de l'inclinaison et de l'excentricité de l'orbite de la planète dans un système d'au moins trois corps. Une orbite fortement inclinée mais peu excentrique peut ainsi devenir faiblement inclinée mais très excentrique.

## 2.5 Emission planétaire

---

Le spectre d'une planète a deux composantes principales : une dans le visible due à la réflexion de la lumière de l'étoile et l'autre dans l'infrarouge à cause de l'émission thermique de la planète (Fig. 1.12, ex. : Seager, 2010). Notons que la composante de la réflexion est également présente dans l'infrarouge, mais l'émission thermique y est largement dominante pour les objets très chauds. L'émission thermique tire son origine de la reconversion de la radiation stellaire absorbée ainsi que de son énergie interne. Le rapport entre ces deux composantes diffère d'une planète à l'autre. En ce qui concerne la Terre, la désintégration radioactive des isotopes d'uranium, thorium et potassium est la source interne principale d'énergie (ex. : Haswell, 2010). La seconde source provient de l'énergie potentielle gravitationnelle résiduelle et du réchauffement par effet de marée. Ces énergies sont cependant faibles à la surface par rapport à l'énergie provenant de la radiation solaire. Les planètes géantes ont une énergie potentielle gravitationnelle résiduelle plus importante (contraction de Kelvin-Helmholtz). Jupiter et Neptune ont d'ailleurs une luminosité interne environ deux fois plus élevée que leur luminosité externe (voir par ex. : Guillot, 2005). Toutefois, les exoplanètes étudiées dans le cadre de cette thèse perçoivent une radiation stellaire si forte vu leur proximité de l'étoile que le terme d'énergie lui étant lié est plus important que l'énergie interne de la planète. Le pic d'émission thermique d'une planète se situe à  $\sim 0,8 \mu\text{m}$  pour des Jupiters chauds de  $\sim 2000 \text{ K}$ , et à des longueurs d'onde plus importantes pour des planètes froides, la Terre ayant un pic à  $15 \mu\text{m}$ . La figure 1.12 souligne un contraste entre l'étoile et la planète plus faible dans l'infrarouge que dans le visible.

La mesure des profondeurs de l'occultation d'une planète dans plusieurs longueurs d'onde du domaine infrarouge permet de caractériser le spectre d'émission thermique de la planète, rendant compte des propriétés globales du côté jour de la planète. Particulièrement, ces mesures sont le reflet de la composition chimique et du profil de température et de pression de son atmosphère (ex. : Madhusudhan et al., 2014).

En assimilant l'étoile et la planète à deux corps noirs, la profondeur d'une oc-

cultation,  $dF_{occ}$ , est approximée par (ex. : Seager, 2010) :

$$\frac{F_p}{F_*} \simeq \frac{\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\pi R_p^2}{e^{h\nu/k_B T_{eq,p}} - 1} \frac{1}{D^2}}{\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{\pi R_*^2}{e^{h\nu/k_B T_{eff,*}} - 1} \frac{1}{D^2}} = \frac{e^{h\nu/k_B T_{eff,*}} - 1}{e^{h\nu/k_B T_{eq,p}} - 1} \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2, \quad (2.19)$$

avec  $h$  la constante de Planck,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $\nu$  la fréquence de la radiation à laquelle on observe.  $D$  est la distance de la planète à la Terre et  $T_{eq,p}$  et  $T_{eff,*}$  sont les températures d'équilibre de la planète et effective de l'étoile. La température effective d'un objet est définie comme la température d'un corps noir ayant la même luminosité que l'objet. La température d'équilibre d'une planète correspond à la température effective d'une planète sans énergie interne et en équilibre avec la radiation de son étoile (ex. : Seager, 2010). Elle peut être approximée par :

$$T_{eq,p} \approx T_{eff,*} \sqrt{\frac{R_*}{a}} (f'(1 - A_B))^{0,25}, \quad (2.20)$$

où  $a$  est la distance entre l'étoile et la planète,  $A_B$  est l'albédo de Bond, et  $f'$  un facteur de redistribution représentant le fait qu'on n'observe jamais qu'un hémisphère de la planète.  $f' = 0,25$  pour une planète isotherme et  $2/3$  pour la face jour d'une planète réémettant directement la radiation stellaire (Burrows et al., 2008). Suivant la limite de Rayleigh-Jeans<sup>23</sup>, l'équation 2.19 peut être simplifiée par :

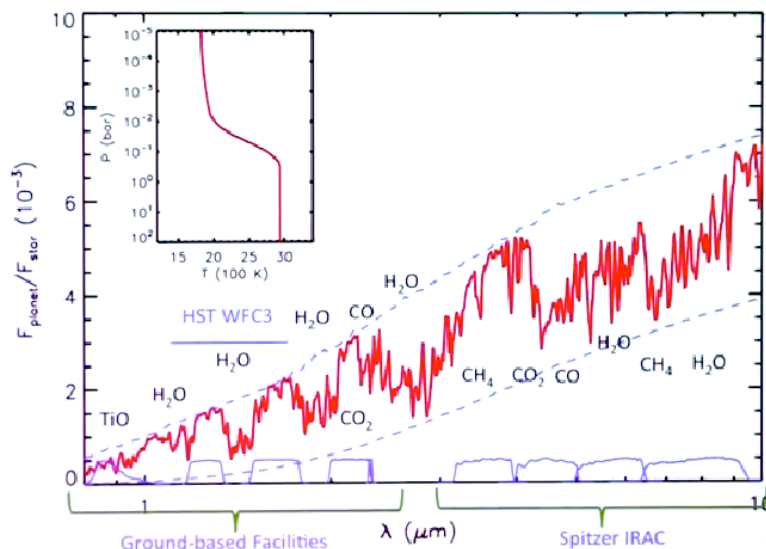
$$dF_{occ} \approx \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2 \frac{T_{eq,p}}{T_{eff,*}}. \quad (2.21)$$

L'étoile et la planète n'émettent pas comme de parfaits corps noirs. Nous ne mesurons donc pas la quantité exprimée dans l'équation 2.21, mais bien :

$$dF_{occ} = \frac{F_p}{F_*} = \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2 \frac{T_{b,p}}{T_{b,*}}, \quad (2.22)$$

où  $T_{b,p}$  et  $T_{b,*}$  sont les températures de brillance respectives de la planète et de l'étoile. La température de brillance d'un corps correspond à la température d'un corps noir délivrant le même flux que le corps étudié sur une région du spectre électromagnétique (dépendant de la bande passante de l'instrument utilisé). La température de brillance varie donc en fonction de la longueur d'onde (ex. : Seager, 2010).

<sup>23</sup>. Cette limite considère le cas où  $h\nu/kT \ll 1$ , avec  $h$  la constante de Planck,  $k$  la constante de Boltzmann et  $\nu$  la fréquence de la longueur d'onde à laquelle on observe. Dans ce cas,  $e^{-x} \approx 1 - x$ .



**Figure 2.19** – Modèle spectral de Jupiters chauds dans le domaine infrarouge. La signature spectrale des différents éléments chimiques attendus dans l’atmosphère est indiquée. Les zones de continu du spectre permettent de contraindre le profil de température et pression, donné dans le cadre réduit en haut à gauche. Crédit : N. Madhusudhan.

Les premières détections d’émission thermique d’une planète ont été rapportées en 2005 pour les Jupiters chauds TrES-1 b et HD 209458b à l’aide du télescope spatial *Spitzer* respectivement par Charbonneau et al. et Deming et al.. Depuis, les occultations d’environ une centaine<sup>24</sup> d’exoplanètes ont été observées à une ou plusieurs longueurs d’onde. L’ajustement de modèles sur les mesures de profondeur d’occultation permet de tester des hypothèses au niveau de la composition chimique et des profils de température et de pression. Le modèle de spectre d’un Jupiter chaud présenté sur la figure 2.19 indique les bandes d’absorption moléculaires attendues dans son atmosphère. Les zones de continu dans des régions du spectre infrarouge permettent de contraindre le profil de température et de pression, et ainsi de pouvoir déterminer l’abondance des éléments chimiques (Madhusudhan et al., 2014).

24. voir <https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/files/spitzer/extrasolarplanets.txt> et <http://ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/scheduling/observinglogs/extrasolarplanetsWarm.txt>.

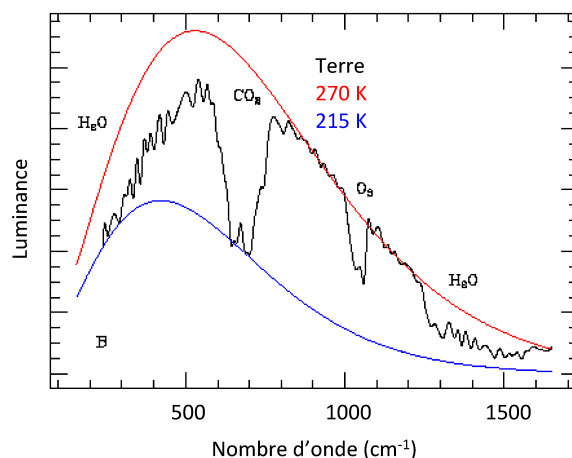
### Inversion thermique

Déterminer si une atmosphère planétaire comporte ou non une inversion thermique est une chose qui semblait initialement simple à déduire sur base de quelques mesures d'émission thermique de la planète. Nous allons présenter ici les tenants et aboutissants de cette question. Qu'entend-on tout d'abord par inversion thermique? Cette dernière désigne une augmentation de la température avec l'altitude, conduisant à la formation d'un spectre contenant des raies d'émission et non d'absorption comme c'est le cas lorsque la température diminue en fonction de l'altitude. Une inversion thermique se produit lorsqu'une atmosphère est formée de composants ayant une opacité importante dans le visible (et dans l'ultraviolet) par rapport à son opacité dans l'infrarouge (ex. : Burrows et al., 2007). Sans la présence de ces absorbeurs en haute altitude (donc dans le domaine visible et ultraviolet), la radiation stellaire peut pénétrer profondément dans l'atmosphère. L'atmosphère est ainsi chauffée à partir du bas, conduisant à une diminution de la température en fonction de l'altitude. En leur présence, l'atmosphère peut absorber la radiation stellaire incidente en haute altitude sans la réémettre efficacement en direction de l'espace, provoquant la formation de régions plus chaudes dans ces couches de l'atmosphère (ex. : Madhusudhan et al., 2014; Schwarz et al., 2015).

Si nous prenons le cas de la Terre (selon la présentation faite dans Seager, 2010), celle-ci présente une inversion thermique. La couche la plus basse de l'atmosphère terrestre, la troposphère, est caractérisée par une diminution de la température avec l'altitude. Il s'agit également de la partie la plus dense de l'atmosphère où les raies de  $O_3$  et  $CO_2$  sont formées. Elles sont donc larges (car la densité est forte) et en absorption (car la température décroît). Il y a, comme mentionné ci-dessus, une inversion thermique dans l'atmosphère. Elle définit la seconde couche de l'atmosphère, la stratosphère. L'augmentation de la température avec l'altitude provient de l'absorption de la radiation solaire ultraviolette par l'ozone. Puisque  $O_3$  et  $CO_2$  y sont en moins grande abondance<sup>25</sup>, les raies spectrales formées par ces éléments sont plus étroites et sont par ailleurs en émission suite à l'augmentation de température. Par l'étude des bandes de ces éléments (Fig. 2.20), il est donc possible de détecter une inversion thermique au sein de l'atmosphère terrestre.

---

25. La densité décroît exponentiellement avec l'altitude.



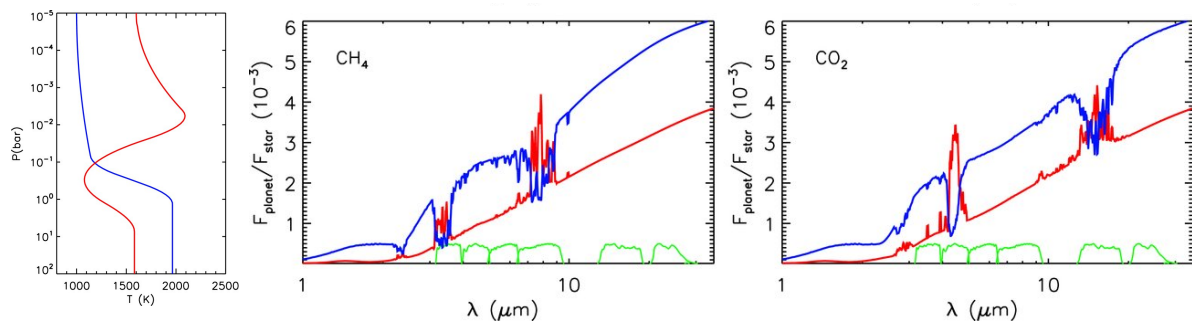
**Figure 2.20** – Spectre infrarouge de la Terre moyenné sur son hémisphère tel que vu par la mission spatiale Mars Global Surveyor en chemin vers Mars le 24 novembre 1996 (en noir). Les courbes rouge et bleue entourant le spectre d’émission de la Terre représentent les courbes d’émission d’un corps noir de température absolue de 270 et 215 K. Les larges bandes d’absorption du  $\text{CO}_2$  et de  $\text{O}_3$  sont toutes deux caractérisées par un faible pic d’émission en leur centre. Crédit : adapté de NASA/Mars Global Surveyor.

Les caractéristiques d’une inversion thermique sur le spectre d’émission infrarouge des Jupiters chauds ont été étudiés par Madhusudhan & Seager (2010). La figure 2.21 montre les signatures qualitatives de certaines molécules sur le spectre d’émission. Si la température de l’atmosphère décroît vers l’extérieur, l’émission des couches internes plus chaudes est absorbée par les couches externes agissant comme un gaz “froid” (courbes bleues). Dans la situation inverse, les couches présentant une inversion thermique apportent une contribution d’émission dans les raies d’absorption (courbes rouges).

On observe des inversions thermiques dans la majorité des atmosphères des planètes du système solaire<sup>26</sup>, résultats de l’absorption des radiations solaires par les condensats du méthane dans les planètes gazeuses (ex. : Seager, 2010). Ce phénomène n’était cependant pas attendu dans les atmosphères des Jupiters chauds, en raison d’un manque attendu de méthane, de condensats hydrocarbonés et d’ozone dans leurs atmosphères (Deming & Seager, 2009). Pourtant, plu-

26. Les planètes géantes et la Terre ainsi que le satellite Titan.





**Figure 2.21** – A gauche : profils de température et de pression utilisés dans les spectres synthétiques de droite. Les courbes rouge et bleue caractérisent respectivement des profils avec ou sans inversion thermique. Au milieu et à droite : spectres synthétiques et qualitatifs montrant les signatures moléculaires du méthane et du dioxyde de carbone selon les deux profils de température et de pression présentés à gauche. L’inversion thermique (rouge) conduit à une émission des raies spectrales et son absence (bleu) à une absorption. Les courbes vertes indiquent les bandes passantes des instruments de *Spitzer*. Crédit (toutes les figures) : Madhusudhan & Seager (2010).

sieurs résultats semblent indiquer que de telles inversions ont été détectées dans des Jupiters chauds, bien que ceci reste à confirmer (voir ci-dessous).

Pour expliquer la présence de ces inversions, les molécules de TiO et VO ont été proposées, car elles sont de forts absorbants dans le visible (Hubeny et al., 2003; Fortney et al., 2006). Fortney et al. (2008) proposent en particulier deux classes de Jupiters chauds : les pM et les pL. L’origine de cette nomenclature fait référence à la nature de l’atmosphère des naines de type M et de type L, notées respectivement dM et dL. Les planètes pM correspondraient aux planètes qui sont suffisamment chaudes pour permettre la vaporisation de l’oxyde de titane et de vanadium, possédant alors une inversion thermique à basse pression. Leur stratosphère atteindrait des températures élevées ( $\sim 2000$  K). Les planètes pL par opposition n’auraient pas d’inversion thermique à cause de leur trop faible température.

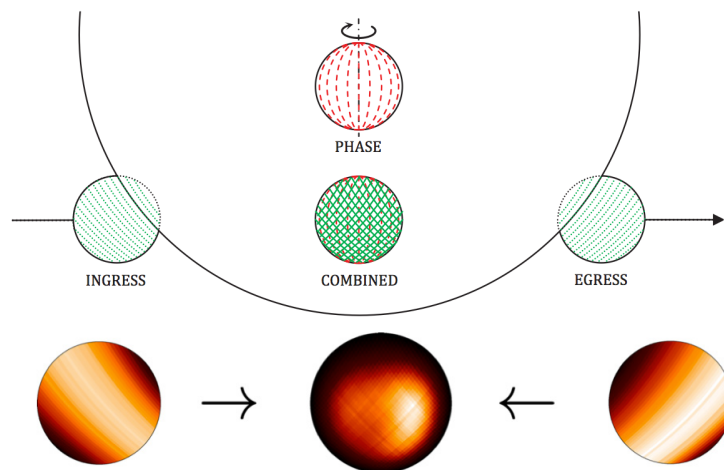
Cette théorie pourrait nécessiter la mise en oeuvre d’autres processus physiques. Un mélange vertical important serait nécessaire pour maintenir TiO dans la haute atmosphère vu son poids moléculaire élevé (Spiegel et al., 2009). Le TiO pourrait également être piégé dans des régions froides et de ce fait, le VO seul ne serait pas un absorbant suffisant. La détection ou non d’inversion pourrait donc

indirectement donner des contraintes sur les processus et la structure atmosphériques. Par exemple, malgré une température suffisante pour que TiO soit sous la forme gazeuse dans l'atmosphère de TrES-3 b, les observations ne semblent pas indiquer une inversion thermique (Fressin et al., 2010). A l'inverse, la planète XO-1 b serait beaucoup moins irradiée que HD 189733 b, la planète prototype ayant une atmosphère ne comportant pas d'inversion thermique (ex. : Fortney et al., 2008), et en présenterait une (Machalek et al., 2008). Plus généralement, Knutson et al. (2010) observent une anticorrélation entre l'activité stellaire et la présence d'une inversion thermique dans l'atmosphère planétaire, suggérant bien l'existence d'absorbants dans certaines exoplanètes. Ces auteurs avancent en effet que la radiation ultraviolette plus élevée des étoiles actives pourrait détruire les absorbants en haute altitude responsable de l'inversion thermique.

Néanmoins, selon Madhusudhan & Seager (2010), la majorité des inversions thermiques a été déduite sur base de peu de mesures d'émission thermique, parfois entachées d'une trop grande imprécision. Elles sont souvent basées sur un excès d'émission dans les bandes passantes à 4,5 et 5,8  $\mu\text{m}$  de *Spitzer* qui pourrait être aussi interprété comme étant dû à des bandes d'émission d'eau. Il faudrait en conséquence plus de mesures pour lever la dégénérescence entre la composition atmosphérique et la structure thermique. Récemment, une réanalyse plus complète de données *Spitzer* de HD 209458b, qui était la planète prototype d'atmosphère comportant une inversion thermique (Burrows et al., 2007), semble infirmer la présence d'une inversion thermique dans l'atmosphère du côté jour de la planète (Diamond-Lowe et al., 2014). Les mesures spectroscopiques à haute résolution de la planète vont également à l'encontre d'une inversion thermique (Hoeijmakers et al., 2015; Schwarz et al., 2015).

### Cartographie du disque de la planète

La forme et la distribution de brillance du disque planétaire côté jour apposent leur signature sur la courbe de lumière d'une occultation. Comme l'ont démontré Majeau et al. (2012) et de Wit et al. (2012), il est possible de pouvoir cartographier le disque de la face jour de la planète à partir de la forme de la courbe en début et en fin de l'occultation. Suivant la figure 2.22, lors du début d'une occultation, l'étoile masque le disque planétaire petit à petit, bande par bande, dont l'inclinaison par rapport à l'axe de l'orbite dépend du paramètre d'impact. En fin d'occultation, le disque planétaire se dévoile bande par bande. Leur inclinaison dépend également du paramètre d'impact et diffère de l'inclinaison du début de l'occultation si le paramètre d'impact est non-nul. Dans ce cas, la brillance du disque planétaire a été scannée selon deux directions, permettant une cartographie en deux dimensions. Cette opération n'est possible que dans le cas d'acquisition de données photométriques à très haut rapport signal sur bruit et avec un temps de pose court. C'est grâce à quatorze courbes de lumière qu'a été réalisée la cartographie du disque de HD 189733b à  $8 \mu\text{m}$  présentée dans les deux études sus-mentionnées.



**Figure 2.22** – Principe de cartographie de la brillance du disque planétaire. Le passage d'une planète derrière son étoile induit que son disque est masqué bande par bande et dévoilé bande par bande respectivement en début et fin d'occultation. Ceci permet de cartographier le disque planétaire selon deux directions, conduisant à une carte en deux dimensions. Crédit : de Wit et al. (2012) et Majeau et al. (2012).

## 2.6 Etude des phases et de la circulation atmosphérique

---

L'intérêt de l'étude d'une courbe de phase est multiple à différentes longueurs d'onde. Elle permet d'estimer les températures longitudinales de l'atmosphère à différentes profondeurs. De plus, elle vise à détecter les modulations du spectre de la planète induite par les signatures spectrales des molécules (ex. : Selsis et al., 2011; Knutson et al., 2012). Elle conduit également à une contrainte sur le mode de circulation atmosphérique et son efficacité. En lumière visible, la fonction de phase permet de déterminer l'albédo, paramètre donnant le rapport entre l'énergie stellaire réfléchie et l'énergie incidente.

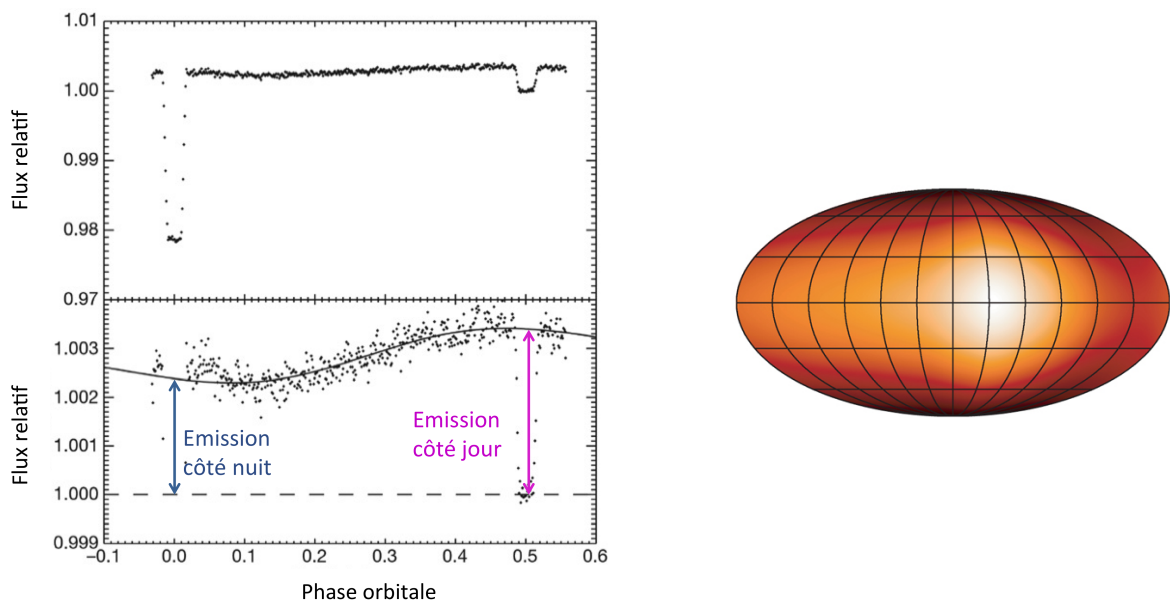
A l'aide des données Kepler, Demory et al. (2013a) ont pu identifier une courbe de phase du Jupiter chaud Kepler-7 b différente de celle d'une sphère de Lambert. Sur base également de la non-détection d'émission thermique à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , cette équipe a conclu à la présence de nuages réfléchissants à haute altitude et dont les propriétés varient en fonction de la longitude (entre les côtés auroral et crépusculaire de la planète).

Il est aussi intéressant de noter que la courbe de phase d'une planète en orbite circulaire a permis la première détermination d'une carte de brillance longitudinale d'une exoplanète en supposant qu'elle présente toujours la même face à son étoile hôte (à 8  $\mu\text{m}$ , Fig. 2.23, Knutson et al., 2007a).

Enfin, les différentes courbes de phase de plusieurs Jupiters chauds obtenues dans l'infrarouge indiquent la diversité de modes de circulation atmosphérique. HD 189733b a un faible gradient de température entre son côté jour et son côté nuit (Knutson et al., 2007a), contrairement à WASP-12 b (Cowan et al., 2012). Des mesures spectroscopiques ont même été enregistrées en fonction de la phase orbitale de la planète WASP-43 b durant trois périodes orbitales à l'aide de *Hubble*, conduisant à la construction d'une cartographie de la structure thermique de l'atmosphère planétaire (Stevenson et al., 2014b).

La majorité des courbes de phase ont été obtenues à l'aide de *Spitzer*, les autres ont été observées dans le domaine visible avec *CoRoT* et *Kepler* (ex. : Wong et al., 2015). L'intérêt d'une telle étude ne se confine pas aux planètes en transit.

En effet, elle indique l'inclinaison orbitale, et donc la masse planétaire sur base de l'analyse des vitesses radiales. De plus, sur base de l'étude de l'amplitude de la modulation de la courbe de phase, Charbonneau et al. (1999) ont pu donner une limite supérieure de l'albédo géométrique de la planète  $\tau$  Boob (en présupposant néanmoins la valeur du rayon planétaire puisque la planète ne transite pas).



**Figure 2.23** – A gauche : Courbe de phase de HD 189733b observée à  $8 \mu\text{m}$  avec *Spitzer*. En bas, le changement d'échelle de la courbe de lumière met en évidence le faible gradient thermique entre les côtés jour et nuit de la planète. En effet, la profondeur de l'occultation est beaucoup plus importante que l'amplitude de la courbe de phase. Le flux est maximal un peu avant la phase de l'occultation. Cela indique que la région de la surface planétaire la plus brillante est décalée vers l'est par rapport au point substellaire. Crédit : Knutson et al. (2007a). A droite : Cartographie de la brillance de la planète à  $8 \mu\text{m}$  obtenue sur base de la courbe de phase présentée à gauche. Crédit : Knutson et al. (2007a).



# Chapitre 3

## L'infrarouge

C'est à William Herschel, l'astronome et musicien germano-britannique qui découvrit la planète Uranus en 1781, que l'on doit la découverte de l'infrarouge aux alentours de 1800 (ex. : Tóth et al., 2013). Ce savant a détecté ce rayonnement en plaçant un thermomètre le long des différentes bandes de couleur obtenues par la réfraction et dispersion de la lumière blanche derrière un prisme. Partant du bleu vers le rouge, il a mesuré une température de plus en plus élevée, même là où la lumière n'était plus visible et en a déduit la présence d'un rayonnement invisible qu'il a qualifié de "calorifique". De nos jours l'observation en infrarouge a de multiples applications pratiques : observation nocturne, test des systèmes électroniques, indicateur de la santé des plantes, thermomètre dans les aéroports, audit énergétique d'une habitation, analyse de scène de crime, caractérisation de l'anatomie et physiologie humaine, détection de fuite de gaz, etc.

Nous nous intéressons particulièrement à l'infrarouge car comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le contraste lumineux entre une exoplanète et son étoile hôte y est plus faible. Il facilite ainsi la détection de l'émission de la planète. De plus, cette gamme spectrale correspond ou est proche du pic d'émission de la planète. Elle est riche en information sur la composition moléculaire et la structure thermique de l'atmosphère planétaire. Dans ce but, nous avons utilisé l'instrument HAWK-I (Pirard et al., 2004; Casali et al., 2006) installé sur un des très grands télescopes (VLT) du Chili ainsi que les instruments à bord du télescope spatial *Spitzer* (Werner et al., 2004). Le ciel infrarouge étant bien plus intense que le ciel visible, il nécessite différentes stratégies d'observations. Les détecteurs de



**Figure 3.1** – Galaxie spirale (Messier 81) observée dans le domaine visible et infrarouge du spectre électromagnétique par les télescopes spatiaux *Hubble* et *Spitzer* respectivement à gauche et à droite. L'image de droite est en fausses couleurs. La couleur bleue correspond à l'émission à  $3,6 \mu\text{m}$ , la verte à  $8 \mu\text{m}$  et la rouge à  $24 \mu\text{m}$ . L'émission à  $3,6 \mu\text{m}$  est celle des étoiles et celle à  $24 \mu\text{m}$  est issue des poussières chaudes du milieu interstellaire. Crédit : NASA et ESA.

ce rayonnement électromagnétique son en particulier différents des caméras CCD utilisées pour la lumière visible (Rieke, 2012). Elle conduit à diverses erreurs systématiques comme nous allons le préciser. Dans ce chapitre, nous analysons les conséquences de l'étude exoplanétaire dans le domaine infrarouge.

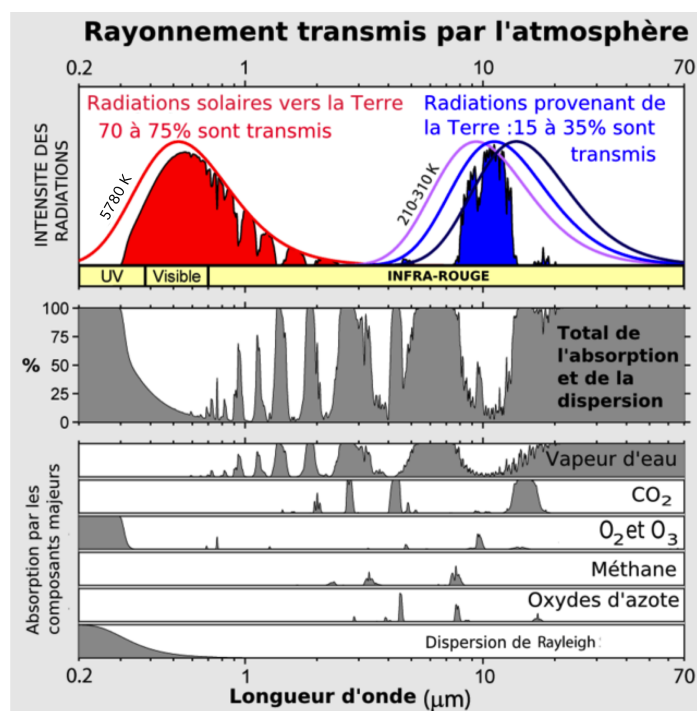
### 3.1 Le ciel vu en infrarouge

---

Le ciel infrarouge diffère du ciel visible (Fig 3.1). Les astres “froids” y prennent une place prépondérante. Le fond de ciel observé est une source de bruit importante auquel s'ajoute l'émission thermique de la Terre ainsi que du télescope qui ne sont pas négligeables. L'émission thermique instrumentale peut être réduite en remplaçant le revêtement d'aluminium du miroir par de l'or (ex. : McLean, 2008),



mais l'optique ne peut être refroidie suffisamment sans y produire une pellicule de glace d'eau présente dans l'atmosphère. Seule l'observation dans l'espace permet le refroidissement optimal du télescope et de se débarrasser complètement des problèmes dus à la transmission et l'émission atmosphérique de la Terre. Cependant, même dans l'espace, d'autres sources de bruit, telle que la lumière zodiacale, amoindrissent la qualité des observations. Dans cette section, nous passons en revue toutes ces formes sur base des livres de McLean (2008), Tóth et al. (2013) et Tokunaga et al. (2013).



**Figure 3.2** – Effet du spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre (milieu) sur le rayonnement solaire atteignant la Terre et la radiation émise par la Terre (haut). Les contributions des principaux gaz à effet de serre et de la diffusion de Rayleigh sont représentés sur les spectres individuels en bas. La vapeur d'eau et le dioxyde de carbone sont les principaux absorbants dans l'infrarouge. Crédit : R. A. Rohde.

L'atmosphère terrestre a un impact négatif sur la qualité de nos observations. En effet, elle absorbe et diffuse la lumière incidente. L'absorption a pour effet de diminuer le nombre de photons atteignant la surface terrestre et la diffusion de modifier la direction de propagation des photons. En dessous d'une longueur d'onde

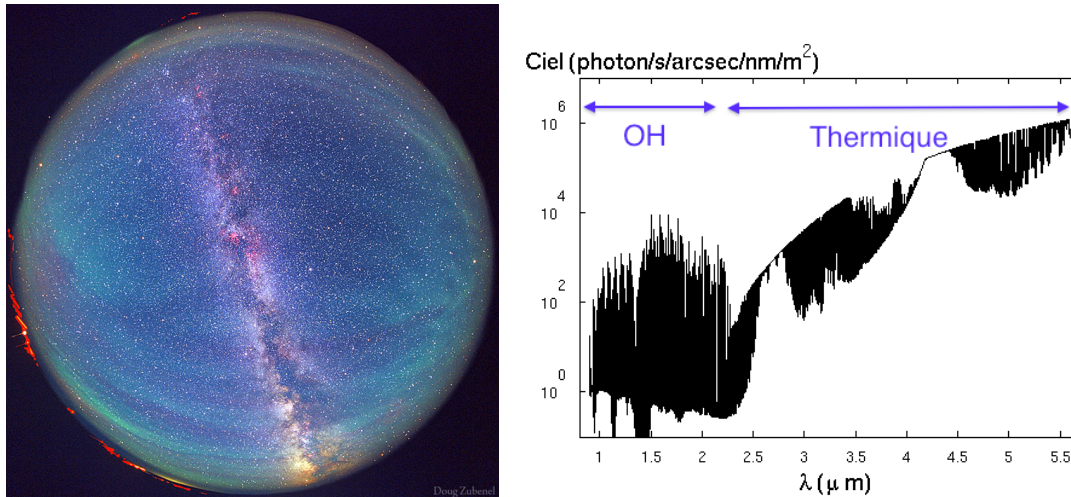
de  $2 \mu\text{m}$ , la lumière de la Lune diffusée par notre atmosphère est importante. Son impact dépend de la phase lunaire et de sa position dans le ciel par rapport à la cible observée. Les principaux diffuseurs sont les aérosols (goutellettes d'eau, poussière, ...) et les fluctuations de densité de l'air. Les principaux absorbeurs dans l'infrarouge sont les molécules de vapeur d'eau<sup>1</sup>, de dioxyde de carbone, d'ozone et d'oxydes d'azote (Fig. 3.2). La teneur de ces constituants dans l'atmosphère varie de site en site d'observation ainsi qu'au cours du temps. L'humidité est particulièrement critique. A moins d'une atmosphère exceptionnellement très peu chargée en vapeur d'eau, elle peut devenir totalement opaque dans plusieurs régions de l'infrarouge, notamment au delà d'une vingtaine de micromètres de longueur d'onde. Les photons peuvent heureusement atteindre le sol dans plusieurs régions du spectre électromagnétique, appelées fenêtres atmosphériques. Elles correspondent à des zones spectrales sans bande moléculaire importante. Par ailleurs, les conditions d'observations dépendent bien entendu des conditions climatiques mais également de l'épaisseur de la couche d'air à traverser. Cette grandeur est décrite par l'altitude du site d'observation et par la masse de l'air (appelée "airmass" en anglais). La masse de l'air est une mesure relative de l'épaisseur de l'atmosphère dépendant de l'angle d'observation, plus précisément de l'angle zénithal  $Z$ <sup>2</sup>.

De plus, l'atmosphère émet ses propres radiations électromagnétiques. Elles sont d'origines thermique et non-thermique. L'émission non-thermique la plus connue de l'atmosphère est l'aurore polaire qui, comme son nom l'indique, apparaît principalement dans les régions polaires. Elle est le produit d'impact de particules ionisées du vent solaire piégées par les lignes du champ magnétique terrestre avec les molécules neutres de l'atmosphère. Bien moins connu, l'émission géocoronale (ou "airglow") se manifeste pourtant sur l'ensemble du globe (Fig. 3.3). Il s'agit d'une faible émission non-thermique de l'atmosphère en lumière ultraviolette, visible et proche infrarouge. Il se manifeste tant le jour que la nuit, mais la diffusion de la lumière du Soleil dans l'atmosphère le rend imperceptible durant la journée. L'"airglow" est l'émission d'atomes et de molécules de la haute atmosphère (environ 90 km) qui ont été excités par les radiations UV du Soleil durant la journée. Son ori-

---

1. La teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère à un endroit et un instant donné est fournie par la colonne de vapeur de d'eau. Elle correspond à la mesure de toute l'eau gazeuse contenue dans une colonne verticale de l'atmosphère lorsqu'elle se retrouve à l'état liquide. 1 mm correspond à  $1 \text{ kg/m}^2$ .

2. La masse de l'air vaut approximativement  $1/\cos(Z)$ . Une observation au zénith, a donc une masse d'air de 1.

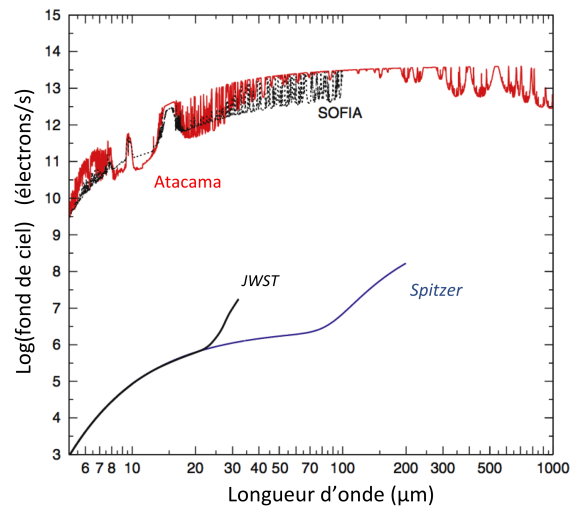


**Figure 3.3** – A gauche : photographie du ciel mettant en évidence l’“airglow” se manifestant sous forme de bandes vertes. Crédit : D. Zubenel. A droite : Mesure du fond de ciel depuis Manua Kea (masse d’air de 1 et colonne de vapeur d’eau de 1 mm). Le fond de ciel proche infrarouge est dominé par les émissions du radical OH entre 1 et 2,2  $\mu\text{m}$ . Ces émissions varient au cours de la nuit sur des échelles de temps allant de 5 à 15 minutes pour une variation d’amplitude d’environ 5 à 10%. Au delà, l’émission thermique de l’atmosphère et du télescope domine (Données : <http://www.gemini.edu>).

gine est complexe et fait intervenir de la photodissociation, des réactions chimiques et des collisions moléculaires et atomiques. Sa principale source est l’émission forte du radical OH excité durant la journée. Son émission varie au cours du temps et ne peut être parfaitement prédite. Enfin, l’émission de corps noir de l’atmosphère de la Terre est la source dominante du ciel au delà de 2,2  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.3 à droite). Comme l’illustre la figure 3.4, les observations IR au sol sont donc beaucoup plus restreintes que celles des télescopes spatiaux *Spitzer* et *JWST* (en préparation et dont le lancement est prévu en octobre 2018<sup>3</sup>).

À toutes ces émissions d’origine terrestre s’ajoute la lumière zodiacale. Elle provient de la poussière interplanétaire qui résulte principalement de collisions dans la ceinture d’astéroïdes et de l’évaporation de comètes. Elle affecte donc également les observatoires spatiaux. Fixsen & Dwek (2002) ont estimé qu’environ

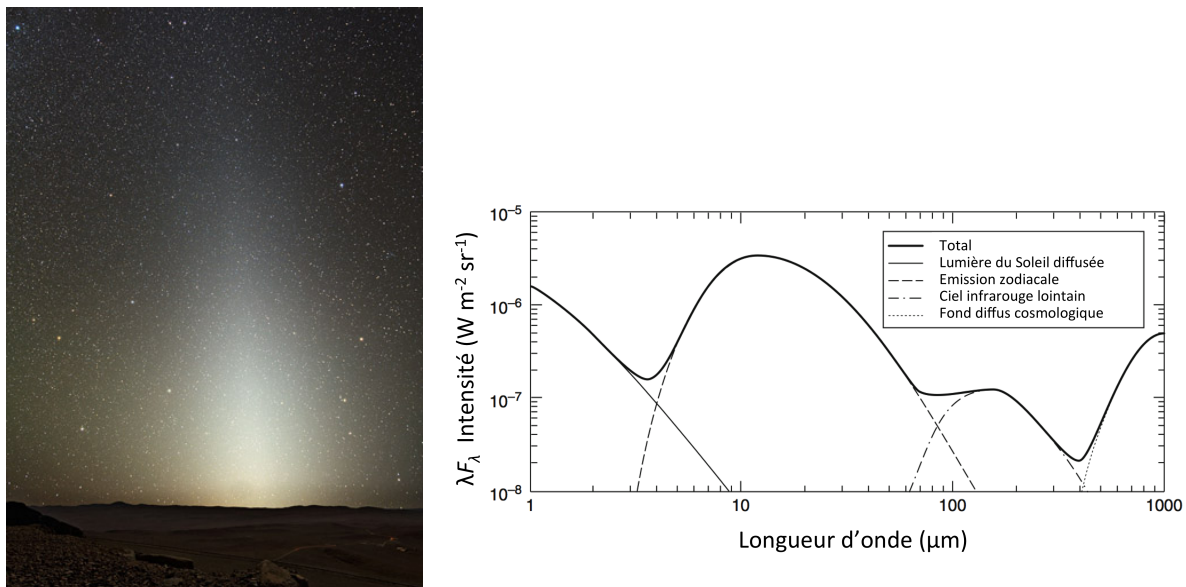
3. <http://jwst.nasa.gov/facts.html>



**Figure 3.4** – Emission totale du fond de ciel pour d'excellentes conditions climatiques au désert d'Atacama (en rouge) comparée avec SOFIA, *JWST* et *Spitzer*. Les observatoires spatiaux présentent un net avantage face à l'émission du fond de ciel par rapport aux observations au sol ou en vol. Crédit : adapté de Tokunaga et al. (2013).

$10^{11}$  kg/an de poussière devaient être générés afin d'expliquer l'intensité de la lumière zodiacale. La masse totale équivalente est de  $10^{15}$ – $10^{16}$  kg, correspondant à 30–500 fois la masse d'une comète telle celle de Halley. Dans le domaine visible, la lumière zodiacale émane de la réflexion de la lumière solaire par ces poussières (Fig. 3.5 à gauche). Elle peut être observée par nuit noire après la fin du crépuscule ou avant l'aube. L'émission thermique de cette poussière domine son spectre dans l'infrarouge (Fig. 3.5). C'est la source dominante du ciel diffus, d'origine non-instrumentale, des télescopes spatiaux observant dans l'infrarouge. Cette émission varie au cours des saisons, selon la direction et la position d'observation par rapport aux nuages de poussières. Elle a également été détectée autour d'autres étoiles que le Soleil (ex. : Ertel et al., 2014). Cette lumière exo-zodiacale pourrait représenter un obstacle dans les futures missions de recherches exoplanétaires de type terrestre par imagerie directe.

Enfin, au delà d'environ  $100 \mu\text{m}$ , c'est l'émission thermique de la poussière du milieu interstellaire et des galaxies lointaines qui domine le ciel infrarouge.



**Figure 3.5** – A gauche : Lumière zodiacale vue dans le visible depuis le VLT dans le désert du Cerro Paranal. Crédit : ESO/Y.Beletsky . A droite : Spectre synthétique de la lumière zodiacale dont on distingue les différentes contributions telles qu’elles seraient vue sur le pôle ecliptique à 1 au du Soleil. Crédit : adapté de Tokunaga et al. (2013).

## 3.2 Caractéristiques générales des détecteurs infrarouges

Les caractéristiques générales des détecteurs infrarouges que nous donnons proviennent des livres de Saleh & Teich (1991); McLean (2008); Tokunaga et al. (2013); McCluskey & Haller (2012) et de la revue de Rieke (2007).

Aujourd’hui deux types de détecteurs permettent de mesurer le rayonnement infrarouge, les détecteurs thermiques et quantiques, appelés respectivement thermodétecteurs et photodétecteurs. Les thermodétecteurs convertissent l’énergie lumineuse incidente en chaleur dans un absorbeur, typiquement du germanium. L’énergie de l’onde incidente peut être déterminée en couplant l’absorbeur à un thermomètre dont les propriétés électromagnétiques varient selon la température. On compte dans ce type de détecteurs les pyro-électriques, les thermopiles et principalement les bolomètres.

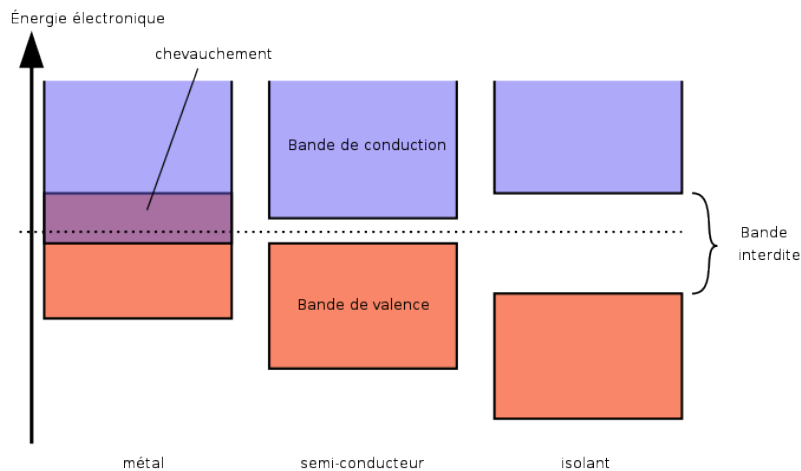
Les photodétecteurs reposent quant à eux sur l'effet photoélectrique. Ce phénomène physique consiste en l'émission d'électrons libres d'un matériau soumis à l'irradiation de la lumière présentant une fréquence plus élevée qu'une fréquence seuil, propre au matériau considéré. Les électrons libres produits sont collectés et comptés au sein du détecteur afin d'estimer la radiation incidente. Ce type de détecteur est préféré en astronomie, même si les thermodétecteurs y ont également leur place, avec par exemple l'instrument SPIRE à bord du télescope spatial *Herschel* dans l'infrarouge lointain (Griffin et al., 2001). En proche et moyen infrarouge, ils présentent une sensibilité meilleure qu'un thermodétecteur ainsi qu'un temps de réponse plus court. Les instruments utilisés dans le cadre de cette thèse sont des photodétecteurs.

Les photodétecteurs utilisent pour matériau des semi-conducteurs (voir le livre de Saleh & Teich, 1991, pour plus d'informations sur l'interaction des photons avec les semiconducteurs). Comme son nom l'indique, un semi-conducteur est un matériau dont les caractéristiques électriques se situent entre celles d'un isolant et d'un conducteur. Leur structure est souvent cristalline. Dans la théorie des bandes<sup>4</sup>, un isolant a une bande de conduction vide ayant un large écart d'énergie avec la bande de valence<sup>5</sup> tandis qu'un conducteur a ses bandes de valence et de conduction se chevauchant. Un semi-conducteur a une bande de conduction vide au zéro absolu, mais avec une différence d'énergie entre les deux bandes – la bande “gap” ou encore dite “interdite”,  $E_g$  – plus faible que celle d'un isolant, permettant de faire passer des électrons de la bande de valence à la bande de conduction (Fig. 3.6). Contrairement à un matériau conducteur pour lequel la conductivité électrique est si élevée qu'elle varie de manière non significative par l'absorption d'un photon, la conductivité des semi-conducteurs est nulle au zéro absolu et sans lumière. La conductivité du semi-conducteur dépend de la température, de l'illumination et de la teneur en impuretés dans le matériau. L'effet photoélectrique se produit lorsqu'un électron de la bande de valence passe dans la bande de conduction sous

---

4. Il s'agit en physique du solide d'un modèle quantique qui indique les valeurs d'énergie que peuvent occuper les électrons au sein d'un solide (ex. : une structure cristalline). On désigne par bandes les gammes d'énergie que peuvent acquérir les électrons. Ces valeurs autorisées sont séparées par des bandes d'énergie dites interdites.

5. La bande de valence est le plus haut niveau d'énergie pouvant être occupé par les électrons au zéro absolu. Il s'agit donc de la dernière bande partiellement ou totalement occupée. Les électrons de la couche de valence sont ceux qui interviennent dans les liaisons chimiques. La bande d'énergie suivante est celle de conduction.



**Figure 3.6** – Différentes structures de niveaux d'énergie dans les solides selon la théorie des bandes. Dans le cas du métal, les bandes de valence et de conduction se chevauchent alors que dans le cas d'un isolant, l'écart d'énergie entre ces deux bandes est suffisamment grand ( $\sim 10$  eV) pour empêcher un électron de participer à la bande de conduction. Dans le cas d'un semi-conducteur, la bande de conduction est vide à 0 K, mais l'écart entre les deux bandes est plus faible ( $\sim 1-2$  eV). Les électrons sont donc capable de passer de la bande de valence à la bande de conduction grâce à une augmentation de température par exemple. Crédit : G. Paumier.

l'effet d'un photon incident. Il existe deux types d'interaction qui peuvent transmettre de l'énergie à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction : thermique et optique. L'énergie minimale du photon doit correspondre au  $E_g$  du semi-conducteur afin d'être absorbé. Ces électrons laissent des "places videntes" dans la bande de valence, appelés "trous". Ils agissent comme une charge positive  $+e$ ,  $e$  étant la charge d'un électron. L'excitation d'un électron conduit donc à un électron libre dans la bande de conduction et un trou libre dans la bande de valence. Notons qu'inversement, la recombinaison d'un électron avec un trou résulte en l'émission d'un photon. Quand l'électron reçoit une énergie suffisante pour atteindre la bande de conduction, il est libre de migrer à travers le cristal. Sous l'effet d'un champ électrique, les charges se mettent en mouvement et génèrent un courant électrique.

Les semi-conducteurs élémentaires les plus importants sont le silicium et le germanium. Ces éléments se trouvent dans la colonne IVa du tableau périodique. Parmi les semi-conducteurs composés d'un cristal moléculaire, on trouve typique-

ment des molécules diatomiques comprenant des atomes qui sont symétriques dans le tableau périodique par rapport à la colonne IVa (Fig. 3.7). Par exemple, un atome de la colonne IIIa (l'indium, In) se combine avec un atome de la colonne Va (l'antimoine, Sb). Les semi-conducteurs peuvent s'étendre à trois (ex. : AlGaAs) et même quatre composants (ex. : InGaAsP). Ces semi-conducteurs sont purs et sont dits intrinsèques. Il est possible de doper ces semi-conducteurs, c'est-à-dire d'y insérer des atomes sélectionnés, appelés impuretés, dans la structure cristalline afin d'ajouter des électrons supplémentaires ou des trous. On parle alors de semi-conducteurs extrinsèques. L'insertion des impuretés a ainsi pour effet d'ajouter des niveaux d'énergies supplémentaires et de diminuer l'énergie nécessaire ( $E_g$ ) à un photon pour éjecter un électron. Deux types de dopage sont permis. Si les impuretés ajoutées sont plus riches en électrons de valence que le semi-conducteur, alors on compte un excès d'électrons dans la structure du semi-conducteur. Le dopage alors est dit de "type N", pour négativement chargé. Dans le cas opposé, il y a excès de trous, on parle de dopage de "type P", pour positivement chargé.

Comme nous l'avons mentionné, le choix du matériau utilisé (et du dopage) détermine la fréquence seuil du rayonnement électromagnétique, et donc de l'énergie correspondante  $E_g$ . On emploie différents types de semi-conducteurs selon le domaine d'observation voulu,  $E_g$  étant inférieur à 3,5 eV. Par exemple, l'énergie de la bande interdite du silicium est trop large pour détecter de la lumière dont la longueur d'onde est supérieure à 1,1  $\mu\text{m}$ , le silicium lui étant transparent. En proche infrarouge, l'antimoniure d'indium (InSb) et le tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) sont respectivement sensibles aux longueurs d'onde comprises entre 1 et 6,8  $\mu\text{m}$  et  $\sim 0,5$  et 15  $\mu\text{m}$ . L'avantage du HgCdTe est de pouvoir ajuster  $E_g$  en variant la fraction de cadmium par rapport au mercure au sein du matériau. La qualité des photoconducteurs intrinsèques s'amointrissant fortement avec la diminution de  $E_g$ , on a recours à des photoconducteurs extrinsèques pour de plus grandes longueurs d'onde. Dans l'infrarouge moyen, on utilise couramment le silicium dopé à l'arsenic (Si:As) pour sa sensibilité dans le domaine de 6 à 27  $\mu\text{m}$ . Enfin, le germanium dopé au gallium (Ge:Ga) est communément employé pour des longueurs d'onde allant jusqu'à 70 ou encore 160  $\mu\text{m}$  selon les tensions mécaniques appliquées au cristal. Les domaines de longueurs d'onde donnés sont uniquement des ordres de grandeur et diffèrent d'un instrument à l'autre (ex. : Saleh & Teich, 1991; Rieke, 2012, 2007).



**Tableau périodique des éléments**

1 IA 2 IIA 13 IIIA 14 IVA 15 VA 16 VIA 17 VIIA 18 VIIIA

hydrogène 1 H 1,00794 ← nom de l'élément (gaz, liquide ou solide à 0°C et 101,3 kPa)  
 ← numéro atomique  
 ← symbole chimique  
 ← masse atomique relative ou (celle de l'isotope le plus stable)

lithium 3 Li 6,941 béryllium 4 Be 9,012182 bore 5 B 10,811 carbone 6 C 12,0107 azote 7 N 14,00674 oxygène 8 O 15,9994 fluor 9 F 18,9984032 néon 10 Ne 20,1797 sodium 11 Na 22,98976928 magnésium 12 Mg 24,3050 aluminium 13 Al 26,9815386 silicium 14 Si 28,0855 phosphore 15 P 30,973762 soufre 16 S 32,066 chlore 17 Cl 35,4527 argon 18 Ar 39,948 potassium 19 K 39,0983 calcium 20 Ca 40,078 scandium 21 Sc 44,955912 titane 22 Ti 47,867 vanadium 23 V 50,9415 chrome 24 Cr 51,9961 manganèse 25 Mn 54,938045 fer 26 Fe 55,845 cobalt 27 Co 58,933195 nickel 28 Ni 58,6934 cuivre 29 Cu 63,546 zinc 30 Zn 65,39 gallium 31 Ga 69,723 germanium 32 Ge 72,61 arsenic 33 As 74,92160 sélénium 34 Se 78,96 tellure 35 Te 127,60 brome 36 Br 79,904 krypton 36 Kr 83,80 rubidium 37 Rb 85,4678 strontium 38 Sr 87,62 yttrium 39 Y 88,90585 zirconium 40 Zr 91,224 niobium 41 Nb 92,90638 molybdène 42 Mo 95,94 technétium 43 Tc 97,9072 ruthénium 44 Ru 101,07 rhodium 45 Rh 102,90550 palladium 46 Pd 106,42 argent 47 Ag 107,8682 cadmium 48 Cd 112,411 indium 49 In 114,818 étain 50 Sn 118,710 antimoine 51 Sb 121,760 étain 52 Te 127,60 iode 53 I 126,90447 xénon 54 Xe 131,29 césium 55 Cs 132,9054519 baryum 56 Ba 137,327 lanthanides 57-71 hafnium 72 Hf 178,49 tantalum 73 Ta 180,94788 tungstène 74 W 183,84 rhénium 75 Re 186,207 osmium 76 Os 190,23 iridium 77 Ir 192,227 platine 78 Pt 195,084 or 79 Au 196,966569 mercure 80 Hg 200,59 thallium 81 Tl 204,3833 plomb 82 Pb 207,2 bismuth 83 Bi 208,98040 polonium 84 Po [208,9824] astatine 85 At [209,9871] radon 86 Rn [222,0176] francium 87 Fr [223,0197] radium 88 Ra [226,0254] actinides 89-103 lanthane 57 La 138,90547 cérium 58 Ce 140,116 praséodyme 59 Pr 140,90765 néodyme 60 Nd 144,242 prométhium 61 Pm [144,9127] samarium 62 Sm 150,36 europium 63 Eu 151,964 gadolinium 64 Gd 157,25 terbium 65 Tb 158,92535 dysprosium 66 Dy 162,500 holmium 67 Ho 164,93032 erbium 68 Er 167,259 thulium 69 Tm 168,93421 ytterbium 70 Yb 173,04 lutécium 71 Lu 174,967 actinium 89 Ac [227,0277] thorium 90 Th 232,03806 protactinium 91 Pa 231,03588 uranium 92 U 238,02891 neptunium 93 Np [237,0482] plutonium 94 Pu [244,0642] américium 95 Am [243,0614] curium 96 Cm [247,0703] berkelium 97 Bk [247,0703] californium 98 Cf [251,0796] einsteinium 99 Es [252,0830] fermium 100 Fm [257,0951] mendelevium 101 Md [258,0984] nobélium 102 No [259,1011] lawrencium 103 Lr [262,110]

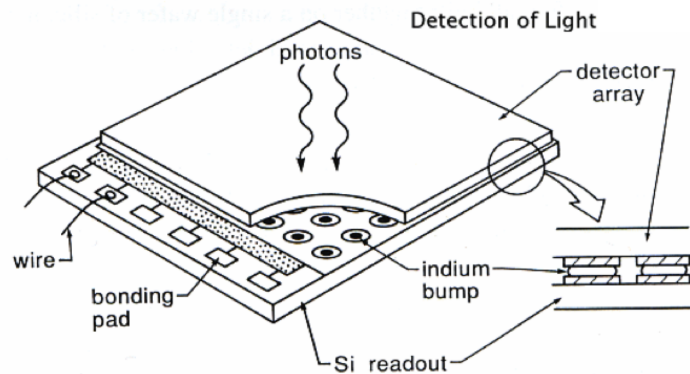
métaux alcalins
alcalino-terreux
lanthanides
actinides
métaux de transition
métaux pauvres
métalloïdes
non-métaux
halogènes
gaz nobles
primordial
désintégration d'autres éléments
synthétique

**Figure 3.7** – Table de Mendeleïev. Les semi-conducteurs élémentaires se trouvent dans la colonne IVa. Les semi-conducteurs diatomiques sont formés d'éléments symétriques à la colonne IVa du tableau comme l'indium et l'antimoine entouré en bleu. Crédit : adapté de M. Scaler (wikicommons).

Les électrons possèdent une énergie thermique de l'ordre de  $k_B T$ , où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue du milieu. Puisqu'ils peuvent être excités thermiquement et créer un courant noir, c'est-à-dire un courant électrique en l'absence d'éclairement lumineux, le détecteur est refroidi à basse température. Plus le domaine d'observation désiré se trouve dans les grandes longueurs d'onde, plus le refroidissement est nécessaire et conséquent.

Un détecteur infrarouge typique pour  $\lambda < 40 \mu\text{m}$  a une construction hybride c'est-à-dire où les fonctions de détection et de lecture sont séparées (Fig. 3.8). Les deux parties du détecteur peuvent donc être construites séparément avant d'être parfaitement alignées. La fonction de détection est assurée par une grille de détecteurs infrarouges formée sur un bloc en matériau sensible à l'infrarouge (InSb),

HgCdTe, Si:As, Ge:Ga, ...). Une fine pellicule anti-réflexion est étalée sur le détecteur afin d'optimiser son efficacité quantique (voir Sect. 3.4). Le bloc a une épaisseur de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ . S'il est trop fin, le détecteur est transparent aux photons, s'il est trop épais, les photoélectrons se recombinent avant d'être lus. Les photo-charges créées sont séparées par un champ électrique généré au travers du détecteur. Elles sont collectées et transmises par des connections en indium à la grille de lecture en silicium composée de transistors à effet de champ<sup>6</sup>. Elles produisent une variation de tension dans ces transistors, permettant ainsi la mesure du nombre de photo-charges. La mesure peut se faire individuellement pour chaque pixel et être enregistrée de manière non-destructive, c'est-à-dire que le nombre de photo-charges n'est pas altéré lors de la lecture. Après lecture, il est possible de réinitialiser chaque pixel dans la couche du détecteur.



**Figure 3.8** – Instrument hybride infrarouge (1 à  $40\ \mu\text{m}$ ). La surface de détection et la couche de lecture en silicium intégré sont fabriqués séparément et sont reliés de manière parfaitement alignée avec des connections en indium. Crédit : Rieke (1994).

Le mode de lecture opéré via un multiplexeur en infrarouge diffère donc substantiellement de celui d'un CCD (charge coupled device) utilisé dans le domaine visible où la charge est déplacée d'un pixel à l'autre lors de la lecture, conduisant à la destruction du nombre de charges au sein d'une cellule. Ce procédé de lecture,

6. Il s'agit d'un composant électronique actif qui module le courant qui le traverse en utilisant un champ électrique.

bien que beaucoup plus couteux que celui du CCD, a été conçu car la technologie du CCD ne fonctionne pas efficacement à basse température.

## 3.3 Description des instruments et des observatoires

---

### 3.3.1 L'instrument HAWK-I du VLT

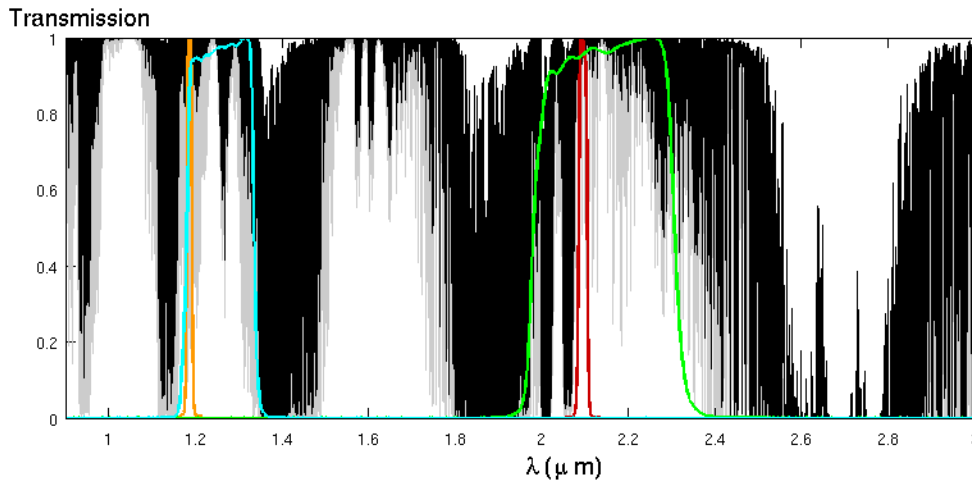
Le Very Large Telescope <sup>7</sup> est situé à l'Observatoire européen austral du Cerro Paranal dans le désert d'Atacama au nord du Chili, à une altitude de 2635 mètres. Il s'agit d'un site quasi idéal pour l'emplacement d'un télescope, grâce à son climat très aride diminuant la couverture nuageuse et l'humidité locale, à son altitude réduisant la couche d'atmosphère et à son isolement de l'activité humaine. Le VLT comprend quatre grands télescopes de 8,2 mètres de diamètre, appelés également UT pour Unit Telescope, et quatre télescopes mobiles de 1,8 mètre, appelés AT pour Auxiliary Telescope. Chacun des UT dispose de plusieurs foyers afin de pouvoir collecter la lumière sur différents instruments. HAWK-I pour High Acuity Wide field K-band Imager est un instrument monté sur l'UT4 (Yepun). Comme son nom l'indique, il fournit des images. Il est constitué de quatre détecteurs de la famille HAWAII-2RG <sup>8</sup> de  $2048 \times 2048$  pixels de  $0,106''$  de côté, sensibles dans l'infrarouge proche ( $0,85$  à  $2,5 \mu\text{m}$ ). Le champ de vue global de l'instrument est de  $7,5' \times 7,5'$  avec un trou en forme de croix de  $15''$  d'épaisseur entre les quatre détecteurs. Il est possible d'utiliser des filtres à bandes passantes larges ou étroites. Notre choix s'est porté sur deux filtres à bande passante étroite (narrow band, NB) centrés sur  $1,19$  et  $2,09 \mu\text{m}$  car la faible largeur de ces filtres ( $\sim 0,02 \mu\text{m}$ ) minimise l'effet d'extinction différentielle <sup>9</sup>, réduisant de la même manière le bruit corrélé photométrique engendré par la variabilité de l'atmosphère (Fig. 3.9, Gillon et al., 2012). Le filtre

---

7. <http://www.eso.org/public/teles-instr/paranal/>

8. Acronyme pour HgCdTe Astronomy Wide Area Infrared Imager avec une résolution  $2K \times 2K$ , Reference pixels and Guide mode

9. L'atmosphère agit comme une filtre spectral qui atténue le spectre différenciellement selon la longueur d'onde. L'extinction varie selon la hauteur zénitale de l'astre dans le ciel, l'altitude et la localisation de l'observatoire. Elle dépend principalement de la diffusion de Rayleigh, de la diffusion par les aérosols et de l'absorption moléculaire, dont l'eau, particulièrement absorbante en infrarouge.

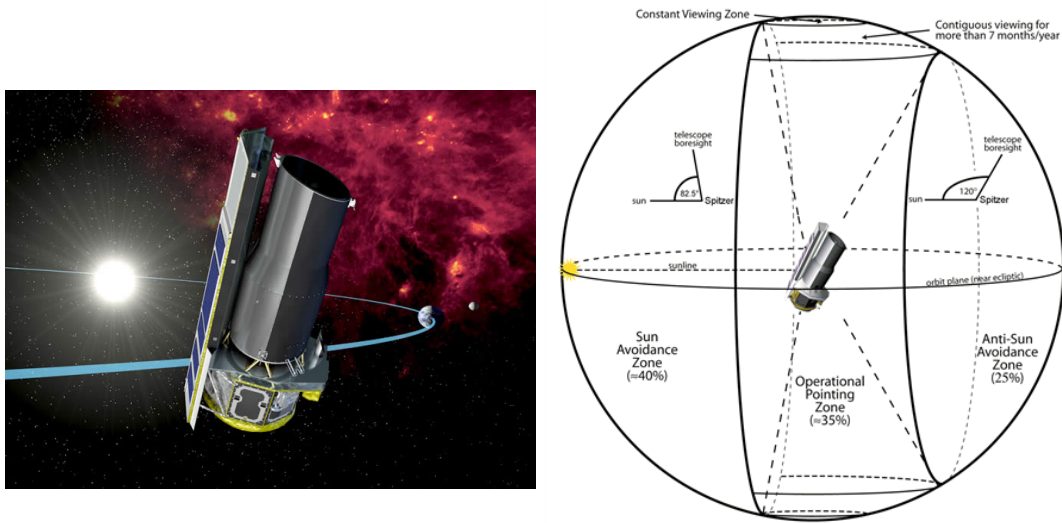


**Figure 3.9** – Variation du spectre de transmission de l’atmosphère depuis Manua Kea dans le proche infrarouge selon les conditions d’observation. En gris clair, la masse d’air est de 2 et la colonne de vapeur d’eau de 5 mm, en noir, la masse d’air est de 1 et la colonne de vapeur d’eau de 1 mm (Données : <http://www.gemini.edu>). Les bandes passantes normalisées de filtres J (cyan), Ks (vert), NB1190 (orange) et NB2090 (rouge) disponibles sur HAWK-I sont comparées. Les bandes larges sont plus affectées par les conditions d’observation.

centré à  $2,09 \mu\text{m}$  est préféré au filtre étroit adjacent  $\text{Br}\gamma$  à  $2,165 \mu\text{m}$  car il présente moins d’émission du ciel (ex. : Gillon et al., 2009).

### 3.3.2 Le télescope spatial *Spitzer*

Le télescope spatial infrarouge *Spitzer* a été lancé le 25 août 2003 depuis la base de Cape Canaveral en Floride par une fusée Delta II. Ce télescope est doté d’un miroir primaire de 85 cm et compte trois instruments à son bord, IRAC, IRS et MIPS (Werner et al., 2004). Il s’agit d’un des plus petits “grands observatoires” de la NASA, avec une masse de 950 kg, soit un onzième du télescope spatial Hubble. Il est en orbite héliocentrique, et non géocentrique, afin d’éviter la radiation réfléchie par la Terre (Fig. 3.10). Le champ d’observation est de plus en plus contraint. Cette orbite avait permis à la température du télescope de chuter passivement à



**Figure 3.10** – A gauche : vue d’artiste du télescope spatial *Spitzer* sur son orbite en “earth-trailing” ; à droite : visualisation des principales contraintes observationnelles. Crédit (à gauche et à droite) : *Spitzer* website.

34 K au lieu de 250 K en orbite géocentrique, économisant ainsi l’hélium pour le refroidissement initial. Grâce à son design le protégeant du Soleil, il n’avait en effet épuisé ses  $\sim 360$  litres d’hélium qu’en plus de 5 ans, alors que l’InfraRed Astronomical Satellite<sup>10</sup> en avait utilisé de l’ordre de 560 litres en seulement 10 mois (Van Dyk et al., 2013). Le télescope s’éloigne progressivement de  $\sim 0,12$  unité astronomique par an de la Terre induisant un ralentissement du débit de données dans les échanges avec la Terre. Depuis le 15 mai 2009, le stock d’hélium permettant de refroidir les instruments jusqu’à une température de 1,24 K est épuisé. La mission est depuis dite dans sa phase chaude. Seuls les deux détecteurs à plus courtes longueurs d’onde de IRAC (voir ci-dessous) fonctionnent dans ces conditions. La mission est renommée *Warm Spitzer* (ex. : Stauffer et al., 2007).

Notons que les observations sont identifiées par numéro AOR, pour “astronomical observation request”, dans la terminologie de *Spitzer*. Nous nous référons aux IRAC, IRS et MIPS Instrument Handbooks disponibles sur le site web de *Spitzer*.

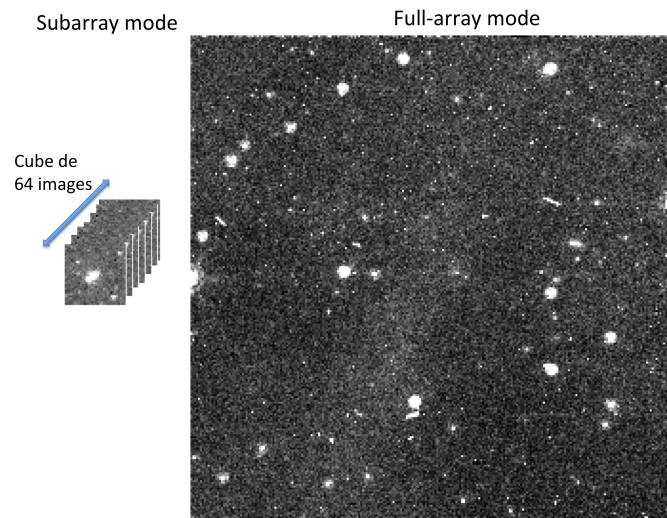
10. IRAS, télescope spatial lancé en 1983 et ayant pour objectif d’opérer une cartographie complète du ciel infrarouge à 12, 25, 60 et 100  $\mu\text{m}$ .

## IRAC

L'InfraRed Array Camera (IRAC, Fazio et al., 2004) est l'instrument principal du télescope spatial *Spitzer*. Il s'agit de l'instrument le plus utilisé en exoplanétologie, avec plus d'une centaine d'observations<sup>11</sup>. Il était composé de quatre canaux de longueurs d'onde effectives de 3,6, 4,5, 5,8 et 8  $\mu\text{m}$ . Il était possible d'utiliser ces canaux par paires (3,6 et 5,8  $\mu\text{m}$  ou 4,5 et 8  $\mu\text{m}$ ) en utilisant un miroir semi-réfléchissant dichroïque. Cependant, l'expérience avait montré que ce n'était pas la meilleure stratégie dans le cadre de l'exoplanétologie puisque des erreurs systématiques étaient amplifiées à cause du repointage constant et de la cadence d'observation ralentie (ex. : Diamond-Lowe et al., 2014). En effet, l'échantillonnage réduit conduisait à de plus grandes incertitudes sur les paramètres orbitaux. Le mode par paire avait tout de même l'avantage de donner des profondeurs de transit ou d'occultation simultanées alors qu'elles peuvent varier au cours du temps à cause de la variabilité stellaire ou encore des propriétés de l'atmosphère planétaire (ex. : Anderson et al., 2013). Les détecteurs utilisés pour les longueurs d'ondes courtes sont composés d'indium et d'antimoine (InSb), les deux autres de silicium dopé avec de l'arsenic (Si:As). Chaque détecteur est constitué d'une matrice de  $256 \times 256$  pixels, couvrant un champ de  $\sim 5,12 \times 5,12$  minutes d'angle (arcmin). Deux modes d'observation sont possibles : le full-array mode et le sub-array mode (Fig. 3.11). Comme son nom l'indique, le full-array mode utilise tout le champ du détecteur, alors que le subarray mode ne se sert que d'une portion de  $32 \times 32$  pixels, situé à 8 pixels d'un des coins du détecteur. Le subarray mode est particulièrement utile dans l'observation de sources très brillantes afin d'obtenir une résolution temporelle élevée. Il livre ses images sous forme de cube correspondant à un paquet de 64 imagerie. Sur base de campagnes d'observation de la même étoile brillante (HD 189733, de magnitude apparente de  $\sim 5,45$  à 3,6  $\mu\text{m}$ ) dans les deux modes, Désert et al. (2011) ont remarqué que le mode subarray donnait un signal sur bruit quatre fois plus élevé qu'en full-array. Il s'agit du mode le plus utilisé en exoplanétologie.

---

11. voir <https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/files/spitzer/extrasolarplanets.txt> et <http://ssc.spitzer.caltech.edu/warmmission/scheduling/observinglogs/extrasolarplanetsWarm.txt>.



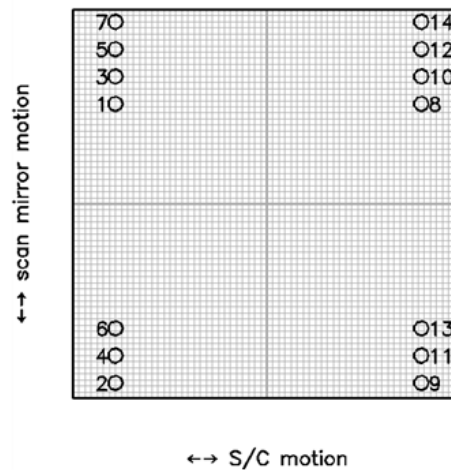
**Figure 3.11** – Mode de lecture du champ. A gauche, le subarray mode ne lit qu’une portion du champ total du détecteur permettant une cadence plus élevée. Les images sont fournies par cubes de 64 petites images. A droite, le full-array mode fournit la totalité du champ du détecteur.

## IRS

L’InfraRed Spectrograph (IRS, Houck et al., 2004) permettait de faire de la spectroscopie à faible ( $R \sim 60-130$ ) et moyenne ( $R \sim 600$ ) résolution de 5,2 à 38  $\mu\text{m}$  ainsi que l’imagerie dans deux filtres (“bleu” 13,3–18,7  $\mu\text{m}$  et “rouge” 18,5–26,0  $\mu\text{m}$ ). Il consistait en quatre modules séparés et ayant chacun leur propre entrée. Ses quatre modules produisaient des spectres d’ondes courtes ou longues à haute ou faible résolution. L’imagerie était obtenue sur le détecteur de spectres à courtes longueurs d’onde et à faible résolution. Les détecteurs utilisés pour les courtes longueurs d’onde sont en Si:As, les autres sont en Si:Sb. Ils faisaient 128x128 pixels. Son potentiel spectroscopique avait été utilisé en vue d’obtenir les spectres d’émission de HD 189733b (Grillmair et al., 2007) et de HD 209458b (Richardson et al., 2007; Swain et al., 2008). Sa photométrie avait également été exploitée dans l’étude de l’émission thermique de ces deux exoplanètes, ainsi que de GJ 436b. Il avait de même mesuré la variation de flux due au transit de HD 209458b. Durant cette thèse, nous avons traité les images issues du filtre bleu dit à 16  $\mu\text{m}$ .

## MIPS

Le Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS, Rieke et al., 2004) acquérait des observations photométriques à 24, 70 et 160  $\mu\text{m}$  ainsi que de la spectroscopie à basse résolution entre 55 and 95  $\mu\text{m}$ . Seul son potentiel photométrique à 24  $\mu\text{m}$  avait été utilisé dans le cadre de l'exoplanétologie (HD 189733b, HD 209458b et GJ 436b, Knutson et al., 2009c; Deming et al., 2005; Stevenson et al., 2010). Le détecteur sensible à 24  $\mu\text{m}$  était composé de silicium traité avec de l'arsenic et comportait 128 x 128 pixels couvrant un champ de 5 x 5 arcmin. Après exposition, une rémanence de la source persistait pendant plusieurs secondes sur le détecteur, d'où la nécessité d'opérer un repositionnement de la cible sur le détecteur (appelé "dithering" en anglais) après chaque intégration. Durant chaque cycle, la cible était positionnée alternativement sur 14 positions différentes selon deux colonnes tel qu'indiqué sur la figure 3.12 à l'aide du "scan mirror" et d'un contrebalancement du télescope. Une exposition supplémentaire qui était une seconde plus courte que le temps d'exposition spécifié était faite sur chaque colonne lors du pointage pour la calibration des données. Cependant nous n'avons pas utilisé la photométrie de ces images de calibration.



**Figure 3.12** – Positions consécutives de la cible lors d'un seul cycle sur le détecteur de MIPS à 24  $\mu\text{m}$ . La cible était déplacée sur le détecteur de haut en bas à l'aide du "scan mirror" et de gauche à droite par un contrebalancement du télescope. Les diamètres des cercles correspondent à la largeur du disque d'Airy, représentant la PSF de l'instrument. Crédit : MIPS Instrument Handbook.



## 3.4 Particularité de l’astronomie infrarouge

---

Les principaux avantages du mode de lecture des détecteurs infrarouges sont, comme nous l’avons vu, une lecture non-destructive des pixels ainsi que la lecture individuelle de chaque pixel à n’importe quel moment puisque chaque pixel a son propre transistor. Chaque pixel est indépendant et a sa propre courbe de rendement. Il en découle un temps de lecture plus court ainsi que la disparition des problèmes liés aux transferts des charges (ex. : colonne morte, débordement de charge lorsqu’un pixel est saturé). Cependant les détecteur infrarouges présentent aussi certaines caractéristiques inférieures à celles des CCD utilisés dans le visible.

### Efficacité quantique et réponse spectrale

L’efficacité quantique d’un détecteur,  $\eta$ , est “la probabilité qu’un photon incident au détecteur génère une paire électron-trou ( $0 \leq \eta \leq 1$ , Saleh & Teich, 1991; Tóth et al., 2013)”. Il s’agit généralement du rapport entre le nombre moyen de charges électroniques collectées dans le circuit de lecture et le nombre moyen<sup>12</sup> de photons incidents sur la surface collectrice. En effet, une partie des photons est réfléchi à la surface et une partie des porteurs de charge peut se recombiner avant d’être collectés. L’efficacité quantique ne tient pas compte de la portion des photons incidents qui n’atteint pas une région active du détecteur puisqu’il s’agit ici de la manière d’utiliser le détecteur (ex. : Saleh & Teich, 1991). Elle diminue avec la réflectance<sup>13</sup> du matériau et augmente avec l’épaisseur du matériau qui conditionne la probabilité d’avoir une interaction entre un photon et un électron. Il dépend cependant aussi de la fraction de paires électron-trou qui ne se recombinent pas, il diminue donc avec l’épaisseur du détecteur. Ce facteur dépend de la longueur d’onde du photon incident. Au delà de la longueur d’onde de la bande interdite  $\lambda_g$ , associée à  $E_g$ , l’absorption ne peut pas se faire. La majorité des photons ayant une longueur d’onde suffisamment faible sont directement absorbés à la surface du détecteur, mais les paires électron-trou se recombinent rapidement avant d’être collectées. Ainsi,  $\eta$  diminue à partir d’une certaine longueur d’onde minimale. La figure 3.13

12. “Moyen” à cause de la nature probabiliste du processus d’absorption.

13. Egalement nommée facteur de réflexion, elle est le rapport entre les flux lumineux réfléchi et incident.

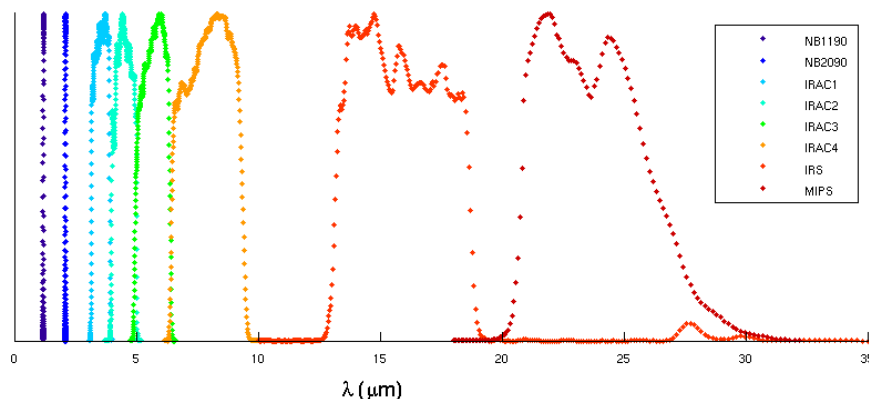


Figure 3.13 – Réponses spectrales normalisées des instruments et filtres utilisés.

donne la forme de la réponse spectrale des instruments et filtres utilisés dans ce travail. Voici par exemple, quelques efficacités quantiques des instruments utilisés lors de cette thèse :  $\eta_{HAWK-I} = 0,85$ ,  $\eta_{IRAC1} = 0,87$ ,  $\eta_{MIPS,24\mu m} \simeq 0,60$ .

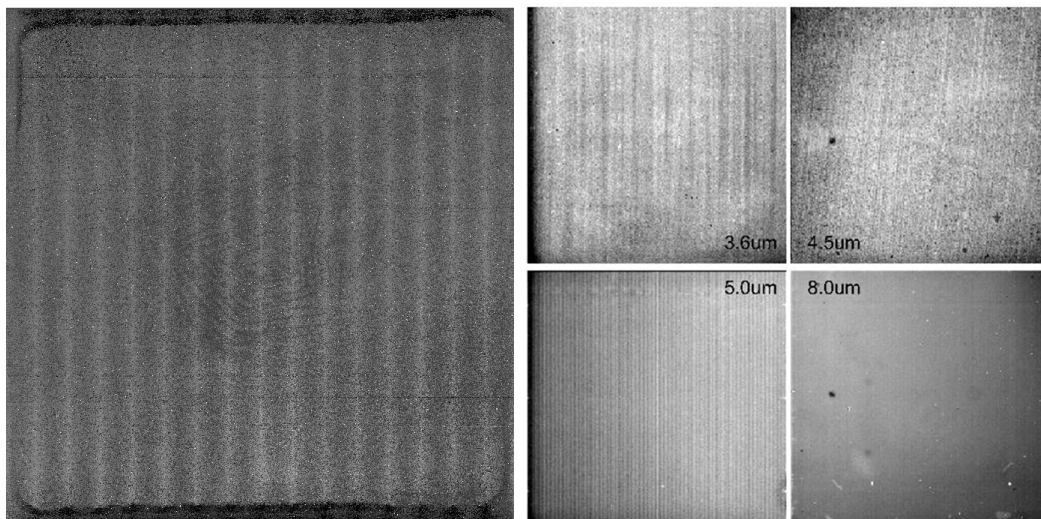
### Gain

Si le nombre de photons incidents ne correspond pas à ce que nous pouvons mesurer sur les images de sortie du détecteur, il en est de même pour le nombre d'électrons collectés. En effet, cette valeur est convertie en unités analogiques-numériques (ADU, Analogue-to-Digital Units) ou en nombre digital (DN)<sup>14</sup>. Il s'agit de l'unité de sortie de la caméra la majorité du temps. La grandeur de cette conversion dépend de la caméra utilisée. S'il s'agit d'une caméra 16 bit (resp. 8 bit), alors elle accepte une étendue de 0 à  $2^{16}-1 = 65\,535$  valeurs (resp. 0 à 255). Dans ce cas, zero ADU correspond donc à un nombre nul d'électrons collectés et 65 535 ADU au nombre maximal d'électrons pouvant être mesurés (ex. : Howell, 2006). Par exemple, l'instrument HAWK-I (16 bit) a un niveau de saturation étant compris entre 40 000 et 50 000 ADU, signifiant qu'une partie de l'étendue dynamique du convertisseur peut s'avérer inutile. Le gain est le facteur de conversion reliant le nombre d'ADU au nombre d'électrons. Sa valeur est de l'ordre de l'unité et vaut 1,705 e<sup>-</sup>/ADU dans le premier quadrant de l'instrument HAWK-I et 5 e<sup>-</sup>/ADU dans le canal à 24 μm de MIPS.

14. Ces deux unités sont équivalentes.

### Courant d'obscurité et bias

En l'absence de lumière incidente, le détecteur enregistre un signal non nul provenant du courant d'obscurité et du bias. Le courant d'obscurité (“dark current”) est un “courant thermique” généré de manière constante à une température donnée (ex. : Saleh & Teich, 1991). Il est le reflet de la génération aléatoire d'électrons et de trous au sein du détecteur et augmente avec la température. Son niveau augmente donc linéairement au cours du temps. Parallèlement, nous devons également considérer la contribution de valeur constante d'origine électronique qui s'ajoute au signal de chaque pixel avant le début de l'exposition (bias).



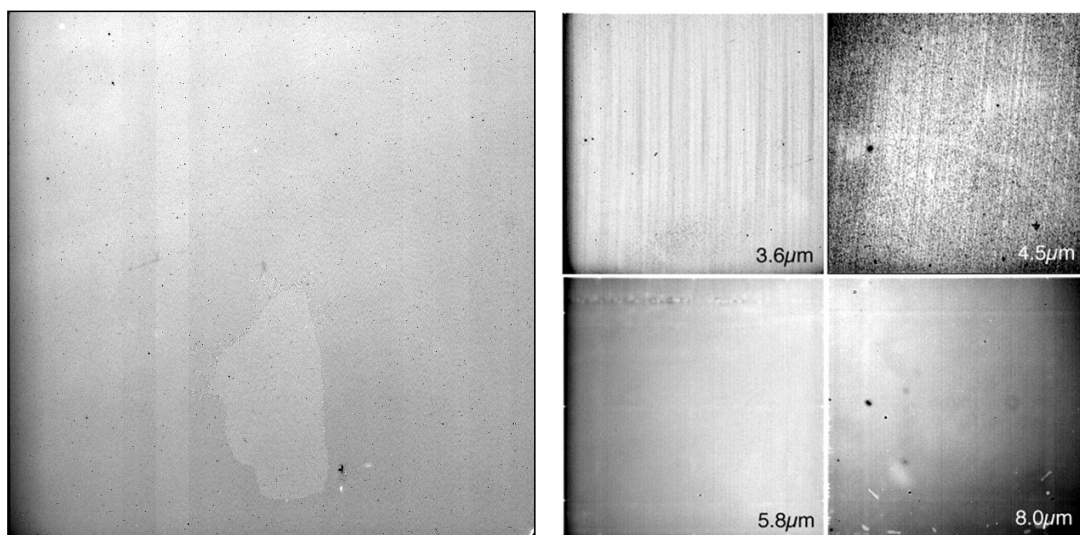
**Figure 3.14** – Courant d'obscurité (ou dark) du chip 1 de HAWK-I à gauche (programme 085.0841(A)) et des quatre canaux de IRAC à droite. Crédit à droite : IRAC Instrument Handbook.

Afin de pouvoir enlever ces signaux des images scientifiques, l'observateur opère des poses sans aucune source d'illumination (l'obturateur est maintenu fermé ou l'observation se fait sur un champ sombre, comme cela peut être le cas de *Spitzer*) durant un temps de pose de préférence identique à celui des observations<sup>15</sup>. Plusieurs images de “dark” sont produites afin de créer un “master dark” (qui contient

15. Il est également possible d'effectuer cette tâche dans le cas où le temps de pose n'est pas identique. Dans ce cas, il est nécessaire de bien distinguer la contribution venant du courant d'obscurité et du bias puisque le second n'évolue pas au cours du temps. On soustrait aux images un “master dark dépourvu du signal bias” et un “master bias”. Le master bias est obtenu en moyennant plusieurs images obtenues avec un temps de pose nul. Le master dark est composé en soustrayant dans un premier temps le master

le bias, Fig. 3.14) pour le soustraire à toutes les images scientifiques. De cette manière on n'enlève pas le bruit statistique qui lui est associé, mais on le réduit en moyennant un maximum de mesures de courant d'obscurité. Il est important de maintenir la température du détecteur faible et constante, faute de quoi, le courant d'obscurité est élevé et varie. Plus le semi-conducteur a un  $E_g$  faible, plus le détecteur sensible aux plus grandes longueurs d'onde a un courant d'obscurité élevé.

### Flatfields



**Figure 3.15** – Flatfield du chip 1 de HAWK-I à gauche (programme 085.0841(A)) et des quatre canaux de IRAC à droite. Crédit à droite : IRAC Instrument Handbook.

La réponse d'un détecteur n'est pas uniforme mais varie de pixel à pixel sur de grandes échelles. Cette réponse évolue en fonction de la longueur d'onde, donc du filtre utilisé. Ceci est dû à une variation relative de sensibilité des pixels et est appelé "flatfield" ou encore "plage de lumière uniforme" en français. De plus, la sensibilité des pixels est aussi affectée par les poussières accumulées sur les filtres, etc. Afin de corriger cette non-homogénéité pour les instruments au sol, on observe une source lumineuse et uniforme, par exemple le ciel lors du coucher/lever

---

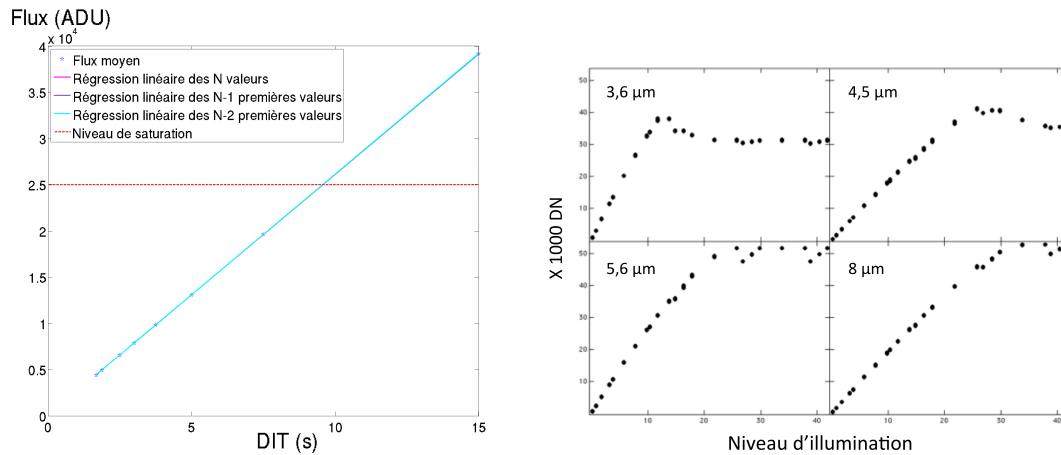
bias à chaque image obtenue sans illumination avec un temps de pose non nul. Ces images sont mises à échelle au temps de pose des images scientifiques et sont ensuite moyennées pour former le master dark.

de Soleil. Une alternative est de prendre des poses de l'intérieur de la coupole éclairée. De manière analogue aux darks, plusieurs expositions sont effectuées afin de construire un "master flatfield" (Fig. 3.15). On soustrait à ce dernier le courant d'obscurité et le bias avant de diviser les images scientifiques elles-mêmes nettoyées du courant d'obscurité. Puisque les détecteurs de *Spitzer* sont trop larges pour être illuminés uniformément par une source, plusieurs observations avec différents pointages sont opérées sur les régions du ciel fortement illuminées par la lumière zodiacale ou par une étoile.

#### Non-linéarité et saturation

Une réponse parfaitement linéaire du système correspondrait à une proportionnalité directe du flux avec la durée d'observation d'une source constante. Cependant, par leur nature, les types de détecteurs dans le proche infrarouge que nous utilisons sont non-linéaires. La non-linéarité varie en fonction du nombre de photons frappant le détecteur. La linéarité du gain de l'instrument HAWK-I peut différer de 1 % jusqu'à  $\sim 25\text{--}30\,000$  ADU selon les caractéristiques annoncées du détecteur (Kissler-Patig et al., 2008). Elle est vérifiée tous les mois à l'aide de neuf séries d'une image "dark" et de deux "flatfields" ayant chacune différents temps d'intégration du détecteur (DIT) et nombre total de DIT (NDIT). Par exemple, en août 2010, nous avons mesuré une meilleure linéarité (moins de 0,2 %) en deçà de 25 000 ADU (Fig. 3.16). Au delà de ce seuil, un plus grand nombre de photons est nécessaire afin de produire un électron. Les images doivent être corrigées de la non-linéarité afin de pouvoir les utiliser scientifiquement. Elles doivent pour cela avoir une valeur de pixel mesurée en dessous du niveau de saturation du détecteur situé entre 40 000 et 50 000 ADUs.

La linéarité des instruments d'IRAC a été mesurée pendant les tests au sol et en orbite. Une correction est apportée aux données par un ajustement quadratique dans le cas des détecteurs InSb et cubique pour ceux en Si:As (Fazio et al., 2004). L'hypothèse de linéarité est ainsi assurée avec une erreur de moins d'1 %. Les données IRS et MIPS ont également été corrigées de la non-linéarité de leur détecteur mesurée au sol et/ou en vol (IRS et MIPS Instrument Handbook).



**Figure 3.16** – A gauche : Flux moyen de flatfields à différents DIT vérifiant la linéarité du gain du détecteur (août 2010). Dans ce cas le flux ayant un DIT de 15 secondes est le résultat d’une extrapolation. Les régressions linéaires tenant compte des 9, 8 et 7 premières valeurs se superposent, indiquant une bonne linéarité. La linéarité est vérifiée à 0,2 %. A droite : Courbes de non-linéarité des détecteurs IRAC où la réponse des détecteurs est presque linéaire jusqu’à saturation. Crédit : IRAC Instrument Handbook.

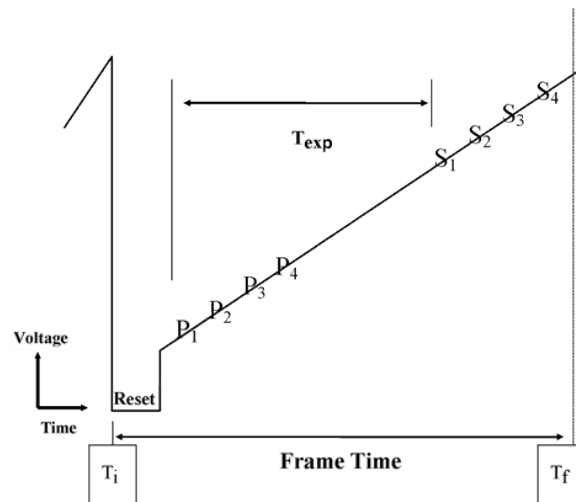
Parallèlement à cette non-linéarité du gain, les détecteurs infrarouges HgCdTe, tels que NICMOS, HAWAII et HAWAII-2RG (HAWK-I/ESO), présentent un deuxième type de non-linéarité, connu en tant que “flux-dependent non-linearity” ou encore “reciprocity failure”, qui dépend de la cadence de détection de photons, et donc du niveau de flux (ex. : Hill et al., 2010). En d’autres mots, une source faible et une source brillante produisent, à cause de leur différence de taux de photons par unité de temps, une réponse non-linéaire différente même si elles donnent au total le même nombre de photons au cours de leur temps d’intégration réciproque. Il a été découvert dans les données NICMOS du *HST* par Bohlin et al. (2005) et a également été étudié sur le détecteur HAWAII-2 du Palomar Hale/WIRC par Zhao et al. (2014). Selon Biesiadzinski et al. (2011), les générations plus récentes des détecteurs de la famille HAWAII-RG ont une plus faible non-linéarité dépendant du flux de la source par rapport aux générations anciennes des détecteurs ; les détecteurs infrarouges HgCdTe ne sont peut-être pas tous affectés par cette non-linéarité ; le mécanisme fondamental conduisant à cette non-linéarité est encore inconnu. Malheureusement, la non-linéarité dépendant du flux de la source ne peut être testée actuellement sur HAWK-I (Elena Valenti, communication privée).

### Bruit de lecture – mode de lecture

Lors de la transformation du nombre de photons détectés en la valeur donnée dans chaque pixel, l'instrument génère un bruit qui lui est propre et ne dépend pas du temps d'exposition. Il s'agit du bruit de lecture. Les détecteurs infrarouges ont un niveau de bruit de lecture bien plus élevé que leurs analogues observant dans le domaine du visible. Le mode de lecture peut fortement diminuer ce bruit. En effet, si on choisit de faire une seule lecture avant de remettre à zéro le détecteur en lisant la tension à la fin de la durée de l'exposition, alors cette mesure sera fortement entachée de bruit à cause de l'incertitude du niveau de voltage au début de l'exposition. Ce bruit est diminué en lisant en plus la tension au début de l'exposition. On parle alors du mode de lecture en double échantillonnage corrélé. Le temps total d'exposition est ainsi différent du temps d'intégration effectif puisqu'on observe un peu plus longuement que le temps d'intégration.

Ce bruit est encore réduit en utilisant l'échantillonnage de Fowler (*Fowler Sampling*) qui utilise la propriété de la lecture non-destructive des détecteurs infrarouges. Le procédé est le suivant. Dès que le champ du détecteur est remis à zéro, le détecteur est lu  $N_F$  premières fois avec une cadence de  $T_{sample}$  secondes, où  $N_F$  est le nombre de Fowler et  $T_{sample}$  l'intervalle de temps entre les différentes lectures. Ce temps est relativement court. Ces  $N_F$  premières lectures sont couramment appelées mesures de *piédestal* et sont indiquées par  $P_1, P_2, P_3$  et  $P_4$  sur la figure 3.17 qui considère  $N_F = 4$ . Ensuite, le détecteur intègre pendant un temps  $T_{exp}$  secondes depuis la première mesure de piédestal et lit de nouveau  $N_F$  fois le détecteur (en  $S_1, S_2, S_3$  et  $S_4$ ) avant de remettre le signal à zéro. Ces dernières mesures sont dites de *signal*. Ainsi le détecteur a lu  $2 \times N_F$  fois chaque pixel,  $N_F$  fois en début de pose et  $N_F$  fois en fin de pose, générant ainsi  $N_F$  intégrations de  $T_{exp}$  s ( $S_1 - P_1$ , et ainsi de suite). L'image enregistrée est la moyenne de ces  $N_F$  images. Ce processus permet de réduire le bruit de lecture d'un facteur  $\sim \sqrt{N_F}$  (Fowler & Gatley, 1990). Ce mode de lecture est utilisé par l'instrument IRAC où  $T_{sample} = 0,01$  et  $0,2$  s pour les modes en subarray et fullarray respectivement (IRAC Instrument Handbook).

Enfin, une autre manière de diminuer plus fortement le bruit de lecture consiste à lire de manière continue le détecteur à intervalles réguliers, toujours sans destruction (Fig. 3.18). Il s'agit de l'échantillonnage de la rampe (sample-up the ramp). Chaque différence de potentiel est alors presque proportionnelle au temps d'inté-



**Figure 3.17** – Principe de base de l'échantillonnage de Fowler avec  $N_F = 4$  où les  $P_i$  et les  $S_i$  ( $i = 1, N_F$ ) sont respectivement les mesures de piédestal et de signal. Le “frame time” est le temps total afin d’obtenir une image et  $T_{exp}$  le temps d’exposition de l’image. Les intégrations ( $S_i - P_i$ , pour  $i = 1$  à  $N_F$ ) sont moyennées afin de fournir une image FITS avec un bruit de lecture inférieur. Crédit : IRAC Instrument Handbook.

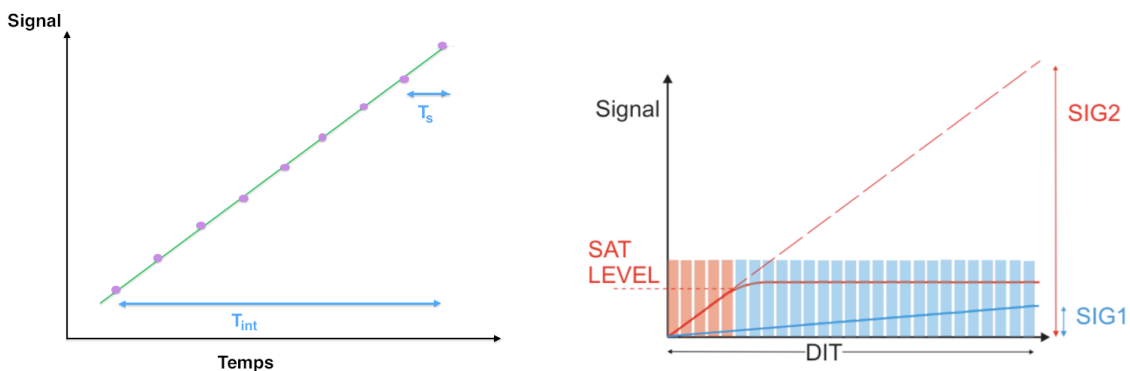
gration. Une droite est ajustée par moindres carrés à chacun des signaux lus au cours du temps. Plus il y a d’observations, plus l’erreur diminue. La droite ajustée sur le signal en fonction du temps fournit alors la quantité désirée. Le champ du détecteur de MIPS à  $24 \mu\text{m}$  est lu toutes les  $\sim 0,5$  secondes pendant tout le temps d’intégration, et celui d’IRS toutes les  $\sim 2$  secondes si le temps d’intégration est inférieur à la minute. Afin de réduire le temps d’envoi des données ainsi que l’espace de stockage, un algorithme à bord de *Spitzer* ajuste directement la pente.

L’échantillonnage Fowler et l’échantillonnage de la rampe conduisent à une réduction équivalente du bruit de lecture. Une comparaison de ces deux derniers modes de lecture est donnée par Garnett & Forrest (1993). Dans les années 90, la technologie utilisée pour le détecteur IRAC ne permettait pas de faire l’ajustement de la rampe par une droite à bord (Vandana/IRSA User Support, communication privée).

Les détecteurs IR de l’ESO utilisent le mode de lecture d’échantillonnage de la rampe par défaut et y ont ajouté le “threshold limited integration” (ex. : Kissler-Patig et al., 2008). Il est particulièrement utile afin d’étendre l’étendue dynamique du détecteur pour de longs temps d’intégration. En pratique, l’observateur définit



un niveau de saturation à partir duquel il ne veut plus considérer la valeur d'un pixel. Cette valeur correspond au seuil de linéarité et non à celui de saturation. Tant que l'intensité de chaque pixel croît (de manière linéaire) sous le seuil, elle est prise en compte. Une fois le nombre total d'intégrations non-destructives ("ND-Sample") terminé, seules ces valeurs sont utilisées dans le calcul d'une régression linéaire. La valeur du pixel écrite dans les images FITS est la valeur extrapolée au temps d'intégration total dans le cas d'un pixel recevant un flux élevé (Fig. 3.18). Ceci permet d'obtenir des valeurs excédant les niveaux de linéarité et de saturation du détecteur, mais surtout d'augmenter le signal sur bruit des faibles sources et du ciel. Ce moyen d'opérer n'empêche cependant pas les pixels d'arriver à saturation. Une rémanence peut subsister. Le dithering opéré en plus de ce mode de lecture permet, à moins d'avoir un champ très encombré, de diminuer, voir d'effacer cette rémanence.



**Figure 3.18** – A gauche : Principe de base de l'échantillonnage continu. Chaque pixel est lu à intervalles réguliers au cours d'une exposition. Les valeurs des pixels permettent d'ajuster la pente en rouge qui, à son tour, indique la valeur du signal à la fin du temps d'intégration. A droite : Mode d'intégration avec seuil limité (TLI) de HAWK-I. Durant le temps d'intégration du détecteur, le détecteur lit plusieurs fois et sans détruire la valeur de chaque pixel. Une fois que la valeur d'un pixel a atteint le seuil de saturation (SAT LEVEL) défini par l'utilisateur, elle n'est plus prise en compte. Seules les valeurs des pixels sous ce seuil sont prises en compte pour construire la régression linéaire. La courbe bleue représente le signal de pixels exposés à un faible flux et la courbe rouge, le signal de pixels exposés à un flux élevé. Les images FITS finales contiennent la valeur donnée par la régression linéaire des valeurs des pixels tenus en compte à la fin du DIT, soit les valeurs SIG1 et SIG2 pour les pixels "bleu" et "rouge" respectivement. Crédit : VLT HAWK-I Template Reference Guide.

### Comparaison avec les détecteurs du domaine visible

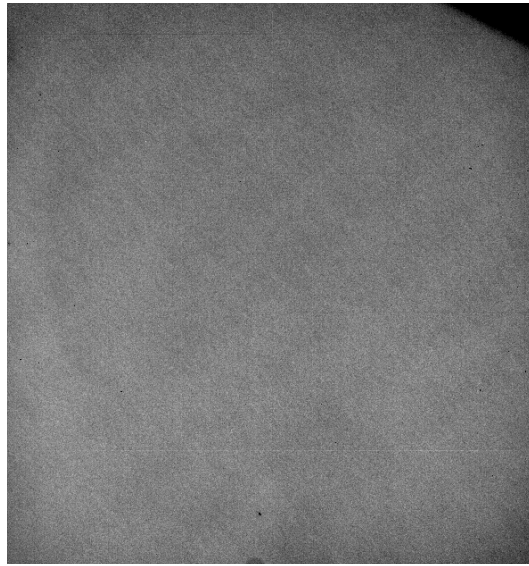
La principale différence entre les détecteurs du domaine visible (CCD) et du domaine infrarouge est présente dans la lecture des données. Les charges sont transférées d'un pixel à un autre afin d'être lues dans un CCD, alors que la lecture s'opère de manière individuelle dans chaque pixel en infrarouge. Ceci conduit d'une part, à un temps de lecture plus court en infrarouge ( $\sim 50 \text{ ms} \rightarrow 1 \text{ ms}$ , Léna et al., 2008) en particulier pour les grands formats de détecteurs, de l'autre à une lecture non-destructive. De plus, un pixel saturé n'affecte pas ses voisins, et un mauvais ne bloque pas les autres pixels de la colonne. Ceci a également un coût. On estime les prix des détecteurs infrarouges 4 fois plus élevés que leurs analogues CCD si l'utilisation est spatiale ; l'écart du prix augmente pour une utilisation au sol (O. Boulade, communication privée). La technologie des détecteurs infrarouges est cependant moins avancée. Elle est en pleine évolution. On parle généralement d'un retard de  $\sim 20$  ans.

Les détecteurs infrarouges utilisés dans le cadre de cette thèse souffrent tous de non-linéarité à la lecture. Cette propriété n'est pas commune à l'ensemble des détecteurs infrarouges contrairement à ce qui est souvent pensé. On doit distinguer les "source follower detectors" (SFD), que nous employons, des "capacitive transimpedance amplifiers" (CTIA) puisque les seconds offrent une linéarité peut-être même meilleure que les CCD (O. Boulade, communication privée). Leur défaut est d'offrir un bruit de lecture plus important à cause de l'augmentation des composants électroniques nécessaires pour atteindre une linéarité presque parfaite. Ils sont généralement utilisés dans le cadre de l'observation de la Terre et sont à éviter pour l'observation de faibles sources.

Plus on souhaite observer dans des domaines de longueurs d'onde élevées, plus l'énergie de gap du matériau du détecteur doit être faible. Puisque le nombre de charges produites par agitation thermique dans le détecteur augmente avec la température de celui-ci et diminue avec  $E_g$ <sup>16</sup>, un détecteur infrarouge doit être plus refroidi qu'un CCD afin de minimiser la création d'électrons thermiques (de 77 K pour  $\lambda \leq 2,5 \mu\text{m}$  jusqu'à 4 K pour de plus grandes longueurs d'onde, ex. : Léna et al., 2008). Le courant noir d'un détecteur infrarouge reste tout de même plus important que celui d'un CCD. La correction du flatfield diffère également for-

---

16. Ce nombre est proportionnel à  $\sqrt{T^3} e^{-E_g/(2k_B T)}$  (ex. : Léna et al., 2008).



**Figure 3.19** – Image flatfield de l’instrument VIMOS/ESO observant dans le domaine visible.

tement. Les images de flatfield sont plus “lisses” dans le domaine visible qu’en infrarouge (Fig. 3.15 et 3.19). La raison principale vient probablement du fait que les pixels d’un détecteur infrarouge sont lus un par un indépendamment des autres (la lecture s’opère en une seule fois et de la même manière pour tous les pixels d’un CCD), et pourrait aussi résulter du processus de fabrication du substrat du détecteur (croissance de cristaux, O. Boulade, communication privée).

## 3.5 Effets systématiques

---

Les données du télescope spatial *Spitzer* sont entachées d’effets systématiques qui dépendent de la longueur d’onde et de l’instrument utilisé. L’instrument IRAC est très probablement le plus affecté. En plus de ces effets systématiques, les variabilités de l’étoile et du ciel ne doivent pas être écartées. Dans cette section, nous discutons des différents effets observés dans les différents instruments et canaux et des différentes solutions pour les modéliser/corriger.

### 3.5.1 Effet de sensibilité inter-pixel

La variation de sensibilité d'un pixel à l'autre sur le champ est manifeste sur les détecteurs de IRAC (IRAC instrument handbook). Elle serait due à une correction de flatfield inadéquate pour l'observation de sources ponctuelles. En effet, les flatfields ont été construits à partir d'observation du ciel zodiacal qui est très rouge. La lumière zodiacale atteint son maximum de flux sur le flanc rouge des filtres de chacun des instruments de IRAC, contrairement à la lumière d'une étoile qui l'est sur le bleu<sup>17</sup>. Comme nous l'avons vu l'efficacité quantique dépend de la longueur d'onde. De plus, il existe une variation de la bande passante effective du filtre en fonction de l'angle d'incidence, qui dépend lui-même de la position exacte de l'objet sur le détecteur (Quijada et al., 2004). En somme, le gain effectif d'une source étendue est légèrement différent du gain effectif d'une source ponctuelle. Cet effet peut être corrigé grâce à une carte de calibration fournie<sup>18</sup>, pour la phase cryogénique et la phase chaude de la mission. La variation est faible entre pixels voisins, mais n'est pas négligeable sur l'ensemble du détecteur. Lors de l'observation d'une éclipse, le centre de la PSF est maintenu sur un, même voire deux pixels afin de minimiser les erreurs provenant des corrections non-parfaites du flatfield et donc d'augmenter la précision photométrique relative. Cet effet n'a donc pas lieu d'être corrigé pour l'obtention d'une courbe de lumière normalisée. Il est cependant primordial de le faire si le but est d'obtenir la magnitude de l'étoile puisque l'amplitude de cet effet peut aller jusqu'à 10% de pic à pic. Il est recommandé d'effectuer cette opération après les mesures photométriques<sup>19</sup>.

### 3.5.2 Effet de pixellisation

La photométrie d'ouverture (voir section 4.3.1) est le moyen le plus commun utilisé dans le but de mesurer le nombre de photoélectrons provenant d'un astre. Le recours à de faibles rayons d'ouverture comparés à la largeur à mi-hauteur (FWHM, pour full width at half maximum) de la fonction d'étalement du point (PSF, pour Point Spread Function) est inévitable dans l'infrarouge afin de mini-

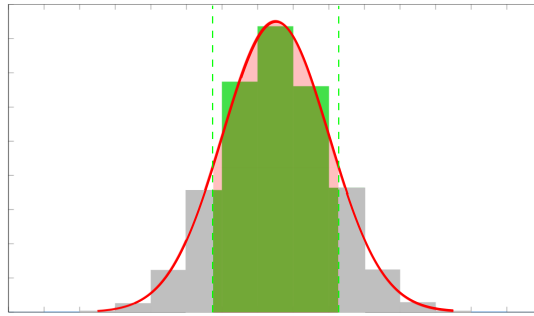
---

17. Une étoile M de température effective de 2500 K a un pic d'émission à  $1,2 \mu\text{m}$ , ce qui est en-dessous de la réponse spectrale du canal 1 de IRAC qui s'étale de 3,179 à  $3,955 \mu\text{m}$

18. voir <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irac/calibrationfiles/locationcolor/> et §4.5 du IRAC Instrument Handbook.

19. voir §4.5 du IRAC Instrument Handbook.

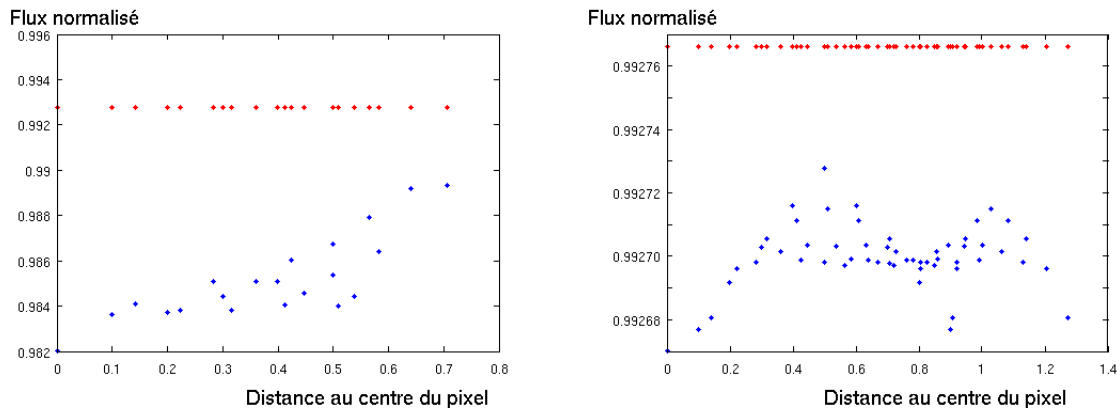
miser le bruit provenant du ciel qui est brillant en comparaison de la cible. Cela donne lieu à un effet de pixellisation, c'est-à-dire que la fraction du nombre de photoélectrons tombant dans un pixel sur le bord de l'ouverture ne correspond pas à la fraction de l'ouverture à l'intérieur de ce pixel (Fig. 3.20).



**Figure 3.20** – Profil d'une PSF de forme gaussienne afin de mettre en évidence l'effet de pixellisation. Les bâtons indiquent l'intensité des pixels et la courbe rouge la gaussienne s'ajustant au mieux à cette distribution. Les traits verts verticaux marquent les limites de la photométrie d'ouverture. Si cette ouverture coupe un pixel, la surface ombrée rouge délimitée par la courbe rouge et l'ouverture (tirets verts) diffère de la surface verte délimitée par le profil des bâtons et l'ouverture. Il s'agit de l'effet de pixellisation.

Si la PSF ne fluctue pas et reste à une position fixe sur le détecteur au cours du temps, cet effet n'influence nullement la photométrie normalisée. Cependant, on observe une variation de la position d'une source sur le champ du détecteur, par exemple à cause d'un repointage, d'un mauvais suivi, effet de jitter, ... Afin d'étudier cet effet dans le cas d'une source ponctuelle, nous proposons un premier exercice. Par facilité, nous assimilons la PSF de la source ponctuelle à une gaussienne circulaire à deux dimensions de largeur à mi-hauteur de 1,5 pixel (proche de celle de IRAC). Sur chaque image générée, le centre de la PSF est déplacé sur une grille de maille de 0,1 pixel sur la totalité d'un pixel. La figure 3.21 de gauche montre l'effet de pixellisation résultant de la photométrie obtenue avec un rayon d'ouverture de 2 pixels. L'écart vertical entre les points bleus (mesure du flux normalisé par photométrie d'ouverture) et rouges (mesure réelle du flux normalisé) indique l'effet de pixellisation. La mesure des points bleus est obtenue par photométrie d'ouverture, celle des points rouges, à l'aide d'un algorithme de Monte Carlo et de la connaissance parfaite de la PSF (ici une gaussienne circulaire). Une

dépendance du nombre de photoélectrons compté par photométrie d'ouverture en fonction de la position sur détecteur apparait donc lorsqu'une PSF invariable se déplace au sein du pixel. Cet effet est d'autant plus important lorsque la PSF est sous-échantillonnée, c'est-à-dire lorsque l'étalement de la PSF est comparable à la taille du pixel. En augmentant la FWHM et le rayon d'ouverture d'un facteur dix, ce qui revient à diminuer la taille du pixel d'un facteur dix, on observe un amoindrissement de l'effet de pixellisation (Fig. 3.21 à droite). Sur le prochain exercice que nous proposons, nous conservons le même jeu de couleurs que celui de la figure 3.21, à savoir le bleu pour la mesure entachée de l'effet de pixellisation et le rouge pour la mesure réelle du flux normalisé au sein du rayon d'ouverture.

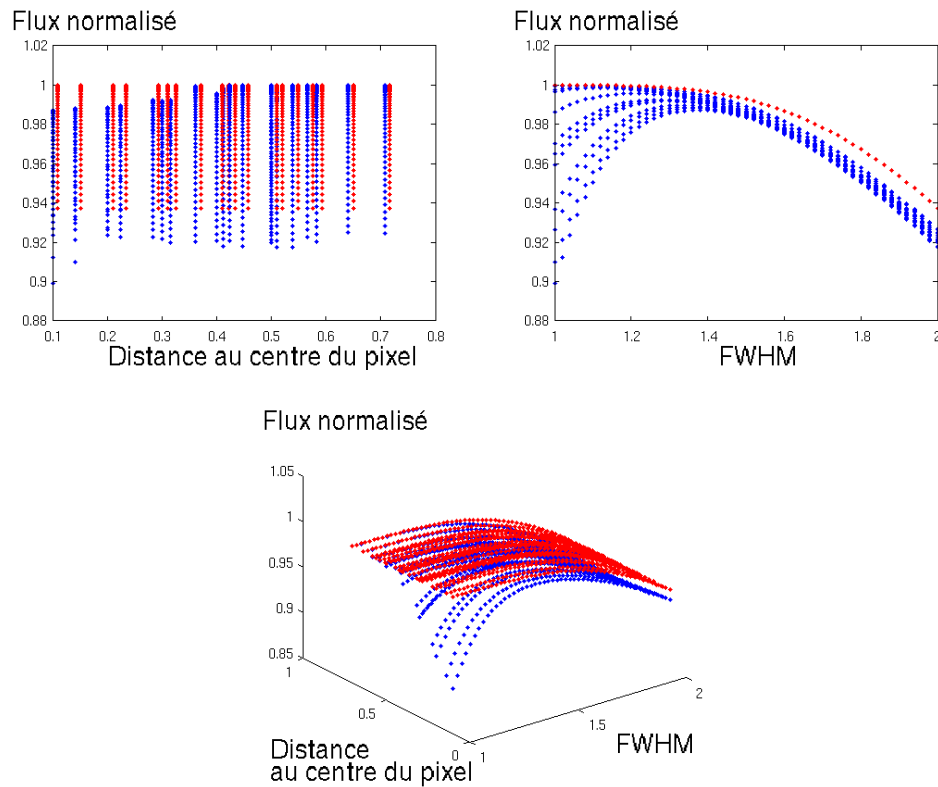


**Figure 3.21** – Exercice 1 : A gauche : Effet de pixellisation considérant une gaussienne circulaire à deux dimensions de largeur à mi-hauteur de 1,5 pixel en tant que PSF dont le flux normalisé est mesuré à l'aide d'un rayon d'ouverture de 2 pixels. Le centre de la gaussienne est déplacé au sein d'un pixel. Le flux normalisé obtenu par photométrie d'ouverture (bleu) dépend de la position du centre de la gaussienne par rapport au centre du pixel. Le flux normalisé tombant réellement dans l'ouverture est indiqué en rouge. A droite : idem qu'à gauche mais en considérant une gaussienne circulaire à deux dimensions de largeur à mi-hauteur de 15 pixels en tant que PSF dont le nombre de photoélectrons est mesuré à l'aide d'un rayon d'ouverture de 20 pixels. Notons que l'échelle des ordonnées est modifiée. La différence entre la mesure du nombre de photoélectrons comptés par photométrie d'ouverture et la valeur réelle du nombre de photoélectrons diminue par rapport à la courbe de gauche. L'effet de pixellisation s'amoindrit.

Il est également fréquent d'assister à la déformation de la PSF elle-même. Dans le cas d'observations au sol, les variations de pression, de température, de vent, d'humidité, ... de l'atmosphère introduisent des altérations de l'indice de réfraction de l'air. Le front d'onde en provenance de l'astre est ainsi distordu lors de sa traversée de l'atmosphère, induisant un changement de forme de la PSF sur le détecteur. L'étalement de cette dernière est appelé seeing et permet de caractériser la qualité atmosphérique. Le seeing est estimé à partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur de la PSF. L'observation spatiale est prémunie de ces variations de seeing, mais les PSF des canaux 1 et 2 de IRAC présentent une variation de la FWHM en fonction de la position de la PSF. Nous assimilons cette variation à l'effet de sensibilité intra-pixel que nous décrivons dans la section suivante. Nous y analysons également son effet combiné à l'effet de pixellisation.

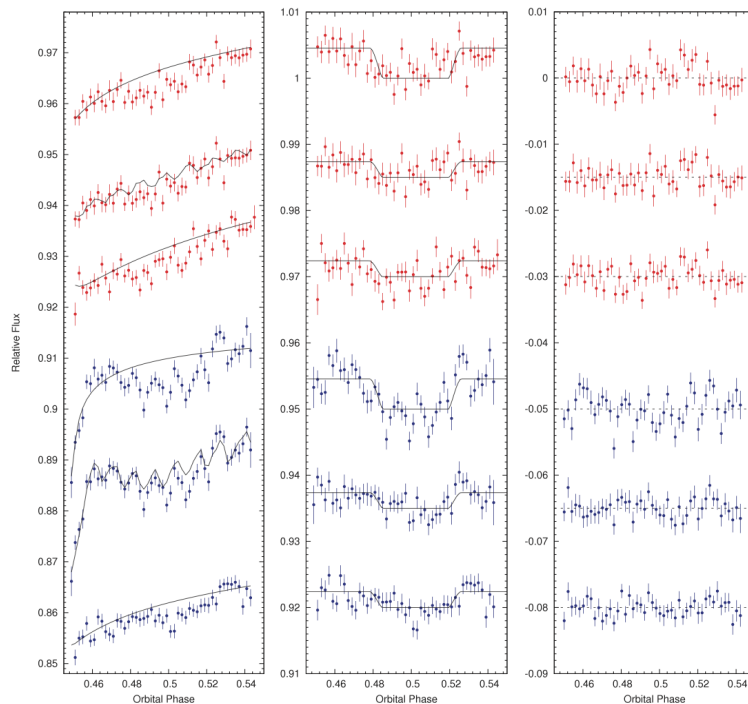
Renouvellons un second exercice qui, en plus de modifier la position de la source sur le détecteur, modifie également la largeur à mi-hauteur de la PSF. Nous pouvons constater sur la figure 3.22 que le flux normalisé mesuré par photométrie d'ouverture dépend également de la largeur à mi-hauteur comme on pouvait s'y attendre.

La photométrie de déconvolution décrite dans la section 4.2 du chapitre est une solution au problème de pixellisation. Elle permet de mesurer de manière optimale le nombre complet de photoélectrons d'une étoile séparément de ceux du ciel. En effet, la contribution du ciel par cette approche est minimisée puisque chaque pixel a un poids statistique qui lui est propre. Nous avons démontré dans Anderson et al. (inclus Lanotte, 2011) l'intérêt de cette méthode afin d'éviter une corrélation du flux mesuré avec la position de la PSF sur le détecteur (Fig. 3.23) sur des données provenant du canal à  $8 \mu\text{m}$  de IRAC. Cependant, cette méthode ne fonctionne que si la PSF est la même quelle que soit la position de cette dernière sur le détecteur, ce qui ne semble pas être le cas de HAWK-I, ni de IRAC à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$ .



**Figure 3.22** – Exercice 2 : Effet de pixellisation considérant une gaussienne circulaire à deux dimensions de largeur à mi-hauteur variable en tant que PSF dont le flux est mesuré à l'aide d'un rayon d'ouverture de 2 pixels. Le centre et la FWHM de la PSF varient. Les points bleus présentent le flux normalisé obtenu par photométrie d'ouverture, et les points rouges le flux normalisé réel. Comme pour la figure 3.21, l'effet de pixellisation correspond à l'écart entre les points rouges et bleus. A gauche, le flux normalisé est présenté en fonction du centre de la gaussienne, au milieu, de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne et à droite, des deux. Le flux normalisé est affecté par les variations de la position (effet de pixellisation) et de la FWHM.

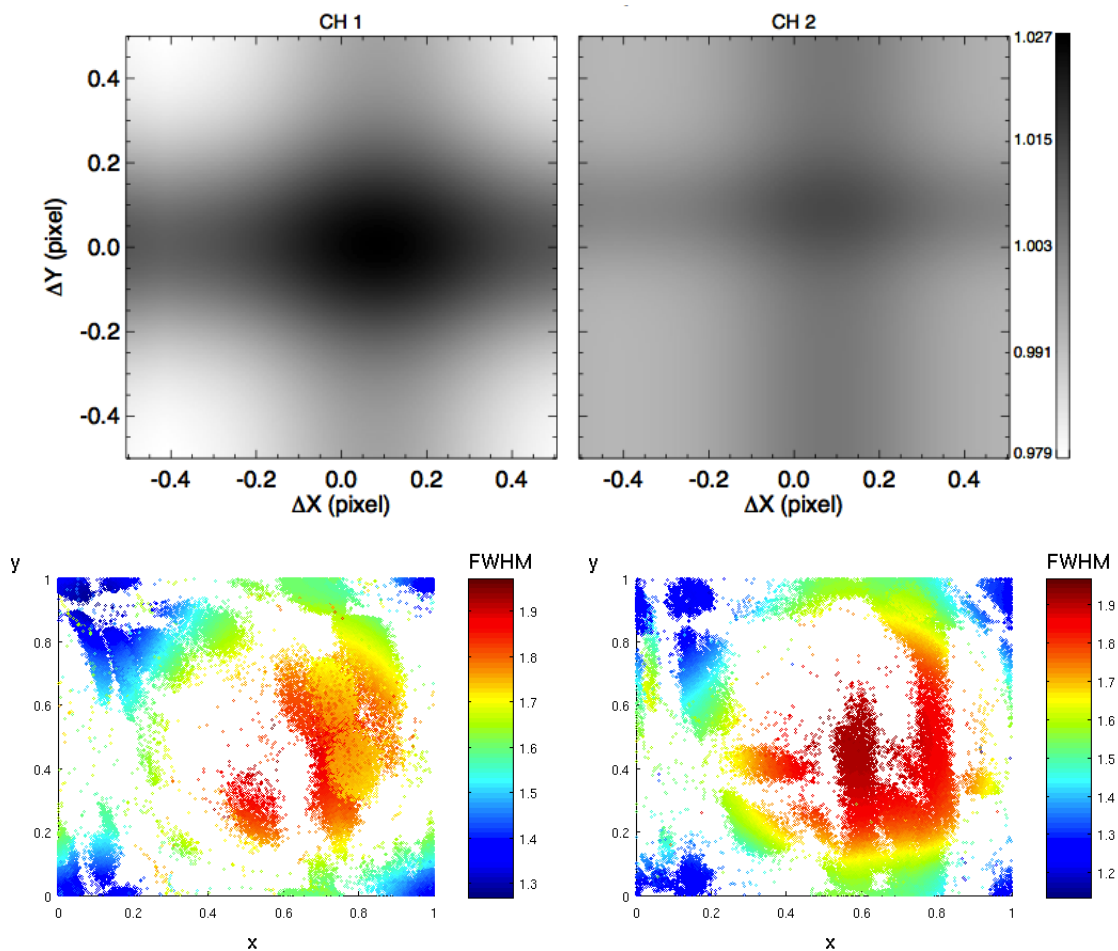




**Figure 3.23** – Démonstration de l’intérêt de la photométrie de déconvolution afin d’éviter des effets de pixellisation sur des données infrarouges à  $8 \mu\text{m}$ . Les courbes en rouge correspondent aux données du 24 avril 2009 et celles en bleu du 1er mai 2009. Dans chaque triplet de courbes, les deux courbes supérieures découlent de la photométrie d’ouverture modélisées pour l’effet de rampe (Sect. 3.5.4). Celle du milieu est en plus modélisée par rapport à la position de la PSF. La courbe du bas a été obtenue par déconvolution et modélisée pour l’effet de rampe. Les figures à la gauche sont les données brutes binnées avec leurs modèles, celles du milieu sont “détrendées” et permettent d’observer le modèle d’occultation, celles de droite donnent les données résiduelles par rapport aux modèles. Au contraire de la photométrie de déconvolution, l’utilisation de la photométrie d’ouverture requiert l’utilisation d’un modèle de base supplémentaire corrigeant des effets de pixellisation. Crédit : Anderson et al. (2011)

### 3.5.3 Effet de sensibilité intra-pixel

La photométrie obtenue dans les deux canaux les plus bleus de IRAC souffre d'un effet nommé "pixel phase" qui est dû à la non-homogénéité de l'efficacité quantique à l'intérieur d'un pixel (Mighell et al., 2008), combinée au sous-échantillonnage de la PSF (voir Sect. 3.5.2 sur l'effet de pixellisation) et la variation de la position du centre de la PSF sur le pixel. La réponse photométrique est généralement plus élevée à proximité du centre du pixel par rapport aux bords sans pour autant être symétrique (Fig. 3.24). Cet effet, particulièrement présent dans les dé-



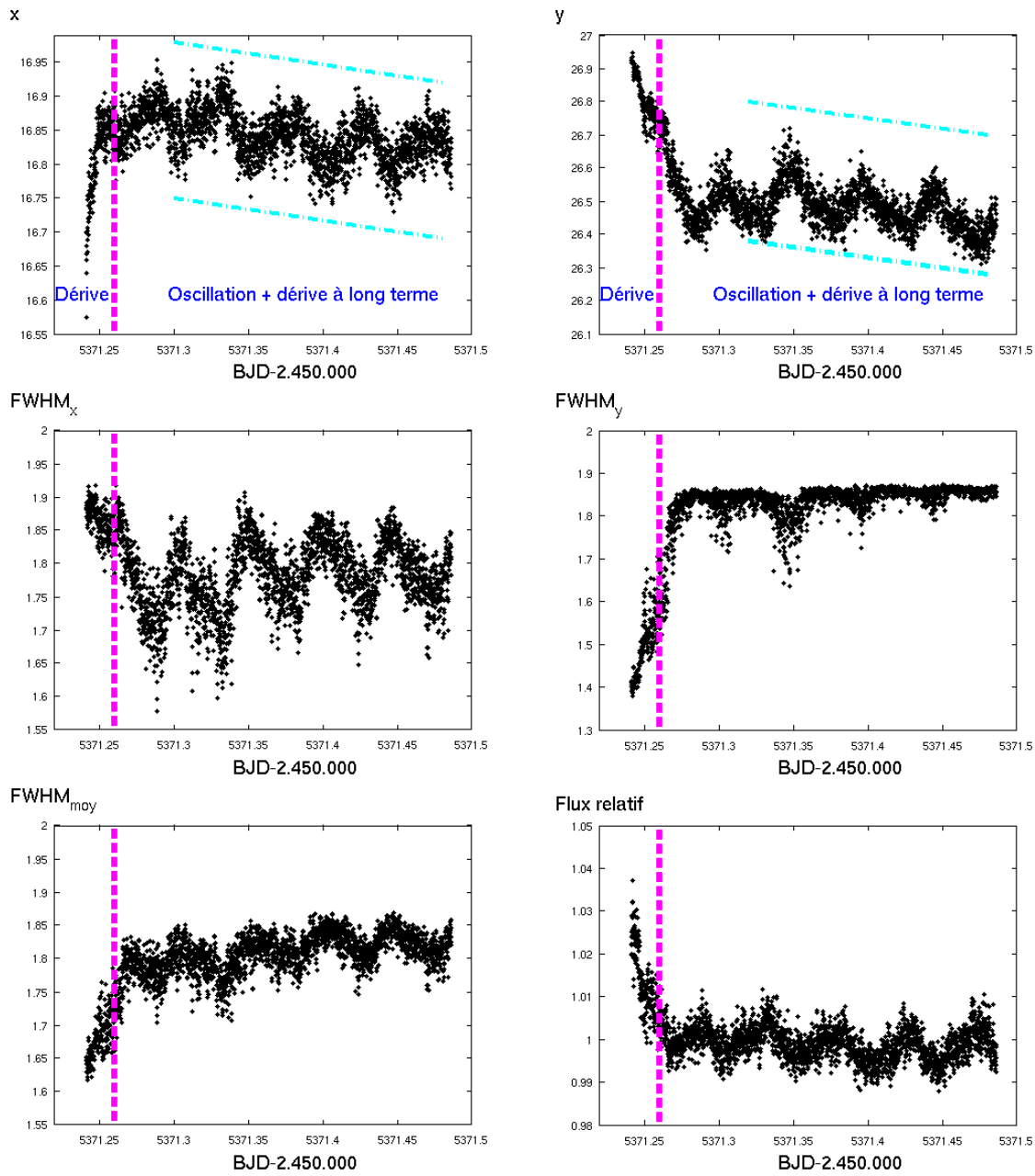
**Figure 3.24** – En haut : Modèle de la réponse intra-pixel pour les canaux 1 et 2 de IRAC. Crédit : *Spitzer* website. En bas : Variation intra-pixel de la largeur à mi-hauteur moyenne également pour les canaux 1 et 2 de IRAC. Les zones blanches sont dépourvues de mesures.

tecteurs d'IRAC en antimoniure d'indium (InSb, à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ ), conduit à une variation photométrique d'environ 4 % dans le canal 1 et de 1 % dans le canal 2 (IRAC Instrument Handbook). Son amplitude a augmenté d'un facteur deux lors du passage à la mission chaude<sup>20</sup>. Il a un impact important sur la photométrie de précision, requise pour l'étude de la variation des profondeurs de transit par exemple, vu l'amplitude typique de  $\sim 0,1''$  du jitter, de l'oscillation et de la dérive du télescope, soit de  $\sim 0,08$  pixel (ex. : Grillmair et al., 2012). La dérive liée au gyroscope a lieu à court terme sur les premières dizaines de minutes d'observation avec un changement rapide du pointage, mais également à long terme comme on peut le constater sur la figure 3.25 de gauche en haut principalement. L'oscillation en dents de scie des positions selon  $x$  et  $y$  est liée à la périodicité du cycle de chauffage d'une batterie au sein du module de service. L'effet du jitter s'opère à de plus hautes fréquences (période de  $\sim 2$  minutes). Plusieurs origines sont possibles. Krick et al. (2015) font référence à des variations du moment angulaire dans l'assemblage de roues de réaction (reaction wheel assembly) qui doivent maintenir l'orientation du télescope dans l'espace, à des impacts de micrométéorites et à du bruit dans le pistage des étoiles. Cet effet peut affecter les flux mesurés à hauteur de  $\sim 5$  %.

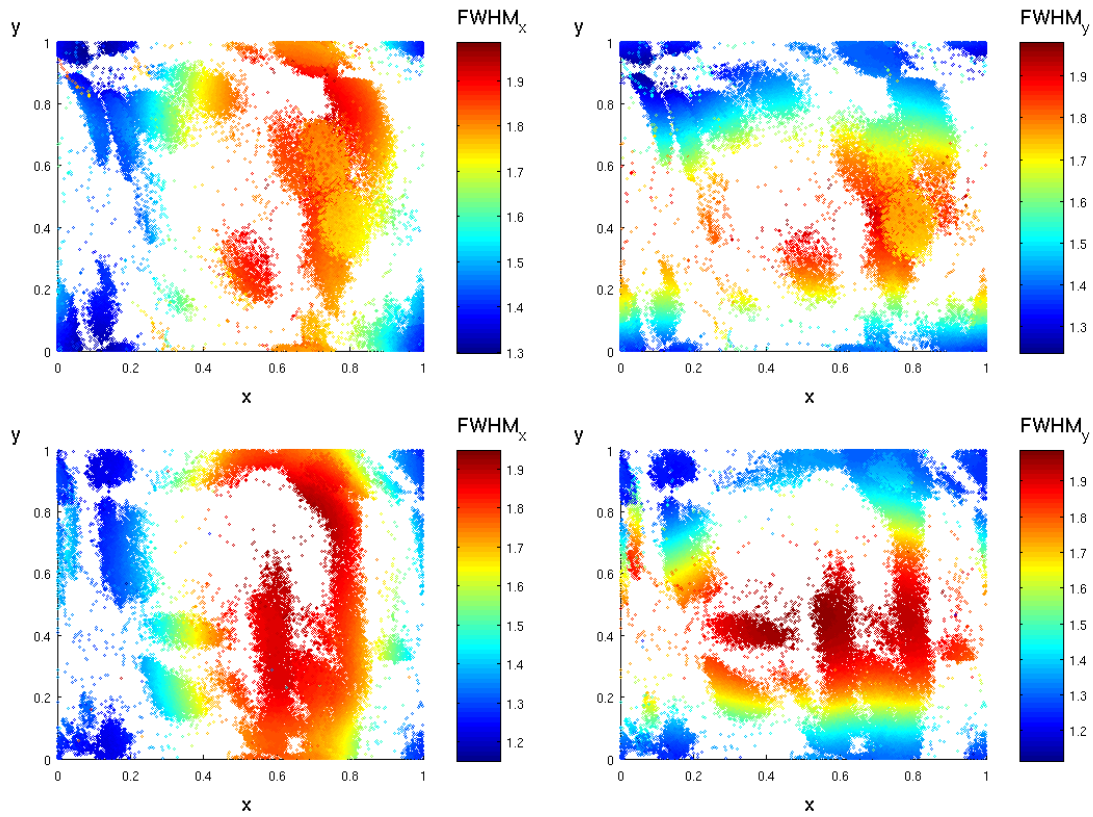
Lors de nos analyses, nous avons mesuré, dans les canaux 1 et 2 de IRAC, une variation de la largeur à mi-hauteur de la PSF en fonction des coordonnées du centre de la PSF sur un grand nombre d'observations (Fig. 3.26). Nous assimilons la variation de la forme de la PSF à l'effet pixel phase. Nous observons en effet une similitude entre la réponse intra-pixel et la mesure de la FWHM moyenne en fonction des coordonnées du centre de la PSF : la réponse intrapixel maximale est décalée du centre du pixel tout comme la FWHM minimale l'est (indépendamment du moment de l'observation, Fig. 3.24). En d'autres mots, les cartes de corrections pour les variations de sensibilité intrapixel indiquent que le flux mesuré est plus élevé si le centre de la PSF se situe dans les régions centrales d'un pixel par rapport aux bords du pixel ; nous observons parallèlement une tendance inverse de la FWHM ; en somme, pour une ouverture donnée, le "flux" est plus élevé et la FWHM est moindre lorsque le centre de la PSF se situe dans les régions centrales du pixel que du bord ; ces extrema ne se situent pas exactement au centre du pixel, mais semblent être décalés de la même manière.

---

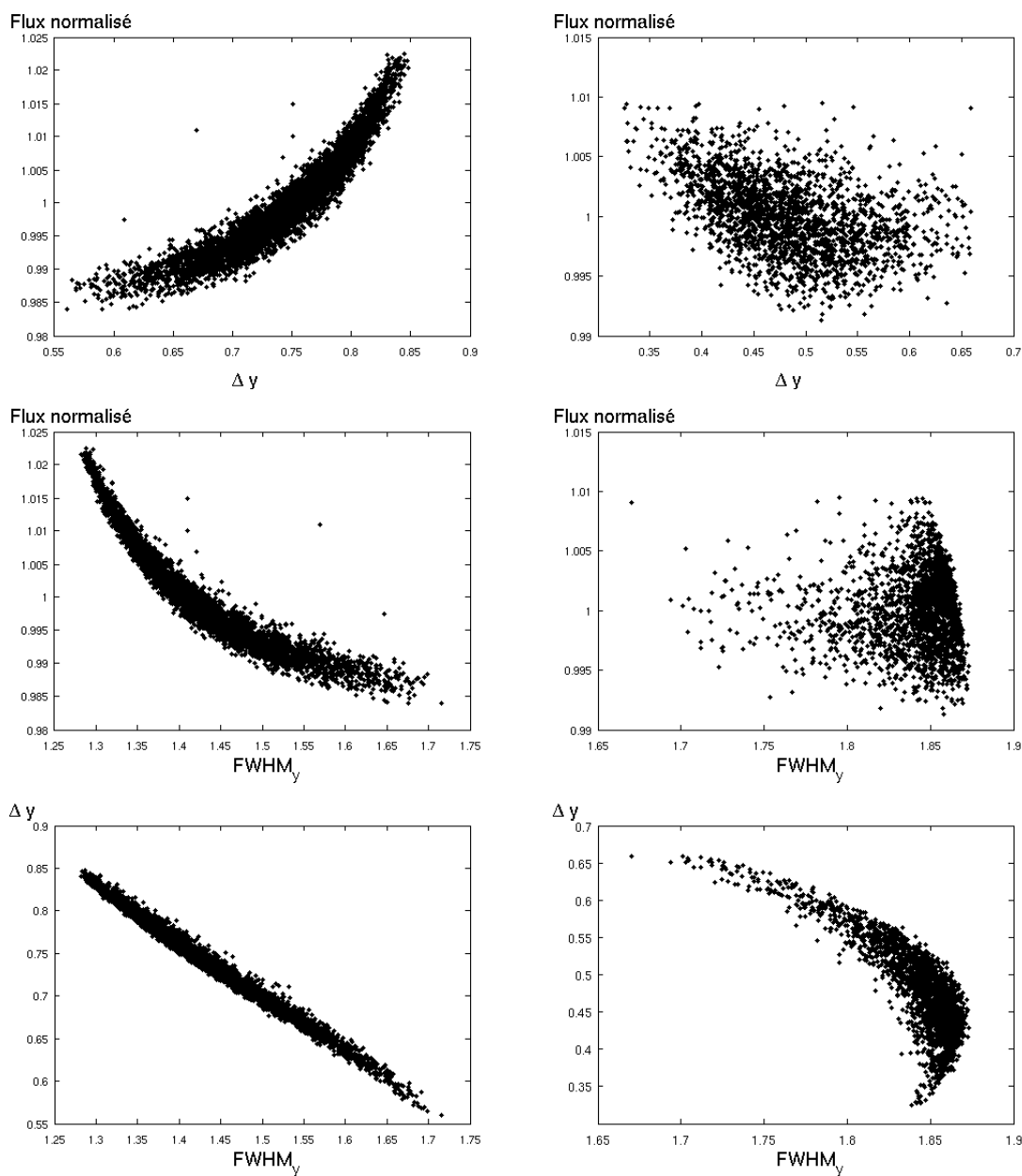
20. voir <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irac/calibrationfiles/pixelphase/>



**Figure 3.25** – En haut : Variation des coordonnées  $x$  et  $y$  du centre de la PSF en fonction du temps due dans un premier temps à la dérive du gyroscope du télescope et constamment à des effets d'oscillations engendrées par le cycle périodique du chauffage d'une batterie au sein du module de service (données IRAC à  $3,6 \mu\text{m}$ , AOR : 38807296, GJ 436). On observe également une dérive à long terme du pointage du télescope dans la mesure des coordonnées horizontale et verticale de la PSF. Les traits obliques discontinus cyans soulignent la variation globale du pointage. Au milieu : Variation des largeurs à mi-hauteur de la PSF selon  $x$  et  $y$  en fonction du temps lors de la même observation. En bas : Variation de la largeur à mi-hauteur moyenne et du flux normalisé mesuré en fonction du temps.



**Figure 3.26** – Largeurs à mi-hauteur selon les axes  $x$  et  $y$  respectivement à gauche et à droite, en fonction des coordonnées du centre de la PSF au sein d’un pixel, pour le canal 1 à  $3,6 \mu\text{m}$  de IRAC en haut et le canal 2 à  $4,5 \mu\text{m}$  de IRAC en bas. Les coordonnées et les largeurs à mi-hauteur ont été déterminées par l’ajustement d’une gaussienne elliptique à deux dimensions sur la PSF de l’étoile, à l’aide d’un algorithme de Levenberg-Marquardt. Les zones blanches sont dépourvues de mesures. Pour le canal 1, nous avons utilisé les images provenant des AOR 14745088, 14804736, 15462912, 22377728, 23406592, 24740096, 24882688, 27928832, 28894208, 28894464, 31755008, 31758592, 31760384, 31766784, 31768320, 31774976, 34774528, 34870272, 36787456, 36788224, 38805760, 38807296, 39200512, 39445760, 40008704, 40217344, 40217856, 40247296, 40848384, 41260032, 41591808, 41628416, 41628672, 41628928, 41629184, 41629440, 42614272, 42617856, 42619904, 42805504, 43970048, 45427712, 45657856, 45833472, 46479872, 46485248, 46485760, 46857728, 47024640, 47035648, 47040000, 47051264, 47061248 et 48356864; pour le canal 2, les AOR 14804736, 15462912, 24882944, 27928576, 28894720, 28894976, 31749376, 31751680, 31761920, 34774272, 34870784, 36785664, 38390528, 38685440, 38702336, 38702592, 38703360, 38703616, 38703872, 38704128, 38704384, 38808064, 39199488, 39444480, 40008448, 40217600, 40218112, 40268288, 40268800, 40269312, 40848128, 41587200, 42019328, 42019840, 42614016, 42615040, 42617600, 42619392, 42805248, 43970560, 43981824, 45195008, 45197568, 45426688, 45428224, 45833728, 46468096, 46470912, 46475520, 46475776, 46857472, 47035136, 47051008, 47060736, 48356608.

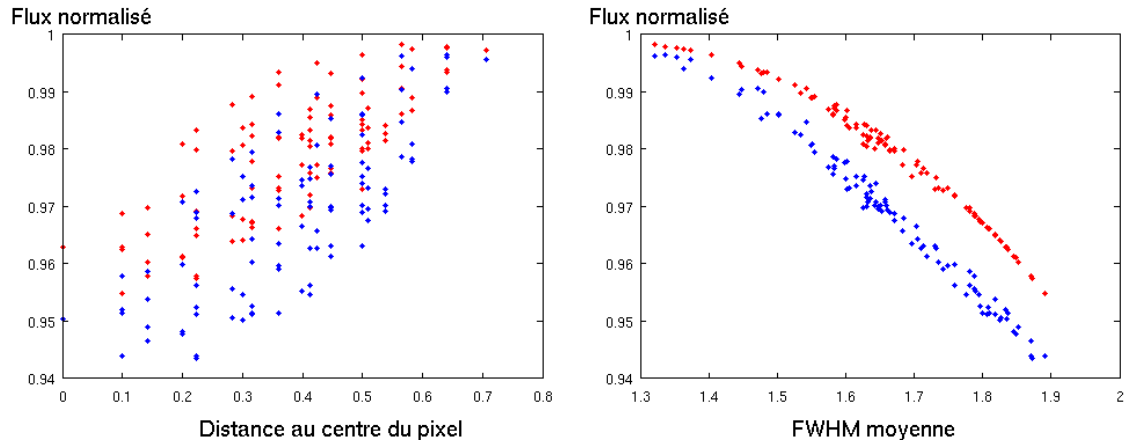


**Figure 3.27** – Variation du flux normalisé en fonction de, en haut, la coordonnée du centre de la PSF sur le pixel  $\Delta y$  (selon l'axe vertical) et au milieu, la largeur à mi-hauteur selon l'axe vertical. Nous considérons les coordonnées (0,0) pour le coin inférieur gauche du pixel. En bas,  $\Delta y$  en fonction de la FWHM selon l'axe vertical. A gauche, le centre de la PSF est éloigné du bord du pixel (à  $3,6 \mu\text{m}$ , AOR : 41629184, HD 209458), à droite non (à  $3,6 \mu\text{m}$ , AOR : 38807296, GJ 436).

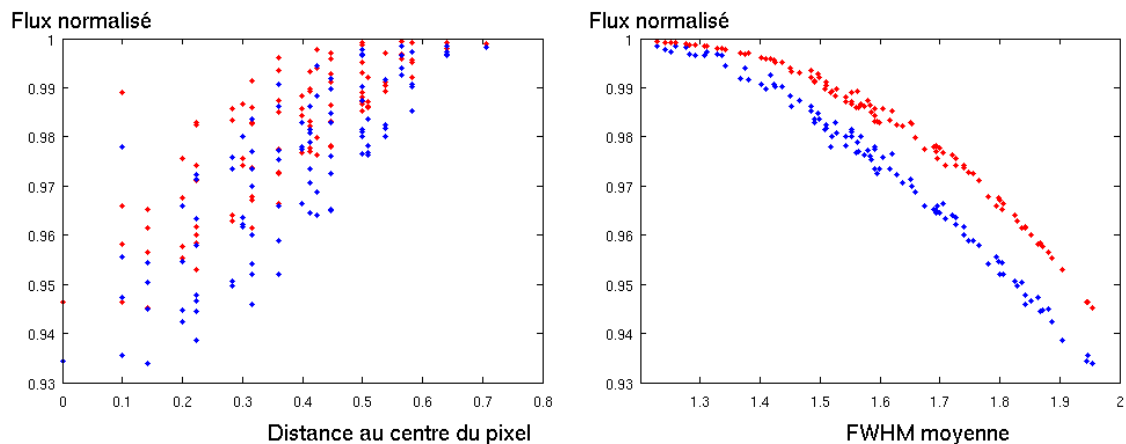
Nous montrons également sur la figure 3.25 l'évolution des FWHM en fonction du temps en parallèle avec les variations du centre de la PSF et du flux normalisé. Nos mesures de FWHM ont été opérées sur base de l'ajustement (fit) d'une gaussienne elliptique à deux dimensions sur la fonction de l'étalement de la source (voir Sect. 4.3.1).

Nous avons également observé une dépendance du flux selon les largeurs à mi-hauteur de la PSF ajustée à une gaussienne elliptique à 2 dimensions (Fig. 3.27). La corrélation flux-FWHM est proche de celle flux-position lorsque le centre de la PSF ne varie pas près des bords, ni du centre du pixel. Dans le cas contraire, les FWHM ne correspondent plus à une seule coordonnée du centre de la PSF. Puisque la fonction  $\text{FWHM}(x,y)$  n'est pas bijective, la corrélation flux-FWHM diffère de celle flux-position (Fig. 3.27).

Nous proposons un troisième exercice où nous récoltons toujours le nombre de photoélectrons au sein d'une ouverture circulaire d'une source dont la PSF est assimilée à une gaussienne à deux dimensions, mais cette fois-ci, la gaussienne est elliptique. Ses largeurs à mi-hauteurs diffèrent selon la position du centre de la gaussienne sur la grille et correspondent à celles que nous avons mesurées au préalable. Nous construisons deux jeux d'images s'accordant aux canaux 1 et 2 de IRAC. Les figures 3.28 et 3.29 permettent l'examen de potentielles corrélations du flux avec le centre de la PSF et la largeur à mi-hauteur moyenne. Elles soulignent principalement la dépendance du flux normalisé avec la FWHM moyenne. La variation de la FWHM se fait ressentir sur les flux normalisés réels (points rouges, leurs valeurs ne sont plus constantes), ainsi que sur le flux normalisé obtenu par photométrie d'ouverture (points bleus). Ces dernières mesures diffèrent comme précédemment du flux normalisé réel à cause de l'effet de pixellisation. On observe également une corrélation entre la distance séparant le centre de la PSF du centre du pixel, cependant celle-ci est plus faible. Nous avons donc proposé et utilisé la corrélation entre la FWHM et le flux normalisé dans l'article Lanotte et al. (2014).



**Figure 3.28** – Exercice 3 : Effet de pixellisation considérant une gaussienne elliptique à deux dimensions en tant que PSF. Les largeurs à mi-hauteur de la gaussienne correspondent à celles des PSF du canal 1 de IRAC à  $3,6 \mu\text{m}$  que nous avons mesurées sur une série de jeux de données à différentes positions du centre de la PSF sur un pixel. Le centre de la gaussienne est déplacé au sein d'un pixel. Le flux normalisé obtenu par photométrie d'ouverture (bleu) dépend de la position du centre de la gaussienne par rapport au centre du pixel et surtout de la FWHM. Le flux normalisé tombant réellement dans l'ouverture est indiqué en rouge. L'écart vertical entre les points bleus et rouges rend compte de l'effet de pixellisation. Cet effet n'est pas le seul affectant les mesures puisque les flux normalisés réels ne sont pas constants.



**Figure 3.29** – Idem que la figure 3.28 pour le canal 2 de IRAC à  $4,5 \mu\text{m}$ .



Dans le cadre de la mesure précise de transits, d'occultations et de courbes de phase d'exoplanètes, il est essentiel de corriger cet effet systématique. Plusieurs manières de modéliser cet effet ont été proposées en considérant :

- (a) la corrélation du flux avec les décalages horizontaux et verticaux du centre de la PSF par rapport au centre du pixel, à l'aide du polynôme suivant Charbonneau et al. (2008) :

$$F(x,y) = a_0 + a_1dx + a_2dx^2 + a_3dx^3 + a_4dy + a_5dy^2 + a_6dy^3 + a_7dxdy + a_8dxdy^2 + a_9dx^2dy \quad (3.1)$$

où  $dx$  et  $dy$  sont les distances relatives du centroïde de la PSF au centre du pixel et les  $a_0$  à  $a_9$  sont des paramètres d'ajustement.

- (b) la corrélation du flux avec les largeurs à mi-hauteur suivant Lanotte et al. (2014) :

$$F(w_x, w_y) = a_{10} + a_{11}w_x + a_{12}w_x^2 + a_{13}w_x^3 + a_{14}w_y + a_{15}w_y^2 + a_{16}w_y^3 \quad (3.2)$$

où  $w_x$  et  $w_y$  sont respectivement les largeurs à mi-hauteur de la PSF dans les directions  $x$  et  $y$ , et  $a_{10}$  à  $a_{16}$  sont des paramètres d'ajustement. Nous avons proposé cette modélisation notamment sur base de la corrélation du flux avec la FWHM qui est similaire à celle du flux avec la position de la PSF.

- (c) l'utilisation d'un rayon d'ouverture variable lors des mesures photométriques. Parallèlement à nos travaux, Lewis et al. (2013) ont proposé de tenir compte de la variation de l'étalement de la PSF en utilisant un rayon d'ouverture variable au cours du temps et dépendant du paramètre "noise pixel"  $\beta$  défini comme étant égal à

$$\beta = \frac{(\sum_i I_i)^2}{\sum_i I_i^2} \quad (3.3)$$

où  $I_i$  est l'intensité mesurée du  $i^{\text{ième}}$  pixel (ou de sa fraction) au sein d'une ouverture circulaire. Les courbes de lumière résultantes (brutes) sont moins affectées par l'effet "pixel phase".

- (d) une carte de la surface d'un pixel à haute résolution (Ballard et al., 2010a; Stevenson et al., 2012a). Dans ce travail, nous avons employé la méthode de

cartographie “Bi-Linearly-Interpolated Sub-pixel Sensitivity” (BLISS) de Stevenson et al. (2012a) en plus des méthodes (a) et (b). Elle est schématisée sur la figure 3.30 et procède comme suit (en conservant les mêmes notations) :

- (1) On crée une carte grillée de  $N_l \times N_m$  noeuds encadrant l'ensemble des coordonnées du centre de l'étoile. Les mailles rectangulaires sont identiques.
- (2) On associe chaque mesure de flux normalisé de l'étoile,  $F_k$ , de coordonnée  $(x,y)$  au noeud le plus proche de coordonnées  $(x_l,y_m) : F_k(x,y) \rightarrow F_{k,l,m}(x,y)$ .  $l$  est compris entre 1 et  $N_l$  et  $m$  entre 1 et  $N_m$ .
- (3) La valeur assignée au noeud de coordonnées  $(x_l,y_m)$ ,  $F(x_l,y_m)$ , correspond à la moyenne des mesures de flux normalisés  $F_{k,l,m}(x,y)$ <sup>21</sup> lui étant associées. La valeur attribuée à un noeud n'ayant pas de  $F_k$  est déterminée par interpolation du plus proche voisin (NNI). Le nombre de mesures associées d'un noeud est propre à chaque noeud et dépend de la distribution des coordonnées de l'étoile sur la grille et du choix de  $N_l$  et  $N_m$ . Chaque noeud a ainsi une valeur qui lui est associée.
- (4) On génère la carte de sensibilité  $M(x,y)$ . Chaque point de la carte généré ne dépend que des quatre noeuds les plus proches. Afin de garantir la continuité de la surface des pixels, on opère, pour chaque point de la surface des pixels, une moyenne pondérée des flux moyens par les distances des 4 noeuds les plus proches de coordonnées  $(x_l,y_m)$ ,  $(x_{l+1},y_m)$ ,  $(x_l,y_{m+1})$  et  $(x_{l+1},y_{m+1})$  au point de la surface des pixels étudié :

$$\begin{aligned}
M(x,y) &= F(x_l,y_m) \frac{x_{l+1} - x}{x_{l+1} - x_l} \frac{y_{m+1} - y}{y_{m+1} - y_m} + F(x_{l+1},y_m) \frac{x - x_l}{x_{l+1} - x_l} \frac{y_{m+1} - y}{y_{m+1} - y_m} \\
&+ F(x_l,y_{m+1}) \frac{x_{l+1} - x}{x_{l+1} - x_l} \frac{y - y_m}{y_{m+1} - y_m} \\
&+ F(x_{l+1},y_{m+1}) \frac{x - x_l}{x_{l+1} - x_l} \frac{y - y_m}{y_{m+1} - y_m}.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

- (5) On peut désormais utiliser  $M(x,y)$  dans le modèle de la courbe de lumière. Chaque mesure de flux  $F_k(x,y)$  a une valeur  $M(x,y)$  qui lui est associée.

---

21. Nous verrons lors de l'analyse des données par la méthode MCMC (Sect. 4.7) que nous ne prenons pas la valeur flux normalisé de l'étoile elle-même, mais cette valeur divisée par le modèle de courbe de lumière établi, afin de ne tenir compte que des variations du flux dépendant de la position.

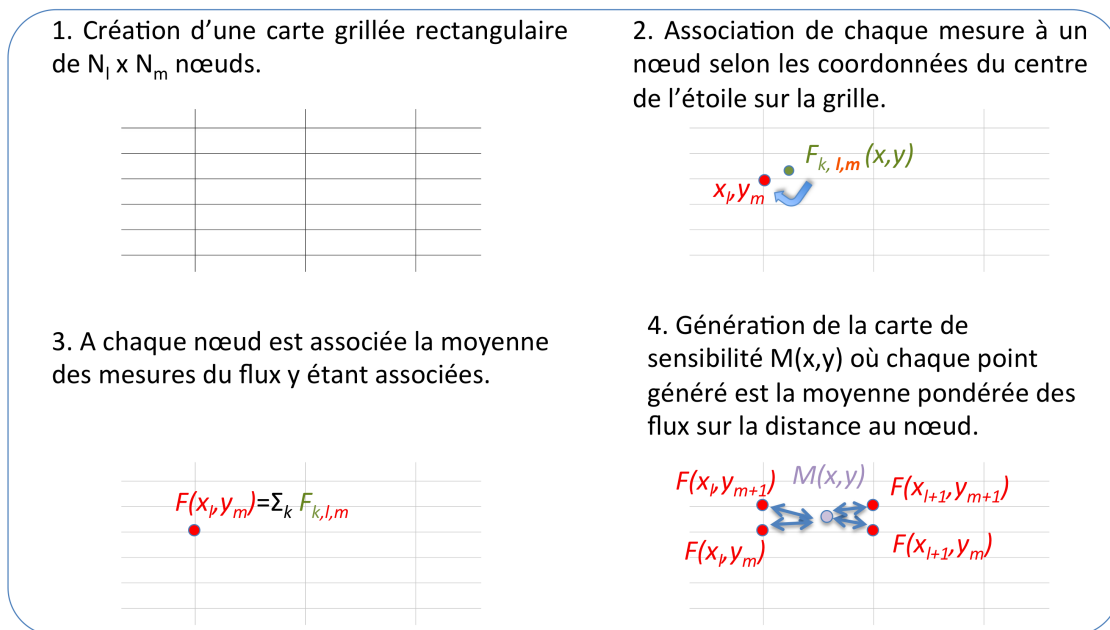


Figure 3.30 – Procédé de la construction d'une cartographie BLISS.

### 3.5.4 Effet de “rampe”

Les courbes de lumière de IRAC présentent régulièrement une augmentation ou diminution du flux ressemblant à une rampe (ex. : Fig. 3.23, Knutson et al., 2008). La nature de cet effet dit de “rampe” est attribuée à un mécanisme de piégeage de charges (charge-trapping) conduisant à l'augmentation du gain effectif, et donc du flux mesuré, dans chaque pixel. Son amplitude dépend du niveau d'illumination du pixel individuel. Les pixels avec une haute illumination ( $>250$  MJy/sr à  $8 \mu\text{m}$ ) convergent vers une valeur constante dans la première heure d'observation, alors que ceux avec une faible illumination montrent une augmentation linéaire du flux mesuré au cours du temps avec une pente qui varie inversement avec le logarithme du niveau d'illumination (Fressin et al., 2010). Sur base de ce comportement, il est suggéré qu'un pixel qui n'a pas encore été illuminé a des “pièges de charges” presque vides et que ces pièges sont remplis au fur et à mesure en fonction de la fraction d'électrons générés par le flux lumineux incident, jusqu'à être entièrement remplis.

L'effet de rampe est important dans les instruments *Spitzer* en matériaux Si:As mais est également présent dans ceux en InSb<sup>22</sup>. En effet, Knutson et al. (2009a) ont observé un effet similaire à 3,6  $\mu\text{m}$  dans la courbe de lumière de TrES-4 et d'une étoile de comparaison dans le champ qu'ils attribuent à un effet de rampe. Par contre, à 4,5 $\mu\text{m}$ , ils ont constaté une tendance inverse (diminution du flux normalisé au cours du temps). L'effet de rampe à 3,6  $\mu\text{m}$  n'avait pas été visible dans l'observation des étoiles HD 189733 et HD 209458, qui sont environ 100 fois plus brillantes dans cette bande passante que TrES-4 (Knutson et al., 2009a). Etant donné que cet effet dépend de l'illumination du pixel, la position du centre de la PSF variant au cours du temps peut influencer la forme de la rampe comme le soulignent Laughlin et al. (2009) sur base de l'observation photométrique à 8  $\mu\text{m}$  de HD 80606 et de son compagnon visuel HD 80607 dans le même champ.

Afin de réduire l'amplitude de cette rampe, les observations scientifiques sont précédées par le pointage d'une source brillante. On parle de "préflash" (Knutson et al., 2009b). La rampe est modélisée par un polynôme fonction du logarithme du temps (Charbonneau et al., 2008) ou encore par une fonction exponentielle (Agol et al., 2010) :

$$F(t) = a_{17} \log t + a_{18} \log^2 t \quad (3.5)$$

$$F(t) = a_{17} e^{-t/P_{r1}} + a_{18} e^{-t/P_{r2}} \quad (3.6)$$

où  $a_{17}$ ,  $a_{18}$ ,  $P_{r1}$  et  $P_{r2}$  sont des paramètres d'ajustement.

### 3.5.5 Variation stellaire et du ciel

Des effets systématiques indépendants de l'instrument utilisé sont également à considérer dans certains cas. L'étoile elle-même peut présenter des variations de flux à cause de son activité et sa rotation. Nous les modélisons à l'aide du polynôme :

$$F(t) = a_{19}t + a_{20}t^2 + a_{21}t^3. \quad (3.7)$$

---

22. Pour rappel, les détecteurs IRAC à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$  sont en InSb, et ceux à 5,6 et 8  $\mu\text{m}$  en Si:As. Il en est de même de l'instrument IRS à 16  $\mu\text{m}$ .

La mesure du fond de ciel (*ciel*) peut également fluctuer au cours du temps à cause du positionnement de l'instrument par rapport au Soleil, de la météo, de l'émission thermique du détecteur ou de l'instrument ... Les mesures photométriques peuvent être ajustées par la relation :

$$F(\text{ciel}) = a_{22}\text{ciel} + a_{23}\text{ciel}^2. \quad (3.8)$$

Enfin, nous devons tenir compte, pour les observations au sol, de l'évolution de la masse d'air que traverse la radiation stellaire en prêtant attention à la masse d'air ( $A = 10^{\text{airmass}}$ ) via le polynôme :

$$F(A) = a_{24}A + a_{25}A^2 \quad (3.9)$$

où les  $a_{19}$  à  $a_{25}$  sont des paramètres d'ajustement.

**Table 3.1** – Récapitulatif des effets systématiques provenant de l'instrument, des mesures, de la variabilité stellaire, du ciel et de la masse d'air, et des solutions à apporter.

Effet	Détecteur	Résolution
pixellisation	tous	$F(x,y) = a_0 + a_1dx + a_2dx^2 + a_3dx^3 + a_4dy + a_5dy^2 + a_6dy^3 + a_7dxdy + a_8dxdy^2 + a_9dx^2dy$ (eq. 3.1)
		$F(w_x,w_y) = a_{10} + a_{11}w_x + a_{12}w_x^2 + a_{13}w_x^3 + a_{14}w_y + a_{15}w_y^2 + a_{16}w_y^3$ (eq. 3.2)  Photométrie de déconvolution si la PSF ne varie pas sur le champ du détecteur
pixel-phase + pixellisation	IRAC 1, IRAC 2	$F(dx,dy)$ (eq. 3.1)
		$F(w_x,w_y)$ (eq. 3.2)
		$M(x,y)$ , Bliss mapping
		Photométrie à rayon d'ouverture variable dépendant de $\beta$ ou de $w$
rampe	IRAC, IRS	$F(\log(t)) = a_{17} \log t + a_{18} \log^2 t$ (eq. 3.5)  ou $F(e(t)) = a_{17}e^{-t/P_{r1}} + a_{18}e^{-t/P_{r2}}$ (eq. 3.6)
modulation stellaire à basse fréquence	tous	$F(t) = a_{19}t + a_{20}t^2 + a_{21}t^3$ (eq. 3.7)
modulation du ciel	tous	$F(ciel) = a_{22}ciel + a_{23}ciel^2$ (eq. 3.8)
modulation de la masse de l'air	au sol	$F(A) = a_{24}A + a_{25}A^2$ (eq. 3.9)

# Chapitre 4

## Outils pour la réduction et l'analyse des données

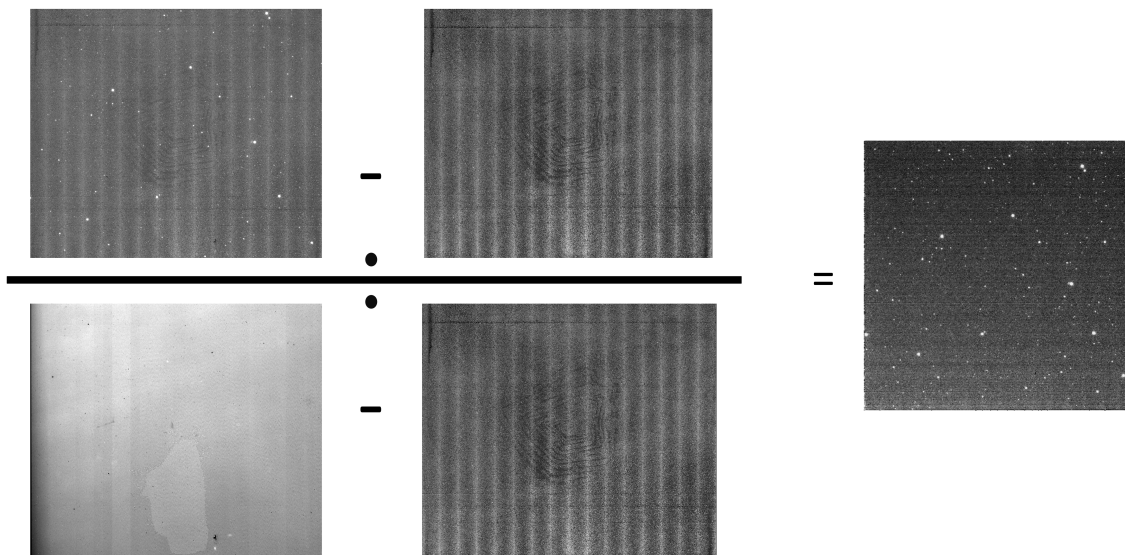
Dans le chapitre précédent, nous avons décrit les différentes sources de bruit et d'effets systématiques, liées au détecteur ou au ciel infrarouge, affectant les données photométriques. Nous avons également évoqué quelques solutions permettant de les atténuer lors de la réduction de données. Nous les précisons dans ce chapitre en décrivant les outils de réduction et d'analyse de données, en commençant par la présentation de la pré-réduction des données. Nous continuons par le développement des deux méthodes de mesures photométriques que nous avons optimisées dans le cadre de notre étude : la photométrie de déconvolution et la photométrie d'ouverture. Nous poursuivons ce chapitre avec le calcul de la dilution d'une étoile en présence d'une étoile contaminante dans le champ et clôturons par l'analyse des données avec la description des algorithmes Monte Carlo par chaînes de Markov et de recherche d'une planète en transit.

### 4.1 Pré-réduction

---

Avant de pouvoir commencer tout traitement de données, il est essentiel de calibrer les images brutes fournies par le détecteur. La correction la plus importante à apporter découle de deux types d'erreurs, additives et multiplicatives, dont les

sources respectives sont le courant d'obscurité (et le bias) et la différence de sensibilité d'un pixel à l'autre. Dans ce but, nous avons pré-réduit les images au sol à l'aide de routines<sup>1</sup> de l'environnement PyRAF<sup>2</sup> et parallèlement testé le software de pré-réduction de données GASGANO fourni et développé par l'Observatoire européen austral (ESO, pour European Southern Observatory) sans différence notable. Dans un premier temps, les images mesurant le courant d'obscurité (et le bias) et ayant un même temps de pose sont combinées. On soustrait la combinaison de ces images à toutes les images (de même temps de pose). Dans un second temps, les images "flatfields" sont également combinées. On leur soustrait également le courant d'obscurité (de temps de pose similaires). Ensuite, les images scientifiques sont divisées par les flatfields (Fig. 4.1). Les images scientifiques sont désormais calibrées.



**Figure 4.1** – Préréduction des données. L'image brute à destination "scientifique" en haut à gauche à laquelle on soustrait le courant d'obscurité obtenu avec un temps de pose égal à celui de l'image scientifique avant de la diviser par le flatfield lui-même corrigé du courant d'obscurité. L'image calibrée est présentée à droite.

1. darkcombine, flatcombine, et cedproc du package IMRED/CCDRED

2. PyRAF est un langage de commandes permettant de lancer les tâches d'IRAF en se basant sur le langage de script Python. IRAF est distribué par le National Optical Astronomy Observatory.



Pour les observations *Spitzer*, nous employons directement les images BCD (Basic Calibrated Data) calibrées par le pipeline standard de *Spitzer*<sup>3</sup>. Les images HAWK-I et *Spitzer* peuvent être trouvées facilement sur les archives ESO<sup>4</sup> et *Spitzer*<sup>5</sup>.

Il est également possible d'améliorer la cosmétique d'une image en remplaçant les valeurs "déviantes" de pixels par la moyenne de celles de ses pixels voisins. On identifie une valeur de pixel comme étant déviante si elle est par exemple éloignée à plus  $5\sigma$ <sup>6</sup> de la médiane des valeurs de ses pixels voisins pour les pixels mesurant le ciel et de  $50\sigma$  pour les pixels où sont positionnées les étoiles. Une alternative ou un complément est, pour chaque pixel, de comparer sa valeur sur l'image traitée avec la médiane des valeurs prises par ce pixel sur l'ensemble du jeu de données. Ces images sont réalignées si cela est nécessaire. Nous avons opéré cette étape (double) de correction cosmétique uniquement pour les données au sol.

La dernière étape, moins indispensable mais intéressante pour les images infrarouges, est le retrait préliminaire du fond de ciel sur les images, qui comme nous l'avons mentionné, a une amplitude élevée dans le domaine infrarouge. Elle n'est possible que si la position de l'étoile est significativement décalée sur le détecteur lors de chaque pose puisque cette méthode consiste à construire une image du ciel sans présence d'étoiles. De même, le champ ne doit pas être trop encombré d'astres. C'est le cas des données MIPS et des données au sol que nous avons obtenues avec HAWK-I. La cartographie du ciel d'une image est construite en combinant toutes les images ayant une différence temporelle maximale de X minutes avec l'image dont on veut construire la cartographie du ciel. Elles doivent de plus avoir un pointage différent de l'image dont on construit l'image "ciel" de manière à ce que les étoiles aient des positions différentes sur le détecteur. La combinaison permet d'enlever la contribution des étoiles sur le nombre de photoélectrons au sein des pixels à l'aide d'un algorithme rejetant par exemple les "flux"<sup>7</sup> mesurés sur un pixel plus éloignés de  $3\sigma$  de la médiane de ces "flux". L'image "ciel" est ensuite soustraite de l'image correspondante. Un fond de ciel résiduel peut cependant persister.

---

3. voir les Instrument Handbooks de chaque instrument pour plus d'information

4. [http://archive.eso.org/eso/eso\\_archive\\_main.html](http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html)

5. <http://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/>

6.  $\sigma$  est la déviation standard de la valeur du pixel.

7. A proprement parler nous ne mesurons pas le flux mais le nombre de photoélectrons compté sur le détecteur. Par simplicité, nous utiliserons ce terme par la suite et maintenons les guillemets afin de ne pas confondre cette grandeur avec celle du flux réel.

Durant nos analyses, nous avons décelé une nette amélioration de la qualité de la photométrie après soustraction du ciel principalement pour les données MIPS où la contribution du ciel est élevée par rapport au flux stellaire<sup>8</sup>.

## 4.2 Photométrie de déconvolution

---

Durant ce travail de thèse, nous avons employé et adapté la photométrie de déconvolution partielle DECPHOT décrite par Gillon et al. (2006, 2007b). Cette dernière se base sur la “méthode MCS” (Magain et al., 1998, 2007), dont le nom tient des initiales de ses concepteurs Magain, Courbin et Sohy. Cette section donne les fondements de la méthode de déconvolution partielle, son origine, son application et son intérêt. Les notions théoriques proviennent des articles cités ci-dessus et des travaux de thèse de Courbin (1999), Gillon (2006), Chantry (2009).

### 4.2.1 Base de la méthode

Contrairement à la méthode MCS, les méthodes de déconvolution dites traditionnelles tentent d'obtenir la distribution de la lumière originelle, c'est-à-dire d'une résolution infinie. Cela serait possible théoriquement dans le cas de pixels de taille infiniment petite. Puisque ce cas est loin d'être réel, il en résulte l'apparition d'oscillations de Gibbs (des anneaux entourant les points sources) sur les images déconvoluées. Les techniques classiques de déconvolution tentent d'éradiquer ce problème par exemple en lissant l'image et/ou en contraignant la positivité du flux. Ceci a peut-être pour effet de réduire l'ampleur des artefacts, mais ils restent présents. De plus, les images déconvoluées ne conservent pas les intensités relatives des différentes parties de l'image, empêchant donc toutes mesures photométriques. Ils rendraient ainsi l'utilisation de la déconvolution inutile dans le cadre de cette thèse. Ces inconvénients peuvent être palliés en tenant compte dès le départ du théorème d'échantillonnage de Shannon (1949). L'ambition de la déconvolution doit ainsi se réduire à l'amélioration de la résolution de l'image. C'est

---

8. Durant l'observation de HD 209458 en décembre 2005, le ciel moyen est de l'ordre de 26 MJy/sr et le pic d'émission des pixels de 43 MJy/sr à 24  $\mu\text{m}$ . A 16  $\mu\text{m}$ , cet écart augmente, le ciel est de l'ordre de 14 MJy/sr et le pic d'émission des pixels de 96 MJy/sr.

ce que fait la méthode MCS en proposant l'utilisation d'une PSF partielle  $s(\mathbf{x})$  et non de la PSF totale  $t(\mathbf{x})$ . Il convient de différencier ces deux types de PSF.

La PSF totale est la réponse instrumentale, et atmosphérique lorsque les données sont prises au sol. Son profil est fonction de la diffraction de la lumière d'une source ponctuelle à travers le système optique de l'instrument et de la déformation du front d'onde plan à travers les différentes couches d'air non homogènes et sujettes à des mouvements erratiques. Elle est donc fixée par les observations elles-mêmes. Le signal astronomique original  $f(\mathbf{x})$  (ce que l'on souhaiterait obtenir idéalement) est convolué par  $t(\mathbf{x})$  et est échantillonné sur un champ de pixels. A cette convolution s'ajoutent les différentes sources de bruit  $n(\mathbf{x})$  (bruit de lecture du CCD, bruit dû au caractère statistique du comptage de photons, ...) pour donner l'image observée  $d(\mathbf{x})$  :

$$d(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) * t(\mathbf{x}) + n(\mathbf{x}), \quad (4.1)$$

où “\*” correspond à l'opérateur de convolution et  $\mathbf{x}$  au vecteur position du pixel sur le champ. En première approximation, la fonction  $f(\mathbf{x})$  peut être assimilée pour chaque étoile à une fonction de type  $\delta$  de Dirac multipliée par le nombre de photo-électrons associé à l'étoile et compté par le détecteur. En effet, leur diamètre angulaire ( $\ll 0,001$  arcsec) est fort petit par rapport à la taille d'un pixel ( $\sim 0,1$  arcsec).

La PSF partielle est plus étroite que la PSF totale car l'image déconvoluée  $r(\mathbf{x})$  est spécifiée de façon à avoir une résolution compatible avec le pas d'échantillonnage de l'image observée. Ces deux PSF sont liées par la formule suivante :

$$t(\mathbf{x}) = s(\mathbf{x}) * r(\mathbf{x}), \quad (4.2)$$

où  $r(\mathbf{x})$  est le profil final d'une source ponctuelle (étoile) qui doit être échantillonné avec au moins deux pixels à mi-hauteur afin de satisfaire au théorème d'échantillonnage. Notons que la taille des pixels utilisée pour représenter l'image déconvoluée est libre d'être choisie par l'utilisateur. En pratique, la taille originelle des pixels est adoptée, ou plus souvent la moitié de la taille originelle, afin de permettre une meilleure précision et résolution spatiale. La fonction  $r(\mathbf{x})$  est également appelée PSF finale. Dans la pratique, un profil gaussien à symétrie circulaire est employé pour  $r(\mathbf{x})$ . Nous imposons donc que l'image d'une source ponctuelle déconvoluée partiellement soit une gaussienne circulaire à deux dimensions. Ce choix a une influence sur la forme de la PSF partielle.

La méthode MCS a vu le jour dans le cadre de l'étude des mirages gravitationnels. Ces images incluent donc des sources non ponctuelles telles que des galaxies. Afin de gagner du temps de calcul, Gillon et al. (2006) ont adapté et optimisé cette méthode dans l'étude photométrique d'un champ d'étoiles en vue de mesurer un transit planétaire. Le développement qui suit se focalise sur l'algorithme DECPHOT. Cette méthode dévie principalement du MCS par l'ajout d'une soustraction du fond du ciel aux données et par un calcul plus rapide. Elle ne tient plus compte des sources étendues (ex. : galaxies).

En combinant les deux équations 4.1 et 4.2, nous obtenons :

$$d(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) * (s(\mathbf{x}) * r(\mathbf{x})) + n(\mathbf{x}), \quad (4.3)$$

où nous cherchons à trouver la fonction des sources  $k(\mathbf{x})$  définie par la convolution de la PSF finale avec le signal astronomique original contenant  $M$  sources ponctuelles et consistant en une fonction  $\delta$  pour chaque point source, soit :

$$k(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) * r(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^M a_j r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_j), \quad (4.4)$$

afin d'en déduire les intensités  $a_j$  et les coordonnées du centre  $\mathbf{c}_j$  de chacune des sources ponctuelles  $j$ . La PSF partielle est construite sur base d'une fonction analytique  $s_0$  et d'une correction numérique  $s_f$  :

$$s(\mathbf{x}) = s_0(\mathbf{x}) + s_f(\mathbf{x}). \quad (4.5)$$

Nous reviendrons plus tard sur sa construction.

Lors de la déconvolution partielle d'une image, DECPHOT se base sur la minimisation de la fonction de mérite suivante :

$$S = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left( d_i - b_i - \left[ s(\mathbf{x}) * \left( \sum_{j=1}^M a_j r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_j) \right) \right]_i \right)^2 + \lambda H(s), \quad (4.6)$$

où  $N$  est le nombre de pixels et  $\sigma_i$  est la déviation standard du pixel  $i$ . Les valeurs de  $d_i$  et  $b_i$  sont respectivement le nombre de photons comptés (la donnée) et le ciel estimé au pixel  $i$ . Le ciel<sup>9</sup> est représenté par un polynôme du second ordre à deux

---

9. A la base l'ajustement du ciel était prévu pour des images dont on n'avait pas pu enlever le ciel au préalable. Il est cependant possible de l'utiliser de manière supplémentaire au retrait préliminaire.

dimensions et est soustrait simultanément durant le processus de déconvolution.  $H(s)$  est une contrainte de lissage introduite sur la correction numérique de la PSF ( $s_f$ ). On utilise la technique de “minimisation” des multiplicateurs de Lagrange, où  $\lambda$  est un multiplicateur de Lagrange. La contrainte de lissage est définie par

$$H(s) = \sum_{i=1}^N \left( s_{f,i} - [g * s_f]_i \right)^2, \quad (4.7)$$

où  $s_{f,i}$  est la valeur de la correction numérique de la PSF partielle au pixel  $i$  et  $g$  est une gaussienne. Les largeurs de  $g$  et la valeur de  $\lambda$  sont ajustées de manière à ce que le  $\chi^2$  soit de l'ordre de

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left( d_i - b_i - \left[ s(\mathbf{x}) * \left( \sum_{j=1}^M a_j r(\mathbf{x} - \mathbf{c}_j) \right) \right]_i \right)^2 \approx N, \quad (4.8)$$

lorsque la fonction de mérite  $S$  atteint son minimum.

### 4.2.2 Utilisation

Le processus de déconvolution cherche à obtenir  $s(\mathbf{x})$ ,  $a_j$  et  $\mathbf{c}_j$  à partir de la connaissance de  $d(\mathbf{x})$ ,  $r(\mathbf{x})$  et de  $\sigma(\mathbf{x})$ , tout en modulant le polynôme à six degrés de liberté définissant le fond de ciel. En pratique, l'utilisateur fournit initialement lui-même une carte d'écart-types  $\sigma(\mathbf{x})$  de l'image sur l'ensemble des pixels. Par défaut, le bruit au sein de chaque pixel peut être écrit :

$$\sigma_i = \sqrt{(I_i - ciel)_{e^-} + \sigma_{ciel}^2}, \quad (4.9)$$

où le premier terme de la racine carrée représente le bruit de photons de l'image sans ciel, avec  $I_i$  l'intensité du pixel  $i$  et  $ciel$  la valeur du ciel moyen de l'image. Ces deux valeurs sont exprimées en unité électrons. Le terme  $\sigma_{ciel}$  est la déviation standard du fond de ciel, aussi en électrons. Lorsqu'un pixel a une valeur déviante (due à un rayon cosmique, pixel chaud, ...), on donne une valeur très grande à  $\sigma_i$  afin que le pixel contaminé n'ait pas de poids dans le processus de déconvolution et donc n'influence pas le résultat final. Afin de détecter ces pixels, l'image étudiée est comparée avec une image de référence qui est souvent une image combinée des autres (avec un même pointage ou réalignées de manière à ce que toutes les sources aient une même position d'une image à l'autre). Pour les observations spatiales, on

**Table 4.1** – Tableau récapitulatif des fonctions définies et images obtenues dans le cadre de l'utilisation de DECPHOT.

Fonction	Définition
$d(\mathbf{x})$	image des “données”, $d_i$ étant le nombre de photoélectrons au sein du pixel $i$
$f(\mathbf{x})$	signal astronomique original, où chaque étoile est assimilée à un point source
$t(\mathbf{x})$	PSF totale, réponse instrumentale et atmosphérique
$n(\mathbf{x})$	différentes sources de bruit
$s(\mathbf{x})$	PSF partielle, celle que nous devons déterminer pour opérer la déconvolution partielle.
$r(\mathbf{x})$	PSF finale, il s'agit du modèle synthétique sous-jacent de l'image déconvoluée et normalisée d'une source sans présence de fond de ciel, telle que convoluée par $s(\mathbf{x})$ elle donne $t(\mathbf{x})$ . Nous l'assimilons à une gaussienne circulaire unitaire 2D de FWHM de 2 pixels.
$b(\mathbf{x})$	fonction du fond de ciel, $b_i$ étant le ciel mesuré au pixel $i$
$k(\mathbf{x})$	fonction des sources, c'est-à-dire les gaussiennes centrées sur la position des $M$ étoiles et d'intensités $a_j$
$s(\mathbf{x}) * k(\mathbf{x}) + b(\mathbf{x})$	modèle de l'image

juge qu'un pixel est déviant si la valeur du pixel de référence est plus petite que  $-5 \sigma_{ciel}$  ou si la différence absolue entre la valeur du pixel de l'image et de l'image référence est plus grande que  $5 \sigma_i$ .

Afin de ne pas confondre une étoile contaminée par une étoile plus faible d'une excroissance de la PSF au niveau de son aile, la PSF partielle est approximée dans un premier temps par une fonction analytique,  $s_0$ , souvent une fonction de Moffat (par la suite nous parlerons de Moffat, Moffat, 1969) définie selon les coordonnées horizontales et verticales du vecteur  $\mathbf{x} = (x, y)$ , par :

$$\mathcal{M}(x, y) = [1 + b_1 x^2 + b_2 y^2 + b_3 xy]^{-\beta}, \quad (4.10)$$

où les paramètres  $b_1$ ,  $b_2$  et  $b_3$  spécifient la largeur de l'ellipticité et l'orientation de la Moffat et  $\beta$  l'importance de la largeur des ailes. Chaque paire de coordonnées  $(c_x, c_y)_j$  de chacune des sources et leur intensité  $a_j$  définissent la fonction  $k(\mathbf{x})$ . Chacun de ces paramètres est initialement estimé par l'utilisateur. Ces paramètres et le fond de ciel (à 6 degrés de liberté) sont ajustés par moindres carrés sur plusieurs itérations. De cette manière, il n'y a pas d'excroissance dans la PSF. Cependant, la fonction analytique n'est pas assez précise pour reproduire le profil instrumental, si bien qu'une composante numérique  $s_f$ , lui est ajoutée. Il est inséré à la fonction analytique de la PSF partielle en commençant en son centre puis graduellement dans les régions de plus en plus éloignées. En procédant de la sorte, l'algorithme est capable d'ajuster correctement l'intensité des sources dans les régions centrales de la PSF tout en évitant de créer des bosses dans les ailes. L'utilisateur fournit le champ d'action initial et final ainsi que la rapidité de sa progression.

Afin de pouvoir juger objectivement de la qualité d'une déconvolution, il est impératif d'étudier l'image résiduelle, c'est-à-dire l'image des données dont on a soustrait le produit de convolution (de  $s(\mathbf{x})$  avec  $k(\mathbf{x})$ ) et le fond de ciel et que l'on a ensuite divisée par  $\sigma_i$ . Une bonne carte de résidus doit avoir des valeurs comprises entre -3 et 3 unités  $\sigma_i$ <sup>10</sup> et une variance de  $\sim 1$ . Elle ne peut pas contenir de structures apparentes. Outre un mauvais ajustement de la PSF partielle, de l'intensité des sources et de leurs coordonnées, elle peut révéler un mauvais lissage ou encore la présence d'éventuelles étoiles non détectées.

---

10. Une valeur en dehors de cet intervalle est probable à moins de 0,27%.

Finalement, il convient de préciser l'utilisation différente de DECPHOT que nous avons pour les données au sol et spatiales. En effet, au sol, la PSF varie au cours du temps ( $s(\mathbf{x}) \rightarrow s(\mathbf{x},t)$ ) à cause de l'atmosphère (variation de la masse d'air, du seeing, vent ...). La PSF partielle doit donc être reconstruite pour chaque nouvelle image sur base de plusieurs sources ponctuelles (étoiles) en supposant que la réponse instrumentale ne varie pas dans le champ. Dans l'espace, la PSF ne devrait pas varier ( $s(\mathbf{x}) \rightarrow s(\mathbf{x},f)$ ). Une fois construite, elle peut donc être utilisée sur toutes les images, fort à propos : en effet, les champs de vue des télescopes spatiaux sont souvent plus restreints, diminuant la probabilité d'avoir plusieurs sources ponctuelles dans une seule image comme c'est le cas de beaucoup d'observations avec *Spitzer*.

### 4.2.3 Application aux données *Spitzer* (espace)

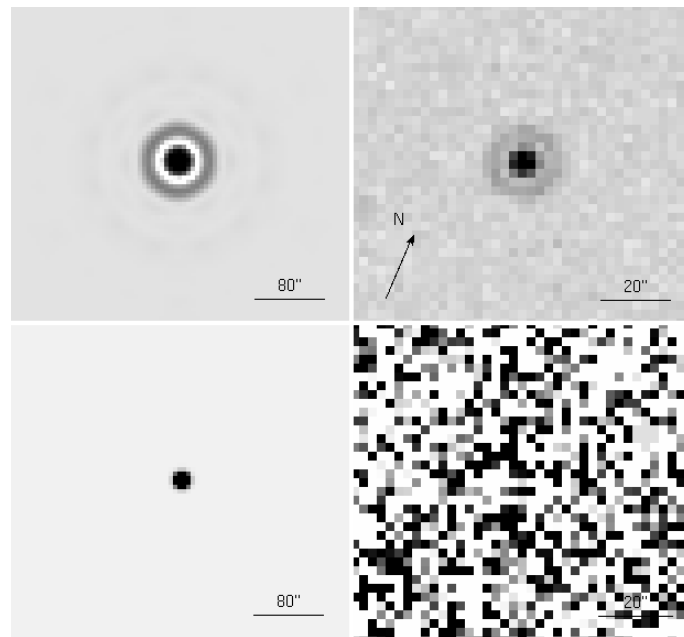
Un des points critiques du processus de déconvolution est la qualité de la PSF partielle. Plus cette dernière est précise, plus la déconvolution s'opère bien. Lors de notre analyse de données de l'instrument MIPS, nous avons construit les PSF partielles en déconvoluant les modèles synthétiques émanant du programme Tiny Tim Point Spread Function de Krist (2002) et fournis sur le site web de *Spitzer*. Au lieu d'utiliser une Moffat en tant qu'approximation de la PSF partielle, nous avons plus simplement utilisé la PSF totale normalisée. Une fois la PSF partielle construite pour chaque région du détecteur, nous l'avons testée avec succès lors de la déconvolution des images ayant pour cible GJ 436. En effet, l'image résiduelle a des valeurs comprises entre  $-3$  et  $3 \sigma$ <sup>11</sup> et ne contient pas de structure particulière (Fig. 4.2). La photométrie de chaque image a permis de fournir une courbe de lumière révélant l'émission thermique de la planète hôte de l'étoile à  $24 \mu\text{m}$  lors de l'occultation.

Nous avons voulu réitérer cette stratégie sur les données IRS, cependant aucune des PSF totales fournies par le site web de *Spitzer* ne rendait possible la construction d'une PSF partielle s'ajustant aux données observationnelles. La solution était donc de construire une PSF partielle sur base des données elles-mêmes, ce qui avait déjà été fait sur des images au sol comprenant plusieurs étoiles (ex. :

---

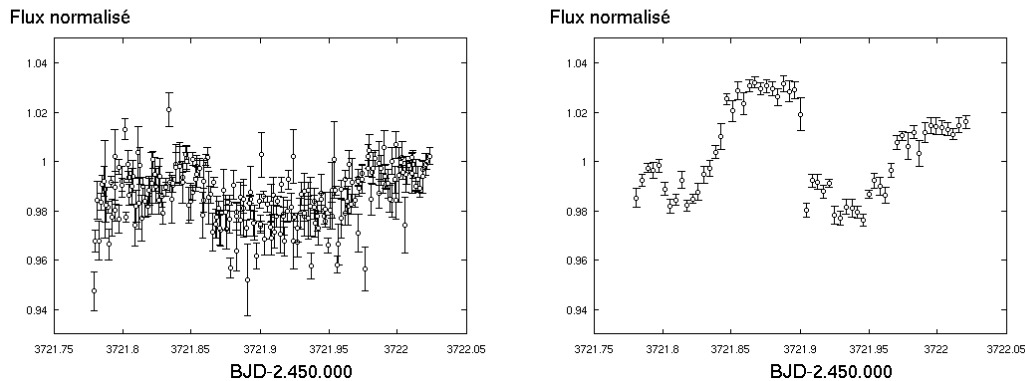
11. La probabilité qu'une valeur soit en dehors de cet intervalle est de moins de 0,27%. Elle l'est de 0,006% si sa valeur absolue est au-delà de  $4 \sigma$ .





**Figure 4.2** – Processus de déconvolution pour MIPS. En haut à gauche : PSF partielle du champ gauche supérieur du détecteur. En haut à droite : une image recoupée et centrée sur GJ 436, dont le ciel a été soustrait au préalable. En bas à gauche : image correspondante déconvoluée et suréchantillonnée par un facteur deux dans les deux directions. En bas à droite : résidus obtenus après la déconvolution partielle. Les valeurs des pixels sont comprises entre  $-3$  et  $3 \sigma$ .

Gillon et al., 2006). Le champ d’IRS étant trop petit pour contenir plusieurs points sources dans le champ de GJ 436, nous avons construit une mosaïque d’images afin d’en obtenir plusieurs. Malheureusement, la variation trop importante du ciel infrarouge empêchait l’ajustement d’un fond de ciel global par un polynôme du second ordre sur la mosaïque. Nous avons donc modifié le programme de déconvolution dans le cadre de cette thèse afin qu’il puisse construire une PSF partielle unique s’ajustant simultanément sur un jeu d’images. Durant le processus, la position et l’intensité de la source ( $c_j$  et  $a_j$ ) ainsi que le ciel sont libres de différer d’une image à l’autre. Seule la PSF partielle ne peut varier d’une image à l’autre. Nous utilisons donc les mêmes images afin de déterminer la PSF partielle et la photométrie de déconvolution. L’utilisation d’une vingtaine d’images a suffit pour déterminer une PSF partielle satisfaisante. Idéalement, ce programme pourrait construire la PSF unique à partir de toutes les images et ainsi fournir la photomé-



**Figure 4.3** – Courbes de lumière obtenues à l’aide de la photométrie de déconvolution de deux manières différentes sur les images IRS de HD 209458 lors d’un transit (AOR : 14817792). A gauche : La déconvolution a été opérée sur chaque image individuellement avec une PSF partielle fixe obtenue préalablement. A droite : La déconvolution a été exécutée simultanément sur 1800 images en ajustant la PSF partielle en même temps que l’intensité et les coordonnées de la source, conduisant (au moins) à un mauvais ajustement de l’intensité de la source.

trie de chaque image en une fois. Malheureusement, la pratique a montré que cette manière d’opérer était non seulement plus longue, mais surtout que les sources s’ajustaient moins bien individuellement, produisant des courbes de lumière avec des paliers (Fig. 4.3 à droite).

Les mêmes stratégies ont été utilisées afin de traiter les images du détecteur IRAC. La construction des PSF partielles à partir des PSF totales synthétiques et observationnelles ne donnant pas de résultat probant, nous avons tenté de construire une PSF partielle à partir des données elles-mêmes. Cela a été un succès pour deux jeux de données de WASP-17 observé en mode full array à  $8 \mu\text{m}$ , ainsi que pour CoRoT-2 dans le même canal avec le même mode d’observation. Nos résultats sont publiés dans Anderson et al. (2011) et prochainement dans Lanotte et al. (in prep). Par contre, cela a été un échec pour les observations en mode subarray, et dans les canaux à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$  à cause de l’effet de sensibilité intra-pixel. Nous avons entrepris la construction de plusieurs PSF partielles par région intra-pixel, mais ce travail fastidieux a été peu convaincant.

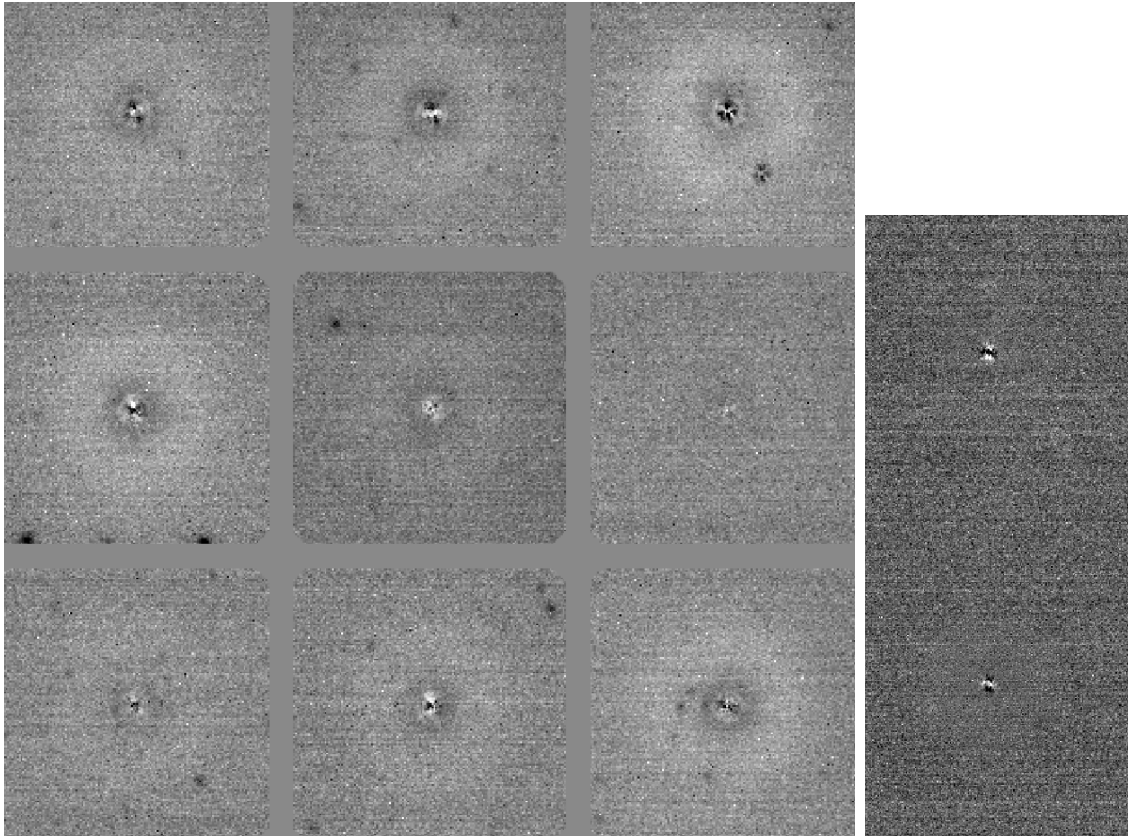
#### 4.2.4 Application aux données HAWK-I (sol)

Afin de gagner du temps de calcul, nous n'avons pas déconvolué la totalité des images, mais uniquement les portions d'images encadrant les étoiles du champ de brillance comparable à l'étoile cible. Nous avons donc posé et espacé sur une image de  $512 \times 512$  pixels<sup>12</sup> (au lieu de  $2048 \times 2048$ ) les régions entourant chacune des étoiles choisies, formant ainsi une mosaïque régulière d'images. Nous avons calculé la carte de poids statistique des pixels avant d'opérer le processus de déconvolution partielle sur une image de bon seeing.

Après avoir optimisé nos paramètres d'entrée, nous obtenons systématiquement des résidus dont la forme diffère au centre de chaque étoile (Fig. 4.4). Ce phénomène est particulièrement visible dans le cas de WASP-4 où seule une étoile de brillance comparable a pu être utilisée. Sur cette image des résidus, on a en effet l'impression de voir des résidus numériques de signes opposés mais dont la forme est similaire pour chacune des deux sources. En terme de photographie, on dirait que l'image des résidus associés à une étoile serait l'image négative des résidus associés à l'autre étoile. En d'autres mots, la PSF partielle s'ajuste sur les deux sources de manière commune jusqu'à un certain stade, celui où la correction numérique à apporter à la PSF partielle ne peut plus être commune pour les deux sources. A ce moment, la PSF partielle est définie par  $s(\mathbf{x}) = s_0(\mathbf{x}) + s_f(\mathbf{x})$ . Afin de continuer à ajuster les données, la correction numérique de la PSF supplémentaire  $s'_f(\mathbf{x})$  devrait différer pour chacune des étoiles simplement par son signe. On aurait ainsi deux PSF partielles  $s_0(\mathbf{x}) + s_f(\mathbf{x}) + s'_f(\mathbf{x})$  et  $s_0(\mathbf{x}) + s_f(\mathbf{x}) - s'_f(\mathbf{x})$  associées à deux étoiles. Nous pensons que la forme de la PSF n'est pas suffisamment constante en fonction de la position pour offrir une PSF partielle unique sur tout le champ.

---

12. Le programme de déconvolution partielle emploie une transformation de Fourier rapide dans ses calculs nécessitant des images dont les dimensions sont des puissances de 2.



**Figure 4.4** – Images résiduelles des étoiles de comparaison suite au processus de déconvolution sur le chip 1 du détecteur HAWK-I, à gauche et droite lors des observations respectives de CoRoT-2 et WASP-4. La forme des résidus diffère d'une étoile à l'autre à gauche et est inversée à droite dans la région centrale de la source. Les taches noires isolées indiquent la présence d'étoiles dont le flux a été sous-estimé ou négligé. Ces cartes de résidus indiquent également une mauvaise convergence étant donné que certains pixels ont une valeur plus élevée que  $3\sigma$  en valeur absolue. Seules les étoiles les moins brillantes ont de bons résidus. Les échelles d'intensité diffèrent à gauche et à droite.

## 4.3 Photométrie d'ouverture : le pipeline EXOPHOT

---

Nous avons également eu recours à l'utilisation de la photométrie d'ouverture dans notre étude. A cette fin, nous avons construit le pipeline EXOPHOT fonctionnant dans l'environnement PyRAF. Nous l'avons initialement développé afin d'optimiser la réduction des données provenant des canaux de l'instrument IRAC du télescope spatial *Spitzer*. Nous l'avons par la suite complété pour le traitement des images au sol de l'instrument HAWK-I. Il permet d'opérer la photométrie d'ouverture dans un premier temps et de construire les courbes de lumière dans un second temps.

La conception de ce package a été inspirée par deux autres : le package BOYDEN, implémenté par H. J. van Heerden, traitant les données de l'observatoire Boyden ; ainsi que le package TRAPPHOT implémenté par M. Gillon. Avant l'utilisation de ce package, l'utilisateur doit avoir copié les images calibrées par le pipeline standard de *Spitzer* (BCD, pour Basic Calibrated Data) dans un sous-répertoire nommé "SPITZERfits" au sein du répertoire de travail pour les données *Spitzer* ou bien les images corrigées (du courant d'obscurité, du flatfield et éventuellement du fond de ciel) dans le répertoire de travail lui-même pour les données au sol. Toutes les commandes sont ensuite lancées à partir du répertoire de travail.

Dans cette section nous décrivons les différentes fonctions d'EXOPHOT ainsi que leur mode d'emploi. Une synthèse des différentes étapes utilisées pour les images *Spitzer* en mode subarray est donnée sur la figure 4.5.

### 4.3.1 Photométrie d'ouverture pour les images *Spitzer* en subarray

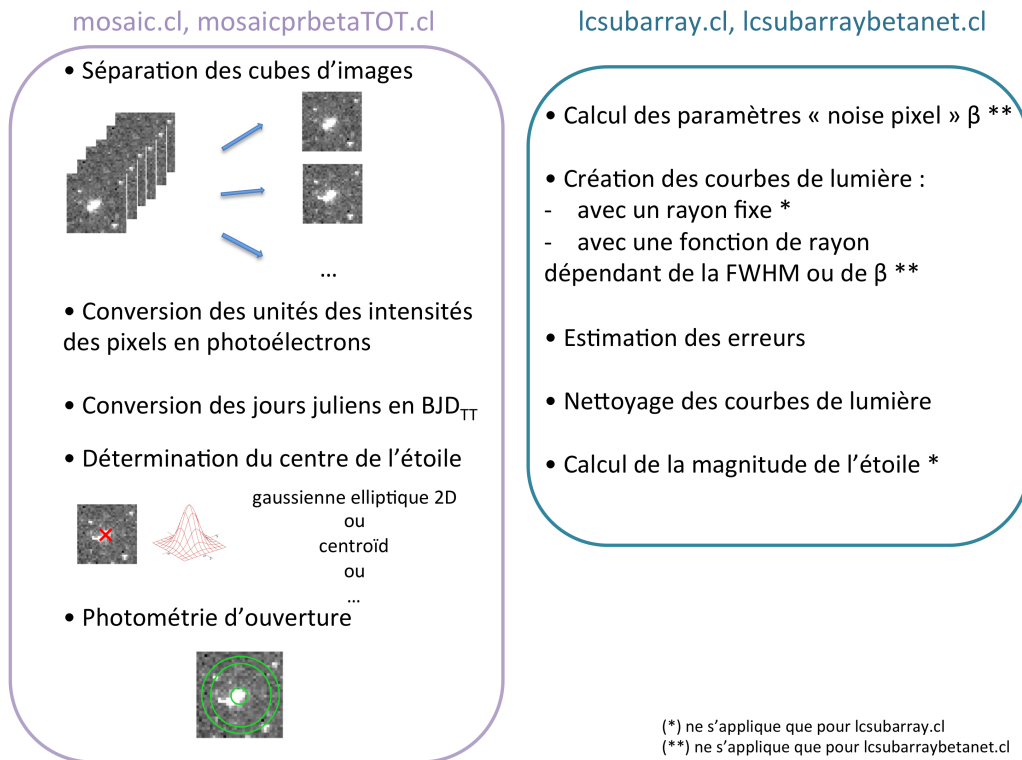
La photométrie d'ouverture consiste à compter le nombre de photoélectrons provenant d'une source à travers une ouverture circulaire et de lui soustraire le fond de ciel mesuré dans un anneau autour de ce cercle. Nous faisons appel à la fonction phot du package DAOPHOT de IRAF (Stetson, 1987) afin d'effectuer cette mesure. Plusieurs paramètres variables sont à disposition quant au mode de centrage, à la

taille de l'anneau, au mode de mesure du ciel, et au rayon d'ouverture. Ce dernier peut être fixe ou variable selon une fonction prédéfinie. Dans le cas de la photométrie utilisant un rayon fixe, nous mesurons le nombre de photoélectrons au sein de cercles de rayons allant de 1,5 à 6 pixels. Nous avons opté pour un incrément de 0,1 pixel, il s'agit du plus petit incrément utilisé dans la réduction de ce type de données (ex. : Machalek et al. 2009; Cowan et al. 2012 : 0,5 pixel, Stevenson et al. 2012a; Blečić et al. 2013 : 0,25 pixel, O'Rourke et al. 2014; Diamond-Lowe et al. 2014 : 0,1 pixel), un incrément plus faible ne se justifiant pas. Par contre, dans le cas du rayon variable au cours du temps, nous avons constaté que la variation du rayon d'ouverture nécessite un rayon précis au centième d'unité de pixel (Fig 4.6). Notons que la fonction `phot` ne laisse pas à l'utilisateur le choix de réduire l'incrément du rayon d'ouverture en deçà du centième de pixel. Nous avons distingué deux groupes de commandes : `mosaic` et `lcdsubarray` dans le cas d'un rayon d'ouverture fixe, et `mosaicprbetaTOT` et `lcdsubarraybetanet` dans l'autre. Ces deux groupes sont complémentaires l'un de l'autre car peu importe celui qui est lancé en premier, le second pourra utiliser des produits de sortie du premier.

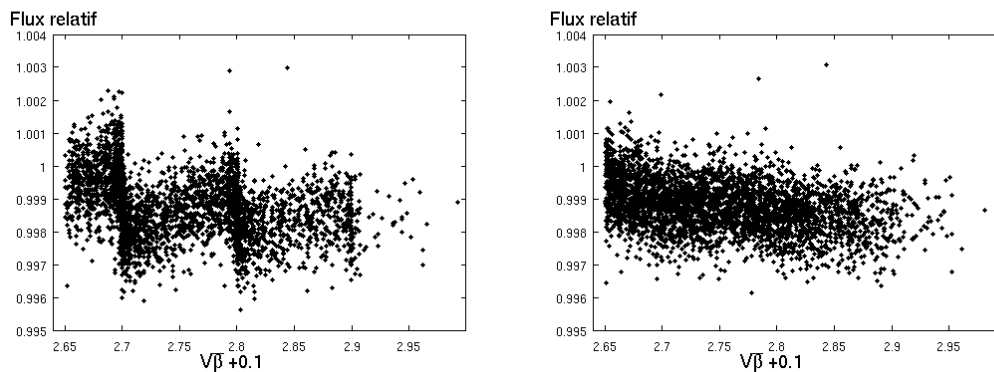
`mosaic.cl` et `mosaicprbetaTOT.cl`

`mosaic` et `mosaicprbetaTOT` fournissent la photométrie d'ouverture des images en mode subarray de *Spitzer*, le jour julien barycentrique à mi-exposition au temps terrestre ( $\text{BJD}_{TT}$ ) et collectent d'autres informations utiles au sein des entêtes des fichiers images. Les données sont conservées et classées. Nous avons adopté le système temporel  $\text{BJD}_{TT}$ , suivant en cela la recommandation de Eastman et al. (2010). Ces auteurs ont constaté que la non uniformité des temps standards adoptés par les différents groupes pouvaient engendrer des incohérences allant jusqu'à une minute entre les observations. Vu l'accroissement de la précision des données, la communauté exoplanétaire se doit d'employer une échelle définie et libre des contraintes observationnelles.

► **Conversion des unités et système temporel** – Dans un premier temps, `mosaic` ou `mosaicprbetaTOT` lit les entêtes de chaque paquet d'images afin de convertir l'intensité des pixels des images d'unité  $\text{MJy/sr}$  (l'unité spécifique de *Spitzer*) en



**Figure 4.5** – Synthèse de la réduction de données des observations *Spitzer* en mode subarray à l'aide de la photométrie d'ouverture.



**Figure 4.6** – Evolution du flux normalisé en fonction du rayon variable  $\sqrt{\beta} + 0,1$  pixels, où  $\sqrt{\beta}$  est un paramètre proportionnel à la largeur à mi-hauteur et est défini dans la section 3.5.2. A gauche, le rayon d'ouverture utilisé pour la photométrie est précis au dixième de pixel ; à droite il est précis au centième de pixel. On constate sur l'image de gauche des sauts provenant du manque de précision du rayon réellement utilisé.

nombre d'électrons par la formule :

$$Image(e^-) = Image(\text{MJy/sr}) \times \frac{1}{FLUXCONV(\frac{\text{MJy/sr}}{\text{DN/s}})} \times GAIN(\frac{e^-}{\text{DN}}) \times EXPTIME(\text{s}) \quad (4.11)$$

où  $FLUXCONV$  est le facteur de conversion d'unité de flux (MJy/sr  $\rightarrow$  DN/s),  $GAIN$  est le gain, et  $EXPTIME$  le temps d'exposition, la valeur de ces paramètres étant donnée en entête dans les images *Spitzer*. Le programme détermine ensuite les  $BJD_{TT}$  en milieu de pose : la valeur du jour julien barycentrique modifié au temps universel coordonné correspondant à l'entête "BMJD\_OBS" en début de pose est extraite et convertie en  $BJD_{UTC}$  en lui ajoutant 2.400.000,5 jours. Au lieu de lui additionner la moitié du temps d'exposition, nous calculons le temps d'intégration total en soustrayant les valeurs reliées aux entêtes "ATIMEEND" et "AINTBEG", correspondant respectivement aux temps d'intégration de fin et de début de l'image depuis l'allumage de l'instrument. Nous insérons la moitié de cette différence au  $BJD_{UTC}$ . Finalement, nous transformons les  $BJD_{UTC}$  en  $BJD_{TT}$  à l'aide de la formule suivante :

$$BJD_{TT} = BJD_{UTC} + \frac{32,184 + ls}{86400} \quad (4.12)$$

où  $ls$  (leap seconds) est le nombre de secondes intercalaires et équivaut à 35 secondes début 2015. Les dernières secondes ajoutées datent de fin juin 2012 et 2015. Les secondes intercalaires sont redéfinies tous les 6 mois<sup>13</sup> pour tenir compte du ralentissement (ou de l'accélération) partiellement imprévisible de la rotation de la Terre, et donc "a posteriori".

► **Découpe des images et détermination des coordonnées et largeurs de la PSF de l'étoile** – Chaque cube d'images est séparé en 64 petites images. Elles sont sauvegardées et converties en unité d'électrons dans un sous-dossier nommé "FITS" afin de ne pas devoir réitérer cette étape pour les différents centrages et entre l'emploi des fonctions `mosaic` et `mosaicprbetaTOT`. Lors de la première utilisation, les fonctions `mosaic` et `mosaicprbetaTOT` appellent un programme FORTRAN

13. L'International Earth Rotation Service (IERS, [http://www.iers.org/IERS/EN/Home/home\\_node.html](http://www.iers.org/IERS/EN/Home/home_node.html)) est en charge de la surveillance de la rotation de la Terre. Une partie de sa mission est de définir le nombre de secondes intercalaires. Plus d'informations peuvent se trouver sur : <http://tycho.usno.navy.mil/leapsec.html>.



dans le but d'ajuster un profil gaussien (elliptique à 2 dimensions en première approximation) à la réponse de la source sur le détecteur. Cet ajustement est réalisé à l'aide d'un algorithme de Levenberg-Marquardt<sup>14</sup> (LM) afin d'en déduire le centre et l'étalement de la gaussienne (Marquardt, 1963; Press et al., 1992).

Les coordonnées du centre de la gaussienne elliptique 2D et ses largeurs à mi-hauteur selon l'axe horizontal et vertical sont sauvegardées dans le sous-dossier "COO" dans un fichier pour chaque image individuellement selon une structure bien définie<sup>15</sup> de manière à ce que les fonctions `mosaic` et `mosaicprbetaTOT` (et par la suite également les fonctions `lcsubarray` et `lcsubarraybetanet`) lisent et utilisent facilement ces paramètres par la suite.

S'il est normal de supposer que le centrage à l'aide d'une gaussienne elliptique 2D devrait être le plus adéquat dans notre réduction de données, nous avons tout de même choisi de laisser l'utilisateur libre de tester différentes formes de centrage afin de valider cette hypothèse. L'algorithme LM ayant déjà déterminé les coordonnées du centre de la réponse de la source sur le détecteur, nous les utilisons en tant qu'estimations pour les différents modes de centrage.

► **Photométrie d'ouverture** – La photométrie d'ouverture opérée par `phot` est ensuite appelée en utilisant un des modes de centrage suivant :

- (i) gaussienne elliptique 2D : `phot` utilise les coordonnées du centre de l'étoile que nous avons calculées par l'algorithme de LM et rangées dans "COO" ;
- (ii) "centroid" : les centres des sources sont déterminés sur base d'une estimation donnée au préalable, par un algorithme intégré à `phot` qui calcule le barycentre des intensités des profils marginaux en  $x$  et  $y$  ;
- (iii) double gaussienne 1D avec la FWHM selon  $x$  : également sur base d'une estimation des coordonnées du centre de l'étoile, l'algorithme associé à `phot` ajuste une gaussienne, dont la largeur à mi-hauteur a été fixée au préalable, aux

---

14. Cet algorithme de minimisation ajuste une fonction modèle (ici une gaussienne) non-linéaire, continue, différentiable et dépendant de plusieurs variables. Il combine les approches de la méthode du gradient afin de localiser une région de minimum local dans un premier temps, et de la méthode de recherche de Gauss-Newton, afin d'affiner l'exploration de ce minimum en supposant que la fonction de mérite est localement quadratique.

15. Il s'agit de la structure des fichiers de sortie "`coo.1`" de la fonction `find` de DAOPHOT qui liste les coordonnées des étoiles présentes au sein d'une image. Cette fonction est généralement appelée avant la fonction `phot` afin de lui fournir le fichier "`coo.1`" en tant que fichier d'entrée.

profils marginaux selon  $x$  puis  $y$  utilisant des technique des moindres carrés non-linéaires. La FWHM utilisée coïncide avec la mesure de la FWHM selon l'axe des  $x$  que nous avons opérée et enregistrée dans le dossier "COO". La FWHM est donc fixée pour les deux axes d'une image mais diffère d'une image à l'autre ;

- (iv) double gaussienne 1D avec la FWHM selon  $y$  : idem à (iii) mais avec la FWHM selon l'axe vertical ;
- (v) double gaussienne 1D avec une FWHM fixée par l'utilisateur. Contrairement à (iii) et (iv) la largeur n'évolue pas au fil des images.

Les fichiers de sortie sont placés dans un sous-dossier selon le type de centrage utilisé.

La fonction `phot` mesure également le ciel à l'aide d'un anneau centré sur la PSF, dont les dimensions du rayon interne et de l'épaisseur de l'anneau sont données par l'utilisateur en pixels, afin de le soustraire au nombre de photoélectrons mesuré de l'étoile. Le nombre d'électrons dus au flux stellaire sur l'image est calculé pour différents rayons d'ouverture (de 1,5 à 6 pixels avec un incrément de 0,1 pixel dans le cas de `mosaic` et de 1 à 7 pixels avec un incrément de 0,01 pixel pour `mosaicprbetaTOT`) lors d'une même opération, ce qui diminue le temps de calcul ainsi que le nombre de fichiers de sortie.

`lcsubarray.cl` et `lcsubarraybetanet.cl`

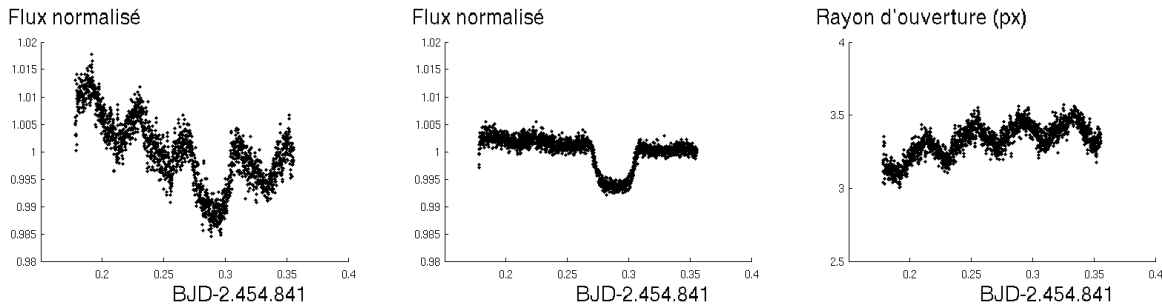
`lcsubarray` et `lcsubarraybetanet` produisent les courbes de lumière respectivement à partir des fichiers de sortie de `mosaic` et `mosaicprbetaTOT` pour tous les rayons d'ouverture demandés et selon le type de centrage choisi. Il calcule également la magnitude de l'étoile en corrigeant divers effets instrumentaux et de mesure.

► `lcsubarraybetanet` : Création de courbes de lumière en fonction d'un rayon d'ouverture variable – Nous n'avons pas encore discuté la manière de choisir le rayon d'ouverture variable optimal. Ce dernier se calcule en fonction de la largeur à mi-hauteur de la PSF sauvegardée dans "COO" ou encore du paramètre "noise pixel" ( $\beta$ ) défini à la section 3.5.2. Pour rappel :  $\beta = \frac{(\sum_p I_p)^2}{\sum_p I_p^2}$  (eq. 3.3), où  $I_p$  est

l'intensité mesurée du  $p^{\text{ième}}$  pixel (ou de sa fraction) au sein d'une ouverture de rayon  $R_\beta$ .

Dans un premier temps, `lcsubarraybetanet` calcule  $\beta$ , ou plus précisément les  $I_p$ , grâce à un algorithme de Monte Carlo (ex. : Press et al., 1992) afin de calculer la fraction des pixels comprises dans un rayon d'ouverture  $R_\beta$ . Cette algorithmes effectue un grand nombre de tirages aléatoires avec une distribution uniforme allant de 0 à 1 indépendamment selon les axes horizontal et vertical. Pour chaque pixel, on compte la fraction de ces nombres aléatoires se situant dans l'ouverture circulaire de rayon  $R_\beta$  et dont le centre est celui utilisé pour la photométrie d'ouverture (lu dans COO/ par exemple). Ces portions permettent de déterminer  $I_p$  de chaque pixel en multipliant chaque portion avec le nombre total d'électrons au sein du pixel lu dans l'image.  $\beta$  est ensuite calculé à partir de l'équation 3.3). Ces portions sont donc calculées pour chaque image vu la variation de la position du centre de la PSF au sein d'un pixel. Le processus est assez long afin d'obtenir une précision suffisante. Les valeurs sont stockées dans des sous-répertoires "PNoise". La valeur de  $\beta$  dépend du rayon d'ouverture choisi afin de le calculer ainsi que du mode de centrage. Nous avons constaté peu de différence du choix de ce rayon sur la qualité photométrique et avons opté pour un rayon de 4 pixels. Quant au centrage, nous avons testé le mode centroïde et de gaussienne elliptique 2D. Nous avons opté pour celui fourni lors de l'ajustement d'une gaussienne elliptique 2D.

Les courbes de lumière sont ensuite créées par `lcsubarraybetanet` à partir des mesures photométriques situées dans les fichiers de sortie de `mosaicprbetaTOT` en choisissant plusieurs sets de fonctions de rayon d'ouverture. Les 23 fonctions suivantes ont été testées :  $\sqrt{\beta} + \{0; \pm 0,1; \pm 0,2; \pm 0,3; \pm 0,4; 0,5\}$ ,  $\sqrt{\beta} \times \{0,8; 0,9; 1,1; 1,2; 1,3\}$ ,  $w \times \{1,6; 1,7; 1,8; 1,9; 2\}$ , ou  $w \frac{\bar{\beta}}{\bar{w}} + \{0,1; -0,2; -0,4\}$ , où  $w$  est la largeur à mi-hauteur moyenne de la PSF,  $\bar{\beta}$  et  $\bar{w}$  sont respectivement les moyennes de  $\beta$  et  $w$  sur le jeu d'images. Chacune de ces fonctions de rayon d'ouverture donne lieu à une courbe de lumière. Notons que seuls les deux premiers set de fonctions de rayon d'ouverture ont été proposés par Lewis et al. (2013), nous avons suggéré les autres exploitant  $w$  sur base de la proportionnalité entre  $\beta$  et  $w^2$ . `lcsubarraybetanet` fournit des courbes de lumière (Fig. 4.7) où la correction de la sensibilité intra-pixel ne semble plus si nécessaire.



**Figure 4.7** – Effet du changement de rayon de photométrie d’ouverture en fonction du temps selon un paramètre d’étalement de la PSF sur une courbe IRAC du canal à  $3,6 \mu\text{m}$  (AOR : 28894208). A gauche, on distingue à peine le transit des fluctuations du flux normalisé dû aux effets de pixellisation et du pixel-phase dans la courbe de lumière brute utilisant un rayon d’ouverture de 3,5 pixels. Au milieu, le rayon variable égal à  $1,3\sqrt{\beta}$  corrige fortement ces effets, permettant la visualisation du transit de GJ436b devant son étoile hôte. A droite, le rayon d’ouverture variable au cours du temps utilisé pour construire la courbe de lumière présentée au milieu.

► **lcsubarray** : Création de courbes de lumière en fonction d’un rayon d’ouverture fixe – Les courbes de lumière sont créées par `lcsubarray` à partir des fichiers de sortie de `mosaic` pour tous les rayons d’ouverture utilisés.

► **Nettoyage des courbes** – Une fois les mesures du “flux” stellaire, du ciel, des coordonnées du centre de la PSF et des FWHM collectées, `lcsubarray` et `lcsubarraybetanet` excluent directement les données au sein de chaque cube d’images qui ont au moins un paramètre  $a_j$  plus éloigné que  $k_{a_j}$  fois (ex. :  $k_{a_j} = 3$ ) la déviation standard du paramètre  $a_j$  par rapport à sa moyenne. On parlera par la suite de rejet à  $k_{a_j}$  sigma-clipping sur la moyenne. Ce rejet est opéré indépendamment pour les paramètres  $a_j$  suivants : les coordonnées  $x$  et  $y$  du centre de la PSF, les FWHM selon  $x$  et  $y$ , les flux stellaires normalisés mesurés et le ciel diffus. Les  $k_{a_j}$  sont propres à chaque paramètre et sont fournis par l’utilisateur initialement. Ce processus est répété  $N_{k_{a_j}}$  fois (ex. :  $N_{k_{a_j}} = 3$ ). Les données restantes au sein d’un cube sont moyennées. En général, une ou deux imageries du cube sont rejetées. Dans ce qui suit, on ne parle plus que des images “cubes”.

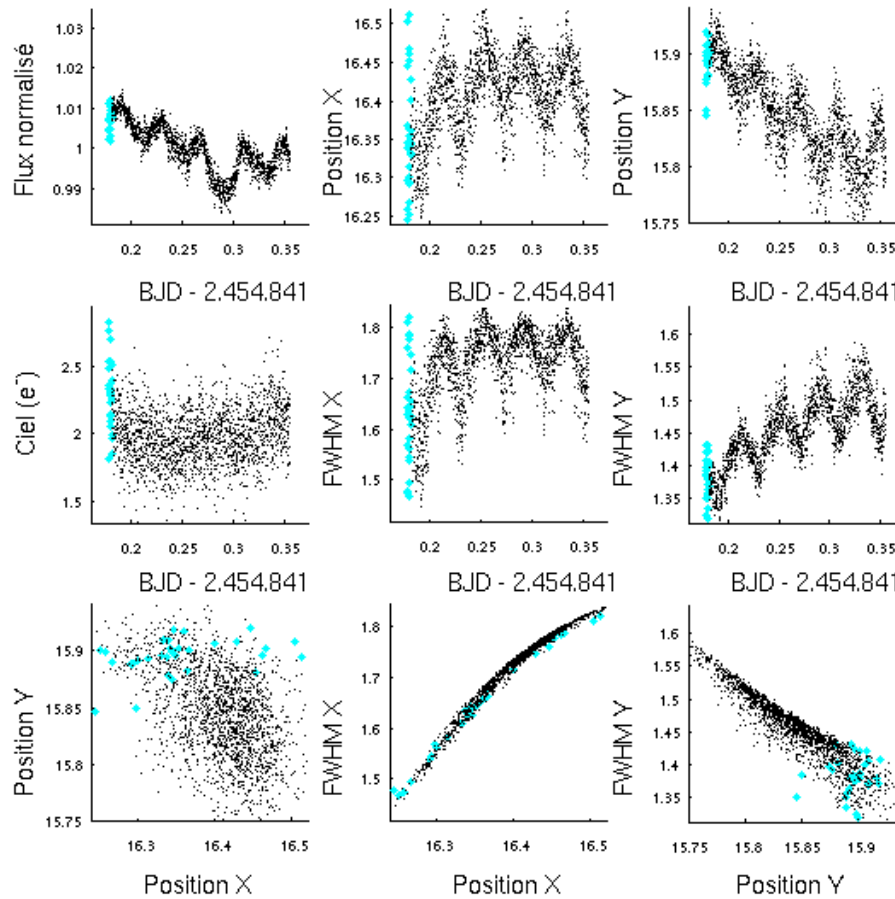
Un second rejet est opéré sur l’ensemble des images en comparant les nombres de photoélectrons mesurés dans les ouvertures. On filtre les données à l’aide d’une

médiane glissante : pour chaque mesure, on détermine la médiane des  $N_g$  (ex. :  $N_g = 50$ ) plus proches mesures (temporellement) ainsi que la déviation standard de ce groupe ; la mesure est exclue si elle est plus éloignée que  $K$  fois (ex. :  $K = 6$ ) la déviation standard de la médiane glissante. Encore une fois,  $K$  et  $N_g$  sont au choix de l'utilisateur. Afin de ne pas ôter les données provenant du transit en lui-même, l'utilisateur peut indiquer les bornes du début et de fin du transit. Ceci permet également de pouvoir calculer la magnitude de l'étoile uniquement hors transit (voir p. 165). Enfin, certaines positions (et FWHM) de la PSF peuvent être exclues si elles sont trop dispersées des autres sur commande de l'utilisateur dans le but d'un meilleur traitement de l'effet de sensibilité intra-pixel. L'évolution du flux normalisé, de la position en  $x$  et  $y$ , de la FWHM en  $x$  et  $y$  et du ciel est ensuite analysée (Fig. 4.8). En pratique, nous imposons peu de rejets initialement. Ce n'est qu'après la visualisation de l'évolution des différentes variables  $a_j$  que nous choisissons les bornes d'exclusion de la position et de la FWHM. L'utilisateur est libre de pouvoir réitérer cette opération en affinant les contraintes.

► Estimation des erreurs – Ce programme estime également le rapport inverse du signal sur bruit, c'est-à-dire l'erreur photométrique normalisée par le signal ( $\sigma_{d_k}$ ) de chaque mesure  $d_k$  en considérant le bruit de photon ( $\sigma_{ph}$ ), le bruit de lecture du détecteur ( $\sigma_{RON}$ ) et le bruit de ciel ( $\sigma_{ciel}$ ) à l'aide de la somme quadratique :

$$\begin{aligned}\sigma_{d_k} &= \sqrt{\frac{\sigma_{ph}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{ciel}^2}{N_{e^-}^2}} \\ &= \sqrt{\frac{N_{e^-} + N_{pix}(RON^2 + ciel)}{N_{e^-}^2}},\end{aligned}\tag{4.13}$$

où  $N_{e^-}$  et  $N_{pix}$  sont respectivement le nombre d'électrons collectés et le nombre de pixels dans l'ouverture,  $RON$  le bruit de lecture par pixel, et  $ciel$  la valeur du ciel moyen. Le bruit de photon est causé par le fait que la lumière n'est pas une fonction continue mais constituée de particules, les photons. Au cours d'un intervalle de temps fixé, les photons n'arrivent pas de manière homogène au cours du temps. Ils arrivent cependant avec une fréquence moyenne connue et indépendamment du temps écoulé depuis l'arrivée du photon précédent, c'est-à-dire obéissant à la loi de Poisson. Il s'agit de la plus grande composante du bruit. Le bruit du ciel est en



**Figure 4.8** – Evolution du flux normalisé, de la position en  $x$  et  $y$ , de la FWHM en  $x$  et  $y$  et du ciel au cours du temps et corrélation entre les positions et les largeurs à mi-hauteur (AOR : 28894208, GJ 436). Les points cyans correspondent aux premières valeurs que nous avons rejetées car des paramètres mesurés comme le fond de ciel n'était pas stable.

quelque sorte un bruit de photon supplémentaire.  $\sigma_{d_k}$  est dit un “bruit blanc” car il affecte chaque mesure indépendamment l’une de l’autre.

► `1csubarray` : calcul de la magnitude de l’étoile – `1csubarray` se base sur les moyennes du nombre de photoélectrons mesuré au sein des ouvertures en dehors de la phase du transit pour chacun des rayons allant de 2,5 à 5,9 pixels. A chaque moyenne associée à une grandeur d’ouverture, nous appliquons la correction appropriée à son ouverture de telle sorte qu’elle corresponde au nombre de photoélectrons tel qu’il aurait été mesuré pour une ouverture circulaire de rayon de 10 pixels de manière à être cohérent avec les calibrations de magnitude telles que données par Reach et al. (2005). Cette correction a été déduite via la photométrie d’ouverture sur les images “modèles” obtenues par déconvolution, c’est-à-dire les images déconvoluées, reconvoluées par la PSF partielle s’ajustant le mieux, ou encore les images dont on a ôté le bruit. Toutes ces corrections ont été normalisées par le nombre de photoélectrons tombant dans une ouverture circulaire de 10 pixels. Dans le cas d’une étoile blendée, une correction de dilution supplémentaire est également employée (voir Sect. 4.6). Les mesures de flux moyennées étant désormais indépendantes du choix du rayon d’ouverture, elles sont toutes moyennées. Les corrections de couleur<sup>16</sup> et inter-pixel sont appliquées, le nombre de photoélectrons est dans un premier temps converti en unité spécifique des images *Spitzer* (MJy/sr, eq. 4.11) et est transformé en unité Jansky<sup>17</sup> afin d’obtenir la densité de flux ( $F_\nu$ ) de l’étoile. Puisque une seconde d’angle au carré équivaut à  $2,3504 \times 10^{-11}$  steradians, on obtient

$$F_\nu \left( \frac{\mu\text{Jy}}{\text{pixel}^{(2)}} \right) = F_s \left( \frac{\text{MJy}}{\text{sr}} \right) \times 23,504 \left( \frac{\mu\text{Jy} \cdot \text{sr}}{\text{MJy} \cdot \text{arcsec}^2} \right) \times \text{PXSCAL1} \left( \frac{\text{arcsec}}{\text{pixel}} \right) \\ \times \text{PXSCAL2} \left( \frac{\text{arcsec}}{\text{pixel}} \right), \quad (4.14)$$

16. Certains objets sont plus rouges (milieu interstellaire, astéroïdes) et d’autres plus bleus (étoiles). La courbure de leur spectre diffère au sein de la bande passante ayant une certaine largeur. Leurs densités de flux évaluées à la longueur d’onde effective de la bande passante peut ainsi différer malgré le nombre total de photoélectrons identique produit par les différentes sources (voir : <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/dataanalysis-tools/cookbook/14/> pour une illustration). Il est donc important de calibrer les données afin de déduire une valeur correcte de la densité de flux.

17. Le Jansky correspond à  $10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{Hz}}$  en unité cgs et est fortement utilisé dans les mesures *Spitzer*. Il est aisé d’obtenir  $F_\lambda$  en multipliant  $F_\nu$  par la vitesse de la lumière et en le divisant par la longueur d’onde au carré. Dans les canaux de *Spitzer*,  $\lambda$  prend 3,6, 4,5, 5,6 et 8  $\mu\text{m}$  pour valeur.

où  $PXSCAL1$  et  $PXSCAL2$  sont les rapports de secondes d'angle par pixel du canal utilisé, selon chaque coté du pixel (les pixels ne sont pas parfaitement carrés). On obtient la magnitude apparente de l'étoile  $m$  via :

$$m = -2,5 \log \left( \frac{F_\nu}{F_{\nu_0}} \right), \quad (4.15)$$

où  $F_{\nu_0}$  est la densité de flux d'une source de magnitude nulle donnée par Reach et al. (2005).

### 4.3.2 Photométrie d'ouverture pour les images en mode full-array

Le principe de base reste inchangé par rapport au mode subarray. L'utilisateur fait appel aux commandes `photIRACcutfullarray` et `lcfullcuts`. La différence est qu'au lieu de séparer l'image cubique, les images uniques sont coupées ( $32 \times 32$  ou  $64 \times 64$ ) autour de l'étoile cible.

### 4.3.3 Photométrie d'ouverture pour les images HAWK-I

Hormis le fait qu'il opère la photométrie d'ouverture sur une sélection d'étoiles, `hawkphot` a une fonctionnalité similaire à `mosaic`. En effet, il peut également choisir le mode de centrage et les rayons d'ouverture. Il mesure de plus le ciel à l'aide d'anneaux de multiples rayons et largeurs. Etant donné que la fonction `phot` ne propose pas plusieurs manières de soustraire le ciel à la fois, la fonction `hawkphot` l'appelle plusieurs fois. L'utilisateur fournit les intervalles de rayon interne (ex. : de 17 à 27 pixels) et de largeurs d'anneau (ex. : de 6 à 15 pixels) à utiliser ainsi qu'un incrément (ex. : 1 pixel pour chacun). L'utilisateur peut ensuite choisir les étoiles de référence nécessaires (et appartenant à la préselection) à la photométrie différentielle et produire les courbes de lumière avec `lchawki`.

Contrairement aux données spatiales, les données au sol sont affectées par les variations des conditions d'observation (teneur en eau de l'atmosphère, vent, masse d'air, température, ...). Les propriétés variables de l'atmosphère impriment une modulation dans les courbes de lumière des étoiles. Afin de corriger cet effet, il est fréquent de considérer que la fluctuation du "flux" stellaire mesurée au sol due à l'atmosphère est identique pour toutes les étoiles du champ si ce dernier est petit.



On peut ainsi utiliser le “flux” mesuré d'étoiles proches de l'étoile cible dans le ciel. On parle d'étoiles de comparaison ou de référence. Idéalement, ces dernières sont de même brillance, de même couleur (particulièrement si le filtre est large) et non variables. Dans les faits, il est rare d'observer des étoiles de comparaison si “parfaites”. On compare donc les étoiles de brillance à peu près similaire à celle de l'étoile observée et on conserve celles dont la courbe de lumière présente un comportement similaire à celle de l'étoile cible.

L'erreur photométrique est également évaluée par l'équation 4.13, mais avec l'addition quadratique du bruit de scintillation ( $\sigma_{sc}$ ) causé par les variations de l'indice de réfraction le long de la trajectoire de la lumière stellaire à travers l'atmosphère ainsi que du bruit d'obscurité ( $\sigma_{dark}$ ), c'est-à-dire la variation statistique du nombre d'électrons générés thermiquement au sein d'un pixel :

$$\sigma_{sc} = N_{e^-} \times scinti = N_{e^-} \frac{0,09}{\sqrt{2t_{exp}}} D^{-2/3} Am^{1,75} e^{-\frac{h}{8000}},$$

$$\sigma_{dark} = \sqrt{dark \times t_{exp} \times N_{pix}},$$

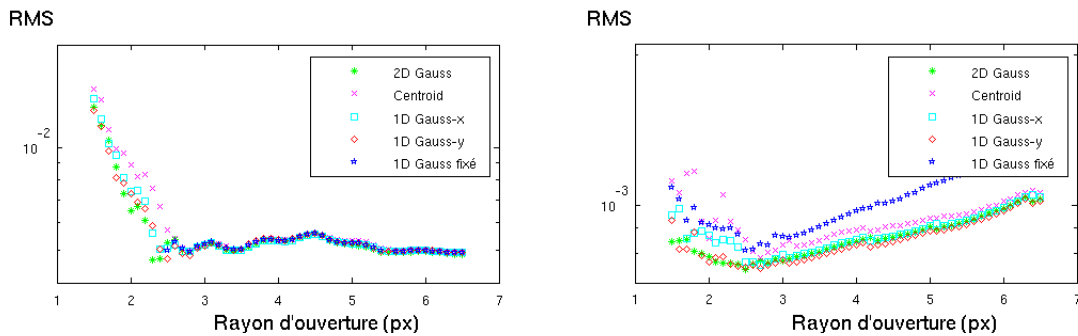
où  $t_{exp}$  est le temps d'exposition,  $D$ , le diamètre du télescope,  $Am$  la masse d'air,  $h$  l'altitude à laquelle se trouve l'observatoire (ex. : Birney et al., 2006), et  $dark$  le courant d'obscurité moyen. Ces bruits sont plus faibles que le bruit de photons. On obtient par exemple  $scinti \approx 0,01$  lors de l'observation de CoRoT-2 avec l'instrument HAWK-I et  $\sigma_{dark}/N_{e^-} \approx 10^{-8}$  sachant que  $dark_{HAWK-I} = 0,10-0,15$  e<sup>-</sup>/s. Notons de plus que nous n'avons pas tenu compte de la diminution de la scintillation avec la longueur d'onde (ex. : Dravins et al., 1997), cette erreur est donc sur estimée. Puisque la photométrie est différentielle, nous devons également tenir compte du bruit provenant des étoiles de comparaison. On obtient l'erreur photométrique normalisée par l'équation :

$$\begin{aligned} \sigma_{d_k} &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_{ph}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{sky}^2 + \sigma_{sc}^2 + \sigma_{dark}^2}{N_{e^-}^2}\right)_{cible} + \left(\frac{\sigma_{ph}^2 + \sigma_{RON}^2 + \sigma_{sky}^2 + \sigma_{sc}^2 + \sigma_{dark}^2}{N_{e^-}^2}\right)_{compa}} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\Lambda}{N_{e^-}^2}\right)_{cible} + \left(\frac{\Lambda}{N_{e^-}^2}\right)_{compa}}, \end{aligned}$$

$$\text{où } \Lambda = N_{e^-}(1 + N_{e^-} scinti^2) + N_{pix}(RON^2 + ciel + dark.t_{exp}). \quad (4.16)$$

Les indices *cible* et *compa* se rapportent respectivement à l'étoile cible et aux étoiles de comparaison. Idéalement, la cible se situe dans un champ contenant un grand nombre d'étoiles de comparaison<sup>18</sup> de brillance équivalente. Il convient donc également d'utiliser un télescope avec un grand diamètre et d'observer un maximum au zénith afin de minimiser le bruit.

## 4.4 Analyse de l'effet de centrage sur la qualité des courbes de lumière



**Figure 4.9** – Précision photométrique d'une courbe de lumière brute (à gauche) et dé-trendée (à droite) en fonction du rayon d'ouverture selon les différents modes de centrage exposés. L'ajustement d'une gaussienne elliptique à 2D donne le meilleur résultat (AOR : 38702592, GJ 436).

Puisque les rayons d'ouverture les plus appropriés aux traitements de données infrarouges sont généralement faibles, le centrage de l'ouverture doit être précis. Un centrage imprécis a pour effets d'augmenter le signal du bruit du fond de ciel au détriment du flux de l'étoile au sein de l'ouverture, mais également de fournir des coordonnées inappropriées du centre de la PSF pour la correction de la pixellisation et de l'effet de pixel-phase. Nous avons donc testé l'effet du centrage sur la courbe d'AOR 38702592, où GJ 436 est observé en dehors des temps de transit et d'occultation dans 7640 paquets d'images. L'évolution de la moyenne quadratique

18.  $(N_{e^-})_{compa}$  étant le nombre total de photoélectrons collectées des étoiles de comparaison.

des déviations standards du flux normalisé selon le rayon d'ouverture et le type de centrage (Fig. 4.9) des courbes non détrendées et des courbes détrendées plaide en faveur du centrage de la PSF par une gaussienne 2D elliptique. Notons que le mode de centrage par l'ajustement double d'une gaussienne 1D dont la FWHM correspond à celle mesurée selon l'axe vertical donne des résultats très similaires pour cet AOR, probablement car ce dernier montre une plus grande évolution de la FWHM selon l'axe vertical que horizontal.

## 4.5 Déconvolution partielle vs photométrie d'ouverture

---

La photométrie de déconvolution possède deux avantages principaux par rapport à la photométrie d'ouverture. Elle permet de séparer de manière optimale la lumière de l'étoile de celle du ciel diffus. La contribution du ciel est minimisée car le fond de ciel est ajusté à chaque itération de DECPHOT en même temps que la source et chaque pixel a son poids propre. Cette propriété est cruciale dans l'analyse de données infrarouges car le ciel y est particulièrement important. La photométrie d'ouverture requiert un rayon d'ouverture faible afin de minimiser le bruit du ciel, conduisant à des effets de pixellisation qu'il faut par la suite traiter (voir Sect. 3.5.2).

L'autre atout majeur de DECPHOT est de pouvoir séparer la contribution lumineuse provenant de plusieurs sources ponctuelles. Cet aspect apparaît naturellement important en vue de la détermination de la magnitude d'une étoile contaminée par une autre étoile comme nous l'avons fait dans Triaud et al. (2014), mais il l'est également lors de la mesure d'un transit ou d'une occultation. En effet, la profondeur de l'éclipse est relative au flux normalisé de l'étoile. Dans le cas d'une étoile blendée, il convient de corriger ces profondeurs de la contamination induite par l'étoile proche, faute de quoi, la planète apparaît plus petite pour la mesure d'un transit et moins brillante pour la mesure d'une occultation (voir section 4.6 pour le calcul de cette correction).

Grâce à la construction d'une carte de poids statistiques définie initialement pour chaque pixel de toutes les images, DECPHOT est également capable de pouvoir délivrer la photométrie des étoiles malgré la présence d'un rayon cosmique ou d'un pixel chaud. La photométrie d'ouverture ne peut fournir qu'une valeur s'en rapprochant si la valeur du pixel déviant a été interpolée ou extrapolée au préalable.

La précision de la photométrie issue de DECPHOT dépend de la qualité de la PSF partielle. Un mauvais ajustement de la PSF partielle conduit à des résultats peu probants. Ainsi DECPHOT requiert une PSF unique sur le champ comprenant les étoiles ainsi que plusieurs sources sur le champ si la PSF varie au cours du temps comme cela est le cas pour les observations au sol. Ces conditions n'étant pas remplies par les canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$  de IRAC, la photométrie de déconvolution donne des résultats moindres (voir médiocres) par rapport à la photométrie d'ouverture qui peut être utilisée dans toutes les situations. Notons que contrairement à Gillon et al. (2009), nous n'avons pas obtenu de meilleurs résultats avec DECPHOT lors du traitement des données de l'instrument HAWK-I. Il s'agit là d'un avantage majeur de la photométrie d'ouverture, à ajouter à son temps d'exécution nettement plus court et à sa réalisation plus simple et directe (il lui faut moins de paramètres d'entrée).

## 4.6 Calcul de la dilution d'une étoile dû à un compagnon visuel

---

Comme nous venons de le souligner, il est important de connaître le taux de contamination d'une étoile proche de l'étoile étudiée en vue de la mesure de la magnitude de l'étoile et des profondeurs de transit et d'occultation. La photométrie de déconvolution a l'avantage de pouvoir séparer proprement les contributions de flux des étoiles entre elles. Son utilisation sur toutes les images d'une observation fournit ainsi la photométrie de l'étoile cible sans contamination d'une étoile proche. Il est dans ce cas inutile de déterminer un facteur de dilution. Néanmoins, la photométrie d'ouverture produit dans certains cas une photométrie de meilleure

précision et nécessite donc le calcul du facteur de dilution. Le programme de déconvolution peut alors s'avérer être utile.

Idéalement, on souhaiterait évaluer la contribution du flux de l'étoile cible au sein d'une ouverture avec et sans la présence du compagnon afin d'obtenir le facteur de dilution. Ceci est possible avec l'utilisation de DECPHOT puisqu'il détermine la PSF partielle des images  $s(\mathbf{x})$  et l'ensemble des fonctions sources  $k(\mathbf{x})$ . En convoluant  $s(\mathbf{x})$  avec la fonction source de l'étoile cible  $k_{cible}(\mathbf{x})$ , on obtient un modèle d'image contenant uniquement l'étoile cible (appelée "seul"). De même, la convolution de  $s(\mathbf{x})$  avec l'ensemble des fonctions sources  $k(\mathbf{x})$  permet de reproduire le modèle de l'image (appelée "somme"). Le fond de ciel  $b(\mathbf{x})$  est ajouté à ces images. On a donc :

- "somme"  $\equiv k(\mathbf{x}) * s(\mathbf{x}) + b(\mathbf{x})$
- "seul"  $\equiv k_{cible}(\mathbf{x}) * s(\mathbf{x}) + b(\mathbf{x})$

La photométrie d'ouverture peut désormais être opérée sur les images modèles "somme" et "seul". Le centre de la PSF de l'étoile principale est déterminé par l'ajustement d'une gaussienne elliptique à deux dimensions sur l'image modèle "somme" afin que le mode de centrage et les conditions de mesure de l'image réelle soient identiques. Nous utilisons des rayons d'ouverture allant de 2 à 6 pixels par pas de 0,1 pixel. Le facteur de dilution  $C_r$  correspondant au rayon d'ouverture  $r$  est défini par :

$$C_r = \frac{F_{somme,r} - F_{seul,r}}{F_{somme,r}}, \quad (4.17)$$

où  $F_{somme,r}$  et  $F_{seul,r}$  sont respectivement les nombres de photoélectrons collectés au sein d'une ouverture de rayon  $r$  des images modèles "somme" et "seul".  $C_r$  est nul si l'étoile n'est pas contaminée et tend vers 1 lorsque le flux de l'étoile cible est négligeable par rapport à celui de l'étoile contaminante dans l'ouverture. Ce procédé est répété sur plusieurs images afin d'en prendre la moyenne.

Dans les faits, la construction de la PSF partielle n'est pas optimale pour les données IRAC étant donné la variabilité de la sensibilité intra-pixel dans les canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . La PSF varie ainsi d'une image à l'autre puisque sa position fluctue au cours du temps. On ne peut donc utiliser une PSF partielle unique et on peut s'attendre à ce que  $C_r$  varie légèrement également. Pour chaque image, la PSF partielle est contrainte par les PSF des deux étoiles du champ. Les images

en mode subarray étant de plus très petites ( $32 \times 32$  pixels), les ailes de la PSF partielle ne peuvent dans certains cas être contraintes que par la PSF de l'étoile cible. Or, cette dernière est contaminée par la PSF de l'étoile contaminante, une petite bosse s'ajoute ainsi dans les ailes de la PSF partielle (unique pour les deux étoiles) à la position de l'étoile secondaire lors de sa construction. L'idée a donc été d'utiliser plusieurs images ayant pour cible une source isolée, d'y ajuster une PSF partielle unique (mais non parfaite) et de partir de cette dernière comme PSF partielle initiale. De retour sur la déconvolution des images comprenant deux étoiles, nous prenons garde à ne pas former de bosse dans les ailes de la PSF partielle en diminuant l'ajustement de la contribution numérique de la PSF partielle ( $s_f$ ) sur les bords puisque les ailes de la PSF partielle donnée initialement sont supposées être suffisamment semblables à la PSF partielle de l'image traitée.

Les mesures des facteurs de dilution par cette méthode nous ont permis d'évaluer les magnitudes d'étoiles hôtes d'exoplanète(s) dans Triaud et al. (2014) ainsi que les profondeurs d'occultations non diluées (Lanotte et al., en préparation). Ceci peut également s'étendre à des mesures de profondeurs de transit. Afin de réduire l'effet de la variation de  $C_r$  au cours du temps, tout en vérifiant la cohérence des mesures, nous appliquons cette correction sur les courbes de lumière formées pour des rayons d'ouverture  $r$  allant de 2 à 6 pixels. Le tableau 4.2 donne quelques facteurs de dilution  $C_r$  calculés pour les étoiles CoRoT-2 et WASP-8.

**Table 4.2** – Facteurs de dilution de CoRoT-2 et WASP-8 dans les canaux 1, 2, et 4 de IRAC selon le rayon d'ouverture utilisé.

$r$ (px)	Dilution					
	CoRoT-2			WASP-8		
	IRAC1	IRAC2	IRAC4	IRAC1	IRAC2	IRAC4
2	$0,02131 \pm 0,00029$	$0,01482 \pm 0,00020$	$0,06029 \pm 0,00443$	$0,00347 \pm 0,00018$	$0,00437 \pm 0,00021$	$0,02384 \pm 0,00017$
2,5	$0,04082 \pm 0,00050$	$0,02716 \pm 0,00061$	$0,08134 \pm 0,00392$	$0,00846 \pm 0,00031$	$0,01228 \pm 0,00038$	$0,03053 \pm 0,00019$
3	$0,07512 \pm 0,00071$	$0,05801 \pm 0,00146$	$0,09874 \pm 0,00319$	$0,02543 \pm 0,00062$	$0,03558 \pm 0,00083$	$0,04392 \pm 0,00031$
3,5	$0,12978 \pm 0,00103$	$0,11307 \pm 0,00156$	$0,10630 \pm 0,00252$	$0,06338 \pm 0,00132$	$0,07867 \pm 0,00120$	$0,07294 \pm 0,00027$
4	$0,17436 \pm 0,00105$	$0,15596 \pm 0,00117$	$0,10876 \pm 0,00216$	$0,09899 \pm 0,00144$	$0,11831 \pm 0,00136$	$0,10766 \pm 0,00045$
4,5	$0,18907 \pm 0,00117$	$0,17066 \pm 0,00138$	$0,11189 \pm 0,00201$	$0,11432 \pm 0,00127$	$0,13764 \pm 0,00138$	$0,13430 \pm 0,00039$
5	$0,19425 \pm 0,00119$	$0,17512 \pm 0,00156$	$0,11591 \pm 0,00194$	$0,12233 \pm 0,00138$	$0,14700 \pm 0,00150$	$0,14731 \pm 0,00044$
5,5	$0,19565 \pm 0,00110$	$0,17758 \pm 0,00156$	$0,11945 \pm 0,00216$	$0,12759 \pm 0,00146$	$0,15293 \pm 0,00168$	$0,15419 \pm 0,00044$
6	$0,19577 \pm 0,00107$	$0,17869 \pm 0,00151$	$0,12157 \pm 0,00239$	$0,12933 \pm 0,00141$	$0,15403 \pm 0,00171$	$0,15975 \pm 0,00044$

## 4.7 Analyse : l'algorithme Monte Carlo par chaînes de Markov

---

Afin de retirer les informations utiles des courbes de lumière et de vitesses radiales, nous avons besoin d'un algorithme capable de tenir compte des modèles de transit, d'éclipse et de courbe de phase aux courbes de lumière et des modèles d'orbite ainsi que de l'effet Rossiter-McLaughlin aux mesures de vitesses radiales, en plus des modèles ajustant les variations instrumentales et stellaires à toutes ces mesures. Nous avons opté pour l'algorithme Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC). Ce dernier explore l'espace des paramètres pour en déduire les distributions a posteriori. Celui que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse a été implémenté par Michaël Gillon (Gillon et al., 2010, 2012). Le lecteur souhaitant plus d'informations est renvoyé à ces deux articles et à ceux de Ford (2005, 2006). Les notions théoriques ci-dessous proviennent des articles cités ci-dessus et des travaux de thèse de Triaud (2011) et de mémoire de Delrez (2012), ainsi que de leurs références internes.

L'intérêt majeur du MCMC est l'exploration des paramètres autour de la solution et la production d'intervalles de confiance sur chaque paramètre. Il se base sur le formalisme bayésien des probabilités qui a été introduit par le mathématicien britannique Thomas Bayes dans le courant du 18e siècle (Bayes & Price, 1763). Le théorème de Bayes (ex. : Sivia & Skilling, 2006) permet de déterminer la probabilité de l'événement  $A$  sachant l'évènement  $B$ ,  $P(A|B)$ , sur base des probabilités a priori des deux événements  $A$ ,  $P(A)$ , et  $B$ ,  $P(B)$ , et de celle conditionnelle de  $B$  sachant  $A$ ,  $P(B|A)$  :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)}. \quad (4.18)$$

Considérons un ensemble de  $N_{data}$  données que nous symbolisons par  $d_k$ ,  $k$  étant un entier compris entre 1 et  $N_{data}$ . Ces données sont ajustées par des modèles ayant  $N_{param}$  paramètres, symbolisés par  $P_j$  pour les paramètres de saut (voir plus loin) et  $a_j$  pour les paramètres libres d'ajustement des effets instrumentaux et de mesure avec  $j \in [1, N_{param}]$  durant  $N_{iter}$  itérations  $i$ , qui correspond à la longueur d'une chaîne de Markov.

La chaîne de Markov est la succession stochastique d'états où chaque état présent ne dépend que de l'état juste avant. Il ne dépend pas des états futurs ni des états plus antérieurs. En pratique, chaque paramètre est déterminé de l'état  $i - 1$  à l'état  $i$  par :

$$P_{i,j} = P_{i-1,j} + f\sigma_{P_j}G(0,1), \quad (4.19)$$

où  $f\sigma_{P_j}G(0,1)$  est le pas aléatoire, variable et propre à chaque paramètre permettant de passer d'un état à l'autre. L'indice " $i$ ?" sous-entend que l'état  $i$  est encore en suspens, nous y reviendrons plus tard. Le terme "Monte Carlo" se réfère au processus aléatoire qui est ajouté dans cette équation.  $G(0,1)$  est une variable aléatoire gaussienne de moyenne nulle et d'écart-type 1 ;  $\sigma_{P_j}$  est la déviation standard estimée du paramètre  $P_j$  ; et  $f$  est un facteur assurant qu'environ 25 % des états sont acceptés afin d'obtenir une bonne balance entre l'exploration de l'espace des paramètres et le temps de calcul selon Tegmark et al. (2004). Nous reviendrons sur la détermination de ce terme plus tard. Les paramètres  $P_j$  sont également appelés les "paramètres de saut". Ils varient d'un état à l'autre et permettent d'estimer un modèle ajustant les données.

► **Modèle des courbes de lumière** – Le modèle des courbes de lumière – que nous écrirons par la suite  $\mu_{lc}(x,y,w_x,w_y,t)$  – considère le modèle d'éclipse analytique de Mandel & Agol (2002),  $E(t)$ , tenant compte de l'assombrissement centre-bord de l'étoile lors d'un transit et de la portion de l'étoile masquée par la planète. Il est multiplié par un modèle de base qui représente les mécanismes instrumentaux et stellaire  $\mu_{phot,syst}(x,y,w_x,w_y,t)$  définit ci-dessous. Nous avons également considéré un modèle de phase  $\Phi(t)$  tenant compte de l'excentricité de l'orbite (section 2.1.5 et Lanotte et al. 2014) :

$$\mu_{lc}(x,y,w_x,w_y,t,ciel,A) = E(t) \times \Phi(t) \times \mu_{phot,syst}(x,y,w_x,w_y,t,ciel,A), \quad (4.20)$$

$$\text{où } \mu_{phot,syst} = (F(x,y) + F(w_x,w_y) + F(\log(t)) + F(t) + F(ciel) + F(A)) \times M(x,y). \quad (4.21)$$

Les fonctions définissant  $\mu_{phot,syst}(x,y,w_x,w_y,t,ciel,A)$  dépendent des coordonnées du centre de la fonction de réponse de l'étoile sur le détecteur  $(x,y)$ , de ses largeurs à mi-hauteurs  $(w_x,w_y)$ , du temps  $(t)$ , de la mesure du fond de ciel ( $ciel$ ) et de la masse d'air ( $A = 10^{airmass}$ ). Elles ont été spécifiées dans la section 3.5 et rappelées



dans le tableau 3.1 à la page 140. Le modèle  $\mu_{phot,syst}$  est propre à chaque courbe de lumière. Les paramètres de saut sont les profondeurs de transit  $dF_{(\lambda)}$  et d'occultation  $dF_{occ\lambda}$  à la longueur d'onde  $\lambda$ , le paramètre d'impact  $b$ , la période orbitale  $P$ , le temps en milieu du transit  $T_0$ , la durée totale du transit  $W$ , l'amplitude de la fonction de phase  $A_\lambda$  selon  $\lambda$ , l'angle de déphasage de la courbe de phase  $\gamma_\lambda$  selon  $\lambda$ ,  $\sqrt{e} \cos(\omega)$  et  $\sqrt{e} \sin(\omega)$  où  $e$  est l'excentricité et  $\omega$  l'argument au périastre. Nous avons délibérément choisi les paramètres de saut  $\sqrt{e} \cos(\omega)$  et  $\sqrt{e} \sin(\omega)$  et non  $e$  et  $\omega$  car les deux premiers termes augmentent le taux de convergence pour les systèmes ayant de faibles excentricités lorsque  $\omega$  est peu contraint et ne biaisent pas les chaînes vers des valeurs trop élevées de l'excentricité (Ford, 2005; Triaud et al., 2011). En effet, dans le cas contraire, on analyse une aire des paramètres qui est trop grande par rapport à l'aire possible des paramètres. En utilisant des paramètres non-corrélés entre eux, on augmente l'aire utile des paramètres.

L'assombrissement centre-bord de l'étoile est modélisé par une loi quadratique qui dépend de deux coefficients  $u_1$  et  $u_2$  pour chaque bande photométrique. Ils sont initialement déterminés à partir de tables (ex. : Claret & Bloemen, 2011, pour les bandes passantes de *Spitzer* et *CoRoT*) nécessitant la valeur déterminée a priori de la température effective,  $T_{\text{eff}}$ , de la métallicité,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , et de la gravité de surface de l'étoile,  $\log g$ , ainsi que leurs erreurs. En pratique, les paramètres de saut sont  $c_1 = 2u_1 + u_2$  et  $c_2 = u_1 - 2u_2$ , car leur corrélation est moindre que  $u_1$  et  $u_2$ <sup>19</sup> (Holman et al., 2006).  $c_1$  et  $c_2$  sont définis durant toute l'analyse par les valeurs de  $u_1$  et  $u_2$  qui sont contraintes par les distributions normales de  $T_{\text{eff}}$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  et  $\log g$  et des tables de modèles stellaires de Claret.

La détermination des coefficients  $a_j$  des modèles de base  $\mu_{phot,syst}$  diffère. Puisqu'il s'agit de coefficients linéaires<sup>20</sup>, ils peuvent être évalués plus rapidement par minimisation des moindres carrés à l'aide de la décomposition en valeurs singulière (SVD, Singular Value Decomposition, ex. : Press et al., 1992). Pour ce faire, les  $a_j$  sont déterminés non pas à partir des données, mais à partir des données divisées par les modèles d'éclipses et de phase générés avec les derniers jeux de paramètres de saut. Chaque courbe de lumière a son propre  $\mu_{phot,syst}$  et ses propres

19. Pour rappel,  $u_1$  et  $u_2$  sont les deux coefficients quadratiques de l'assombrissement centre-bord défini dans la section 2.1.1 et utilisés dans l'équation 2.2.

20. La fonction exponentielle de l'ajustement de la rampe (eq. 3.6) contient les paramètres non-linéaires  $P_{r_1}$  et  $P_{r_2}$  qui comme leur notation le sous-entend, sont des paramètres de saut. Ces paramètres sont déterminés à chaque pas de la même manière que les autres paramètres de saut.

valeurs  $a_j$ .

Ensuite, la carte de sensibilité des pixels,  $M(x,y)$  définie dans la section 3.5.3, est déterminée. Les deux premières étapes de la construction de la carte (détermination du grillage et association d'une mesure à un noeud du grillage) ne sont opérées qu'en début de programme. A chaque nouveau pas, on opère les étapes 3 à 5. On considère dès l'étape 3 les mesures du flux normalisé de l'étoile divisées par le nouveau modèle de courbe qui vient d'être défini lors du pas et dont la valeur est estimée en  $k$ ,  $F_{k,l,m}(x,y)$ <sup>21</sup>, c'est-à-dire

$$F_{k,l,m}(x,y) = \frac{d_k}{[E(t) \times \Phi(t) \times (F(x,y) + F(w_x, w_y) + F(\log(t)) + F(t) + F(ciel) + F(A))]_k}. \quad (4.22)$$

Hypothétiquement, les  $F_{k,l,m}(x,y)$  ne contiennent que les variations du flux dépendant de la position. La valeur associée à un noeud est ensuite égalée à la moyenne des  $F_{k,l,m}(x,y)$  lui étant associés. La carte de sensibilité  $M(x,y)$  est générée par l'équation 3.4 et entre dans le modèle de chaque courbe de lumière  $\mu_{lc}$  qui est désormais entièrement défini pour ce pas.

► **Modèle des courbes de VR** – Le modèle des vitesses radiales – noté  $\mu_{rv}(t)$  – est basé sur les orbites keplériennes,  $\mathcal{K}(t)$  (eq. 1.2 où nous assimilons  $\mathcal{K}(t)$  à  $V_r$ ), et comprend également le modèle de Giménez (2006) tenant compte de l'effet Rossiter-McLaughlin,  $RM(t)$ . Le modèle  $\mu_{rv}(t)$  peut également ajuster des variations stellaires et instrumentales  $\mu_{rv,syst}$  au besoin. Nous n'en avons cependant pas eu recours ( $\mu_{rv,syst} = 0$ ).

$$\mu_{rv}(t) = \mathcal{K}(t) + RM(t) + \mu_{rv,syst}. \quad (4.23)$$

Les paramètres de saut employés dans ce cas sont  $K_2 = K \sqrt{1 - e^2} P^{1/3}$  où  $K$  est la demi-amplitude de la courbe de vitesse radiale,  $\sqrt{V \sin(I_*)} \cos(\beta)$  et  $\sqrt{V \sin(I_*)} \sin(\beta)$  où  $V \sin(I_*)$  est la vitesse de rotation projetée de l'étoile,  $I_*$  étant l'angle formé par l'axe de rotation de l'étoile par rapport à l'axe de l'observateur, et  $\beta$  l'angle projeté entre l'axe de rotation de l'étoile et l'axe de l'orbite planétaire.

---

21. Rappel : L'indice  $k$  correspond à celui présent dans  $d_k$  et est compris entre 1 et  $N_{data}$ . Les indices  $l,m$  précisent que la mesure est associée à un noeud dont les coordonnées sont  $(x_l, y_m)$ .

► **Rejet ou acceptation d'un pas selon l'algorithme Metropolis-Hastings** – Afin d'estimer la qualité de l'ajustement des courbes des données  $d_k$  d'erreurs  $\sigma_{d_k}$  au modèle complet  $\mu_k$  (les paramètres de saut et linéaires sont choisis pour ce pas) correspondant aux instants  $k$ , nous utilisons une statistique des  $\chi^2$ , selon :

$$\chi_{i?}^2 = \sum_{k=1}^{N_{data}} \left( \frac{d_k - \mu_k}{\sigma_{d_k}} \right)^2. \quad (4.24)$$

Les  $d_k$  et les  $\sigma_{d_k}$  sont respectivement les flux normalisés de l'étoile et les barres d'erreurs normalisées correspondantes des différentes courbes de lumière que nous avons obtenues à l'aide du pipeline EXOPHOT pour les courbes de lumière. Il s'agit des mesures des vitesses radiales et de leurs erreurs dans le cas des courbes de VR.  $N_{data}$  est donc la somme sur le nombre d'images et de spectres conservés après la réduction de données.

Dans certains cas, nous connaissons a priori la distribution de certains paramètres, c'est-à-dire avant d'obtenir la solution du MCMC, grâce par exemple à des observations antérieures. Nous supposons ces distributions gaussiennes. Elles sont écrites sous la forme  $\mathcal{N}(P_{0,j_{prior}}, \sigma_{P_{0,j_{prior}}})$ , où  $P_{0,j_{prior}}$  est la valeur connue a priori du paramètre  $P_j$  et  $\sigma_{P_{0,j_{prior}}}$  son erreur. Leur considération nécessite l'utilisation d'une fonction de mérite  $\mathcal{M}^2$  tenant compte de ces connaissances a priori ainsi que du  $\chi^2$ . Cette dernière correspond à la somme d'un terme de vraisemblance ( $\chi^2$ ) et de termes de probabilité a priori :

$$\mathcal{M}_{i?}^2 = \chi_{i?}^2 + \sum_{j_{prior}} \frac{P_{i?,j_{prior}} - P_{0,j_{prior}}}{\sigma_{P_{0,j_{prior}}}^2}. \quad (4.25)$$

Le rapport de vraisemblance  $r$  pour que le set de paramètres  $P_{i?}$  donne un meilleur ajustement des données que  $P_{i-1}$  est donnée par (ex. : Barlow, 1989) :

$$r = e^{-0,5(\mathcal{M}_{i?}^2 - \mathcal{M}_{i-1}^2)}. \quad (4.26)$$

Nous exploitons l'algorithme Metropolis-Hastings (Metropolis et al., 1953; Hastings, 1970) afin d'accepter ou non le pas  $i?$ . Dans le cas de figure où  $r \geq 1$ , c'est-à-dire où  $\mathcal{M}_{i?}^2 \leq \mathcal{M}_{i-1}^2$ , les pas sont acceptés et les indices  $i?$  deviennent des indices  $i$ . A l'étape suivante  $P_i = P_{i?}$  devient  $P_{i-1}$  et  $\mathcal{M}_i^2 = \mathcal{M}_{i?}^2$  se transforme en  $\mathcal{M}_{i-1}^2$ . On propose un nouveau set de paramètres  $P_{i?}$ , et on recommence le même procédé. Si  $r < 1$ , la fonction de mérite ne diminue pas. Cependant ce pas ne doit

pas pour autant être automatiquement refusé. Rappelons en effet que le but du MCMC n'est pas de fournir la solution minimisant la fonction de mérite, mais plutôt d'échantillonner la distribution des paramètres ajustés que nous appelons "fonction de densité de probabilité" (PDF, probability density function). Selon la règle de Metropolis-Hastings, ce pas est accepté avec une probabilité de  $r$ . Nous tirons donc un nombre aléatoire  $u$  à partir d'une distribution uniforme comprise entre 0 et 1. Si  $r \geq u$  alors le pas est accepté de la même manière que dans le cas où  $r \geq 1$ . Dans le cas contraire, le pas est rejeté. On conserve les valeurs  $P_{i-1}$  et  $\mathcal{M}_{i-1}^2$  pour un nouvel incrément<sup>22</sup>. On propose un nouveau set de paramètres  $P_i$  pour une nouvelle étape ...

► Aide à la convergence – Comme le démontre Gregory (2005) sur base des travaux de Roberts (1996), cet algorithme converge vers une distribution stationnaire correspondant à la distribution postérieure, et ce, quelque soit la taille du pas. Bien sûr, si le pas  $f_{\sigma_{P_j}}G(0,1)$  est trop petit, il faudra beaucoup de pas pour explorer l'espace des paramètres et atteindre la valeur la plus vraisemblable. En d'autres mots, on obtient très facilement  $r \geq u$  et donc les nouveaux états sont toujours acceptés. A l'opposé, un pas trop grand implique que peu d'états sont acceptés et même si il est possible d'en soustraire une distribution finale, elle est de faible résolution. En fait, on conserve l'état initial (c'est-à-dire toujours l'état précédent  $i - 1$ ) tout au long du processus. Afin de pallier ce problème, on fait intervenir le facteur  $f$  de la manière suivante. Après un nombre fixe d'états ( $L_s$ , appelé longueur statistique et souvent égale à 100), on estime le rapport  $T_s$  entre le nombre de nouveaux pas acceptés et  $L_s$ . On ajuste ensuite  $f$  de manière à avoir un taux de succès  $T_s$  égal à 25 % afin d'avoir une bonne convergence (Tegmark et al., 2004). Cette réévaluation est faite tous les  $L_s$ . Initialement  $f$  est un grand nombre afin de couvrir un maximum l'espace des paramètres.

Les  $\sigma_{P_j}$  sont devinés à partir des données et peuvent être estimés à l'aide de chaînes préliminaires. Ils sont conservés durant toute la chaîne. Il est possible que les  $\sigma_{P_j}$  soient mal estimés, certains surestimés, d'autres sous-estimés. Afin de ne pas réduire (ou augmenter) toutes les tailles de pas, le pas d'un paramètre est ajusté indépendamment des autres lors de chaque état afin d'optimiser la convergence (ex. : Ford, 2005). Ce processus, appelé échantillonnage de Gibbs, s'opère en

22. Plus précisément,  $P_i = P_{i-1}$  devient  $P_{i-1}$  et  $\mathcal{M}_i^2 = \mathcal{M}_{i-1}^2$  se transforme en  $\mathcal{M}_{i-1}^2$

début de phase d'une chaîne et est appelé la "burning phase". Sa longueur est de l'ordre de 20-30 % de la longueur de la chaîne.

► **Convergence de la chaîne** – Nous diagnostiquons la convergence des chaînes sur base des tests statistiques de Gelman & Rubin (1992). A cet effet, la variance entre les chaînes ( $B_j$ ) et la variance des chaînes elles-mêmes moyennée ( $V_j$ ) sont calculées pour chacun des paramètres de saut  $P_j$ , une fois que toutes les chaînes sont terminées. Si le facteur de réduction d'échelle potentielle du paramètre de saut  $P_j$  :

$$Re_j = \sqrt{\frac{\frac{n-1}{n}V_j + \frac{1}{n}B_j}{V_j}} \quad (4.27)$$

est proche de l'unité, pour chacun des paramètres de saut, alors la convergence peut être établie.  $n$  est la longueur de chaque chaîne en dehors de la burning phase. Nous considérons pouvoir avoir atteint la convergence lorsque tous les facteurs de réduction d'échelles sont compris entre 0,99 et 1,01. Dans le cas contraire, de nouvelles chaînes doivent être relancées depuis le début, par exemple en modifiant les valeurs et erreurs initiales des paramètres de saut et/ou en augmentant la longueur des chaînes.

#### 4.7.1 Intérêt du MCMC

La méthode MCMC est à présent très populaire au sein de la communauté scientifique, car elle ne se contente pas de trouver un modèle qui ajuste bien un jeu de données, elle explore de manière précise l'espace de ses paramètres tout en tenant compte aisément de toute connaissance portant sur l'objet d'étude ou les mécanismes physiques en jeu. De plus, elle permet la comparaison de plusieurs modèles sur base d'un même jeu de données où la probabilité de chaque modèle est proportionnel à  $e^{-\frac{\chi^2}{2}}$ . Kass & Raftery (1995) ont montré que le facteur de Bayes (le rapport des probabilités du modèle 1 sachant les données  $d_k$  et du modèle 2 sachant les mêmes données  $d_k$ ) pouvait être approximé à  $e^{-\frac{BIC_1 - BIC_2}{2}}$  où les  $BIC_1$  et  $BIC_2$  sont les critères d'information bayésien (Bayesian Information Criterion, ex. : Schwarz, 1978) correspondant aux modèles 1 et 2. Ils sont définis par

$$BIC = \chi^2 + Q \log(N_{data}), \quad (4.28)$$

où  $Q$  est le nombre de paramètres libres ( $P_j$  et  $a_j$ ,  $Q \leq N_{param}$ ) et  $N_{data}$  le nombre de données  $d_k$ . Nous considérons la fonction de mérite  $\mathcal{M}^2$  à la place de  $\chi^2$  dans cette dernière expression. L'intérêt de l'utilisation de ce critère est d'ajouter une pénalité dépendant du degré de liberté.

Par exemple, considérer une seconde planète elle-même aussi en transit implique des paramètres libres supplémentaires, à savoir le moment du milieu de transit  $T_{0,2}$ , la durée du transit  $W_2$ , la profondeur du transit  $dF_2$  et le paramètre d'impact  $b_2$  de cette seconde planète (si il n'y a qu'un seul transit observé). Lors de notre analyse des courbes de GJ 436, nous avons utilisé ce critère qui nous a montré qu'un modèle à une seule planète en transit dans le jeu de courbes de lumière était favorisé. Ce critère est également efficace dans le choix du modèle de base représentant les mécanismes instrumentaux et stellaires  $\mu_{phot,syst}$  de chaque courbe et du degré des polynômes composant  $\mu_{phot,syst}$ . Il ne faut pas introduire plus de paramètres de modélisation des courbes que cela n'est nécessaire, il s'agit du rasoir d'Ockham<sup>23</sup>. Le *BIC* permet donc d'évaluer ce besoin.

Un autre avantage de la méthode MCMC utilisée ici est sa modélisation des effets systématiques concomitantes à celle des éclipses et orbites planétaires. On s'affranchit ainsi du besoin d'une phase préliminaire de 'detrending' capable de biaiser les résultats et de conduire à des barres d'erreur sous-évaluées.

#### 4.7.2 Prise en compte du bruit

Nous avons mentionné que les  $\sigma_{P_j}$  pouvaient être réévalués à partir de chaînes préliminaires, il en est de même des  $\sigma_{d_k}$ . Nous distinguons les données photométriques des données spectroscopiques. Les erreurs des données photométriques ne considèrent que le bruit blanc prédit et calculé à l'aide du pipeline EXOPHOT. Le véritable bruit blanc des données, celui qui est évalué à partir de la déviation standard des résidus de la courbe ajustée par le MCMC ( $\sigma_{w,res}$ ) peut se révéler être plus grand que  $\sigma_{d_k}$ . Nous définissons le facteur d'échelle du bruit blanc,  $\beta_w$ , comme étant égal au rapport de  $\sigma_{w,res}$  et de la moyenne des  $\sigma_{d_k}$ ,  $\sigma_w$ .

Une autre forme de bruit, le bruit corrélé, doit être aussi pris en compte. Il est commun de l'appeler bruit rouge car la corrélation des mesures s'opère à basses fréquences. Le bruit rouge correspond à l'incapacité du modèle  $\mu_{lc}$  à représenter les

---

23. Le terme "rasoir" est utilisé afin d'illustrer l'élimination du superflu et des complications inutiles.

données, c'est-à-dire la partie des effets systématiques qui n'a pas pu être modélisée (variation de température de l'instrument, pointage du télescope, positionnement de l'instrument par rapport au Soleil, à l'ombre de la Terre, variabilité stellaire, effet d'extinction différentiel, erreurs du flatfield ...). Nier sa présence conduit à la sous-estimation des barres d'erreurs des paramètres de saut, il convient donc de l'insérer dans l'estimation des erreurs (Pont et al., 2006). Nous estimons sa grandeur à l'aide de la méthode "moyennant le temps" proposée par Gillon et al. (2006) et Winn et al. (2007) et nécessitant la connaissance de la déviation standard des résidus non-binnés sur la courbe de lumière entière,  $\sigma_1$ , et la déviation standard des résidus binnés<sup>24</sup> sur un intervalle de temps donné,  $\sigma_N$ . Sans la présence de bruit rouge, nous nous attendrions à obtenir la déviation standard des résidus binnés,  $\sigma_{N,w}$  (ex. : Winn et al., 2008) :

$$\sigma_{N,w} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{M}{M-1}}, \quad (4.29)$$

où  $M$  est le nombre de bins et  $N$  le nombre de points par bin. Nous définissons le facteur d'échelle du bruit rouge  $\beta_r$  comme étant le rapport entre la déviation standard mesurée des résidus binnés avec celle attendue idéalement, c'est-à-dire sans la présence de bruit rouge. Il est attendu que  $\beta_r$  varie selon le choix de la durée du bin. Le programme MCMC calcule donc ce facteur pour différents intervalles de temps et adopte la grandeur maximale. Au final, les barres d'erreurs préévaluées sont multipliées par le facteur de correction  $CF = \beta_w \cdot \beta_r$  afin de tenir compte de toutes les erreurs photométriques. Le facteur de correction est déterminé à la fin du MCMC et doit être inséré dans un fichier d'entrée du programme afin qu'il en tienne compte lors de sa dernière évaluation, lors du calcul d'une nouvelle chaîne.

Les erreurs relatives aux mesures des vitesses radiales sont parfois également sous-estimées. Du bruit supplémentaire peut provenir de l'instrumentation utilisée ou encore de l'activité magnétique de l'étoile. Cette dernière conduit à l'apparition d'inhomogénéités sur la surface stellaire qui peuvent produire des variations dans la mesure des vitesses radiales de l'étoile (ex. : Henry et al., 2002; Wright, 2005). On parle de bruit de "jitter". Ce bruit est ajouté quadratiquement aux barres d'erreurs des données après le choix du meilleur modèle. Il est déterminé de manière à

---

24. littéralement traduit par mis en boîte. "Binner" consiste à prendre la moyenne de plusieurs valeurs appartenant à un même intervalle de temps afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, mais au détriment de la résolution temporelle

égaliser l'erreur moyenne des données avec la déviation standard des résidus. Cette valeur est également introduite dans le fichier d'entrée de la dernière chaîne.

### 4.7.3 En pratique

Nous résumons ici les étapes du procédé complet des analyses MCMC et le choix des courbes de lumière. En voici les étapes :

- (1) Détermination individuelle des modèles de base  $\mu_{phot,syst}$  qui représentent les mécanismes instrumentaux et stellaire pour chaque courbe de lumière à l'aide de courtes chaînes. Les modèles d'éclipse et de phase ( $E(t)$  et  $\Phi(t)$ ) sont initialement estimés sur base des distributions des paramètres de saut trouvés dans la littérature. Selon la qualité des courbes de lumière, on impose la valeur a priori de certains paramètres de saut ( $T_0, e, \omega, \dots$ ). On lance alors des courtes chaînes en tenant compte d'une seule courbe de lumière à la fois et en considérant différents modèles de base afin de déterminer celui qui ajuste au mieux les données avec le moins de paramètres possible. Le modèle minimisant le BIC est sélectionné, et ce indépendamment pour chaque courbe. Chaque courbe a ainsi un modèle de base propre qui lui est associé. Pour rappel, il y a plusieurs courbes de lumière correspondant à un jeu de données.
- (2) Idem que (1) pour les courbes de VR.
- (3) Choix des paramètres utilisés lors de la réduction de données avec EXOPHOT ou DECPHOT. Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, la réduction des données d'une observation produit un éventail de courbes de lumières différant selon le choix du rayon d'ouverture, du retrait du ciel, de la manière de déconvoluer, ... Afin de sélectionner la courbe qui donne le meilleur résultat, nous comparons les déviations standards des courbes résiduelles ajustées et leur bruit rouge. Nous sélectionnons la courbe minimisant ces deux facteurs. Désormais, une observation est associée à une seule courbe de lumière, elle-même associée à un modèle de base propre,  $\mu_{phot,syst}$ .
- (4) Lancement de la première chaîne incluant toutes les courbes de lumière sélectionnées et de VR afin de déterminer les facteurs de correction  $CF$  et les facteurs de jitter, et de ré-échelonner les barres d'erreurs des données.



(5) Lancement d'une analyse globale MCMC comprenant au moins deux longues chaînes. L'analyse globale tient compte comme son nom l'indique de toutes les informations que nous avons à notre disposition : toutes les courbes de lumière (une seule par jeu de données bien sûr), toutes les courbes de VR, les éphémérides de transit et d'occultation supplémentaires si présentes ainsi que leurs erreurs, une estimation de tous les paramètres de saut et de leurs incertitudes.

A la fin de cette analyse :

- Nous nous assurons que les  $CF$  valent tous 1 et les facteurs de jitter 0. Sinon il faut ré-échelonner les barres d'erreurs des données et recommencer cette étape. On multiplie alors le  $CF$  ancien avec le nouveau et on additionne l'ancien facteur de jitter avec le nouveau.
- Nous contrôlons la convergence des chaînes via le facteur de réduction d'échelle potentielle  $Re$  (eq. 4.27). Nous analysons aussi la fonction de densité de probabilité de chacun des paramètres de saut. Si au moins un de ces paramètres n'a pas convergé, alors on recommence à partir du point (5) en modifiant les paramètres de saut et leurs barres d'erreur et/ou en augmentant la taille des chaînes.

## 4.8 Recherche d'une planète en transit

---

Dans l'intention de détecter la présence d'une planète en transit dans les courbes de lumière résiduelles du MCMC, nous avons construit un algorithme se basant sur le programme MISS MarPLE conçu par Berta et al. (2012). Nous invitons le lecteur souhaitant plus d'informations à se diriger vers cette étude et les livres de Press et al. (1992) et de Sivia & Skilling (2006) pour plus de détails. Le but de cet algorithme est de calculer rapidement la probabilité de présence d'un transit de profondeur  $dF$ , d'une durée  $W$  et un temps en milieu de transit  $T_0$  donnés, tout en tenant compte des erreurs systématiques de l'instrument utilisé ainsi que de la variabilité stellaire. Le calcul de cette probabilité est réalisé sur une grille d'éphémérides et de durées possibles de transit. L'ajustement des paramètres (linéaires) s'opère via une minimalisation des moindres carrés par décomposition en valeurs singulière (SVD).

Le modèle de la courbe de lumière  $\mu$  est ici défini par la somme des fonctions de transit  $P(t)$ , des fonctions tenant compte des effets systématiques  $F(x,y)$ ,  $F(w_x,w_y)$  et  $F(ciel)$  (équations 3.1, 3.2 et 3.5) et de la variabilité stellaire  $V$  que nous définissons comme  $F(t)$ <sup>25</sup> (eq. 3.8). La fonction de transit est caractérisée par la fonction “boîte” suivante :

$$P(t) = \begin{cases} a_{dF} & \text{si } |t - T_0| \leq W/2, \\ 0 & \text{autrement,} \end{cases} \quad (4.30)$$

plus simple que celle utilisée dans le MCMC puisque notre but ne consiste qu'en la détection d'un transit. De cette manière, pour un  $T_0$  et  $W$  donnés (non pris en tant que paramètres du modèle  $\mu$ ), la fonction  $\mu$  ne contient que les  $N_{coef}$  paramètres linéaires  $a_j$  et l'évaluation de leur moindre carré pourra donc être opérée par une méthode SVD. Les valeurs de  $T_0$  et  $W$  sont initialement listées dans une table comme mentionné plus haut. Le paramètre inconnu  $a_{dF}$ , un des paramètres linéaires  $a_j$ , vaut l'opposé de la profondeur de transit  $-dF$ . Notons que cette équation autorise les anti-transits<sup>26</sup>.

Nous souhaitons connaître la probabilité conditionnelle du modèle  $\mu$  sachant les données  $d_k : P(\mu|d_k)$ . Par le théorème de Bayes, nous savons qu'elle est proportionnelle à  $P(d_k|\mu)P(\mu)$ , où  $P(d_k|\mu)$  est la probabilité d'avoir les données sachant le modèle et  $P(\mu)$  la probabilité du modèle. En supposant que les données soient indépendantes les unes des autres et suivent une loi normale avec un écart-type  $\sigma_{d_k}$ , la vraisemblance est alors égale à :

$$P(d_k|\mu) = \prod_{k=1}^{N_{data}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{d_r,k}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{d_k - \mu_k}{\sigma_{d_r,k}}\right)^2}, \quad (4.31)$$

où nous différencions l'erreur théorique des données  $\sigma_{d_k}$  qui a été calculée par EXOPHOT (Sect. 4.3) de l'erreur réelle  $\sigma_{d_r,k}$  qui lui est plus élevée d'un facteur  $r_{\sigma,w} \geq 1 : \sigma_{d_r,k} = r_{\sigma,w}\sigma_{d_k}$ . Le facteur  $r_{\sigma,w}$ , contrairement au facteur  $CF$  issu de l'analyse MCMC, ne tient pas en compte le bruit rouge. La fonction  $\chi^2$  est définie à l'aide

25. Nous utilisons une régression linéaire fonction du temps. Berta et al. (2012) considèrent quant à eux des fonctions sinusoidales étant donné leur plus longue échelle de temps d'observation. La période qu'ils sélectionnent correspond alors à la période de rotation de l'étoile.

26. La forme du transit est inversée, il y a une augmentation du flux relatif lumineux sur la courbe et non une diminution. L'anti-transit d'une planète devant son étoile n'est pas un phénomène physique réel tel qu'il est défini ici.

de l'erreur théorique par :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_{data}} \left( \frac{d_k - \mu_i}{\sigma_{d_k}} \right)^2, \quad (4.32)$$

qui, combinée avec l'équation 4.31, dont on a pris le logarithme, donne :

$$\ln(P(d_k|\mu)) = -N_{data} \ln(r_{\sigma,w}) - \frac{\chi^2}{2r_{\sigma,w}^2} + C, \quad (4.33)$$

où  $C$  est une grandeur constante pouvant être déterminée à partir de l'équation 4.31. Nous supposons également une distribution gaussienne aux  $N_{coef}$  paramètres linéaires  $a_j$  du modèle  $\mu$  et définissons  $\Xi^2$  parallèlement à  $\chi^2$  par la relation suivante :

$$\Xi^2 = \sum_{j=1}^{N_{coef}} \left( \frac{a_j - \bar{a}_j}{\sigma_{a_j}} \right)^2, \quad (4.34)$$

où les  $\sigma_{a_j}$  sont les écarts-types des distributions des paramètres  $a_j$ , et  $\bar{a}_j$  les valeurs attendues des  $a_j$ . Les estimations de  $\sigma_{a_j}$  et  $\bar{a}_j$  sont à connaître a priori.

Nous utilisons des courbes de lumière résiduelles issues du MCMC. Puisque ces dernières sont théoriquement dépourvues d'effets systématiques, nous supposons  $\bar{a}_j = 0$ , et donnons de faibles valeurs aux  $\sigma_{a_j}$ , hormis pour la profondeur de transit. Il est possible de réévaluer les  $\sigma_{a_j}$  sur base d'une itération antérieure de ce programme. Nous avons en outre introduit deux options, laissées au libre choix de l'utilisateur, qui simplifient cette approche. La première considère que le modèle  $\mu$  a une probabilité unitaire, c'est-à-dire  $\Xi^2 = 0$ . La probabilité de la détection d'un transit est ainsi surestimée et, si détection, elle doit être vérifiée en aval (voir ci-dessous). La seconde considère que  $\mu = P(t)$  uniquement, c'est-à-dire que les effets systématiques ont entièrement été enlevés des courbes de lumière résiduelles ( $N_{coef} = 1$  et  $a_1 = a_{dF}$  dans ce cas).

On a de manière analogue à l'équation 4.33 :

$$\ln(P(\mu)) = -\frac{1}{2}\Xi^2 + C', \quad (4.35)$$

où  $C'$  est une autre grandeur constante. Nous cherchons à maximiser la probabilité  $P(\mu|d_k)$ , soit à chercher les racines des dérivées suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial a_j} \ln P(\mu|d_k, T_0, W) = \frac{\partial}{\partial a_j} (\ln[P(d_k|\mu)P(\mu)]) = \frac{\partial}{\partial a_j} \left( \frac{\chi^2}{r_{\sigma,w}^2} + \Xi^2 \right). \quad (4.36)$$

Berta et al. (2012) proposent d'estimer les paramètres du modèle par itération, basée sur une réévaluation de la valeur de  $r_{\sigma,w}$  à chaque pas réinjectée dans l'expression 4.36, où :

$$r_{\sigma,w} = \sqrt{\frac{\chi^2 + N_{eff}\bar{r}^2}{N_{data} + N_{eff}}}, \quad (4.37)$$

afin de garantir un poids relatif correct entre la vraisemblance et les priors.  $N_{eff}$  correspond au nombre de données de l'observation requis pour pouvoir contraindre un transit. Le paramètre  $\bar{r}$  est quant à lui défini comme valant  $\sqrt{\chi_{saison}^2/N_{saison}}$ , où  $\chi_{saison}^2$  est la fonction  $\chi^2$  de l'ensemble des  $N_{saison}$  données sur une saison de plusieurs nuits d'observation. Nous imposons arbitrairement  $N_{eff} = 100$  pour les données *Spitzer* et  $\bar{r} = 1$  puisque nous analysons les courbes de lumières individuellement.

En pratique, on opère la maximalisation de  $P(\mu|d_k)$  sur une grille de différents  $T_0$  et  $W$  espacés régulièrement. Par exemple avec un pas sur l'éphéméride,  $\Delta T_0$ , de 10 minutes et sur la durée du transit,  $\Delta W$ , de 0,2 heure allant de 0,3 à 2,1 heures.

Ce calcul ne tient jusqu'à présent pas compte du bruit rouge. En guise de test, nous tentons d'estimer qualitativement son effet en égalant  $r_{\sigma,w}$  par  $CF$  dans les équations 4.31 et 4.32 et ensuite 4.36 au dénominateur du  $\chi^2$ . Au cours des itérations des termes des équations 4.36 et 4.37, nous remplaçons la valeur de  $CF$  par celle de  $CF \times r'_{\sigma,w}$ , où  $r'_{\sigma,w}$  est déterminé par l'équation 4.37. De cette manière, le bruit rouge n'est pas réévalué à chaque étape mais nous en gardons une estimation initiale<sup>27</sup>. Les résultats de recherche de transit semblent peu affectés par la prise en compte du bruit rouge, bien que nous ne rendons pas correctement de son effet.

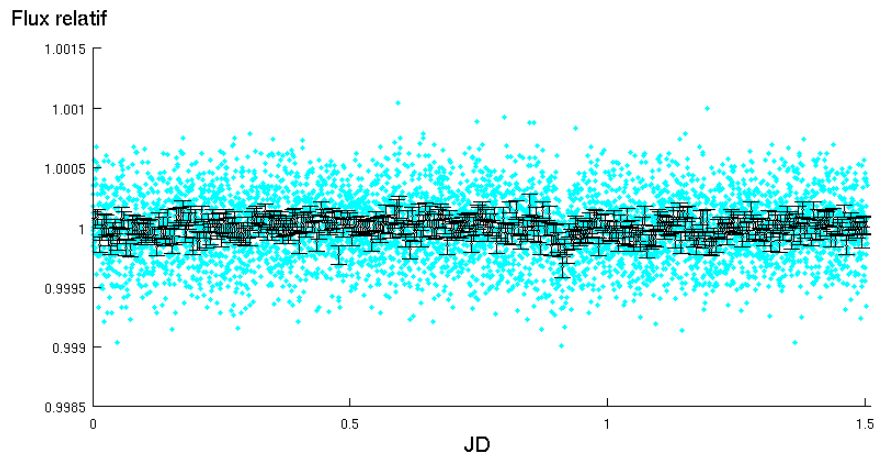
Berta et al. (2012) proposent de tenir compte du bruit rouge sur base des propriétés statistiques des distributions : Dans le cas de l'analyse d'une courbe ne présentant que du bruit blanc et sans signal d'un transit, il est attendu que pour une durée de transit donnée, la distribution des  $dF/\sigma_{dF}$  déterminés pour toutes les éphémérides possibles sur la courbe de lumière s'apparente à une fonction gaussienne centrée en 0 et de variance 1. Ce type distribution est observé, mais avec une variance plus élevée en présence de bruit rouge. Il est donc possible de tenir compte de ce bruit supplémentaire en multipliant  $\sigma_{dF}$  par le facteur  $\sqrt{1 + N_{tra}r_{\sigma,r}^2} \geq 1$ , où

27. Nous ne recalculons pas  $CF$  à chaque étape afin d'optimiser le temps de calcul de l'algorithme, car la probabilité de chaque transit potentiel détecté est ensuite réévaluée par analyse MCMC.

$N_{tra}$  correspond au nombre d'images prises lors de la phase de transit. Le facteur  $r_{\sigma,r}^2$  est calculé sur base de la valeur de la “déviaton absolue de la médiane” (MAD, pour median absolute deviation). La MAD correspond à la médiane des déviations absolues de la médiane des données  $X_i$ , soit

$$\text{MAD}(X_i) = \text{médiane}(|X_i - \text{médiane}(X_i)|), \quad (4.38)$$

$X_i$  valant  $dF/\sigma_{dF}$  dans notre situation. Il s'agit d'une mesure statistique de la dispersion. Sa valeur est de 0,6745 lorsque la distribution suit une loi gaussienne de variance unitaire. Il suffit donc de trouver  $r_{\sigma,r}$  tel que  $\text{MAD}(dF/\sigma_{dF})$  s'approche au mieux de 0,6745. Cependant, ce procédé nécessite des courbes de lumière plus longues que quelques heures afin d'être efficace pour toutes les mesures. Nous devons donc garder en mémoire que la signification de la profondeur du transit est probablement surévaluée. Cet algorithme nous est uniquement utile dans son état actuel pour opérer une pré-analyse comme déjà mentionné. Dans les faits, nous poursuivons cette analyse d'une analyse MCMC, plus complète et décrite dans la section précédente, sur les courbes de lumière pouvant potentiellement présenter une phase de transit d'un compagnon planétaire. Rappelons que l'analyse MCMC permet la comparaison de différents modèles tout en tenant compte proprement du bruit.



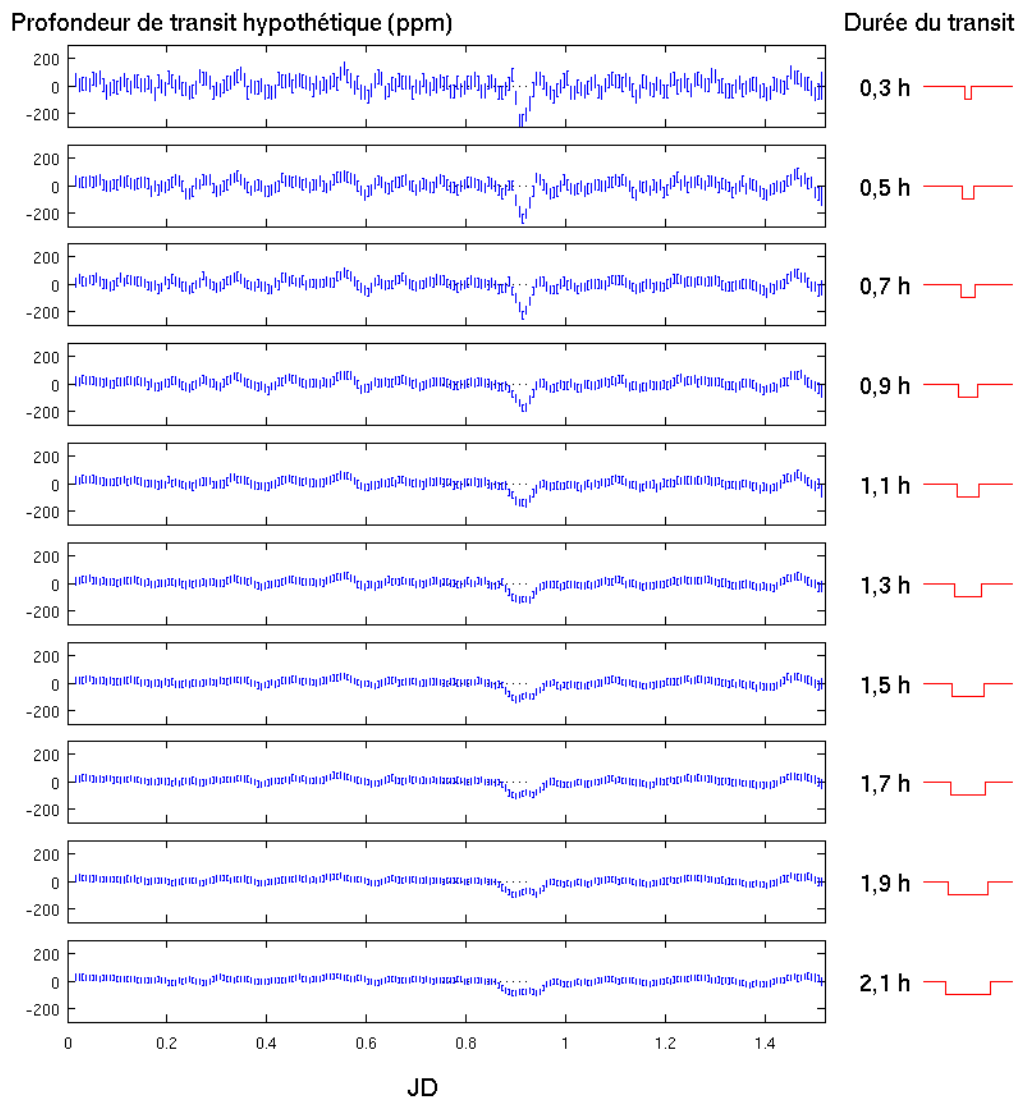
**Figure 4.10** – Courbe de lumière synthétique comprenant un transit à  $T_0 = 0,91$  jour. Les points cyans indiquent les données brutes. Les points noirs correspondent aux données moyennées sur un intervalle de temps de 6 minutes.

Nous testons dans cette section le fonctionnement de cette méthode sur une courbe de lumière synthétique comprenant un transit et ayant un bruit blanc correspondant au bruit photométrique d'une courbe de lumière *Spitzer* à  $4,5 \mu\text{m}$  (Fig. 4.10). Le transit injecté a une profondeur de 250 ppm et une durée de 0,77 h, et est centré sur le temps  $T_0 = 0,9100 \text{ j}$ . La figure 4.11 indique les profondeurs d'un transit hypothétique en fonction du temps et selon la durée du transit étudié avec l'option  $\Xi = 0$  et  $\mu = P(t)$ . Elle révèle la présence du transit que nous avons injecté aux données. Le degré de certitude de la profondeur du transit est déterminé en examinant  $dF/\sigma_{dF}$  en fonction de  $T_0$  pour différentes durées de transit (Fig. 4.12). On constate que le transit n'est détecté significativement que pour un intervalle de temps entourant le  $T_0$  choisi et que la durée de transit la plus significative est la plus proche de la durée du transit injecté, c'est-à-dire à  $T_0 = 0,9139 \text{ j}$  avec une profondeur de transit de 228 ppm et durée de 0,7 h significatives à  $7,59 \sigma$ <sup>28</sup>. Nous notons également que l'anti-transit le plus significatif ( $2,77 \sigma$ ) a été détecté avec une hauteur de 86 ppm pour une durée de 0,7 h à  $T_0 = 0,5551 \text{ j}$ .

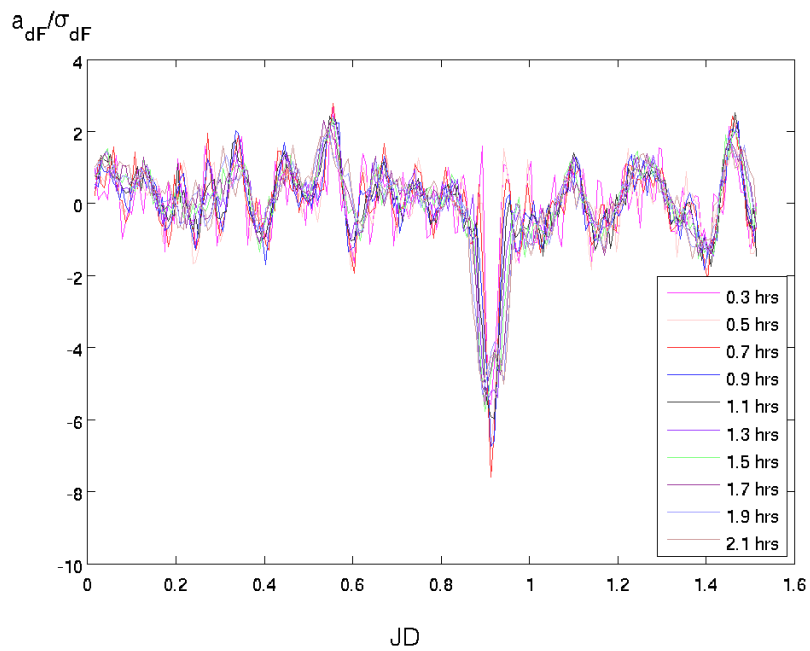
Dans le cas d'observations réelles, nous testons les différentes options de cet algorithme et conservons tous les résultats fournissant une détection significative au-delà de  $3 \sigma$  afin de ne réanalyser que ces courbes à l'aide du MCMC. Nous souhaitons en effet n'écarter aucun signal potentiel d'un transit avant d'avoir recours aux analyses MCMC.

---

28. Le degré de signification est surévalué puisque nous considérons  $\Xi = 0$ .



**Figure 4.11** – Profondeur des transits avec leur barre d'erreur ( $\sigma_{dF}$ ) en fonction du temps selon différentes durées de transit. Le programme détecte un transit possible à  $T_0 \sim 0,9$  jour.



**Figure 4.12** – Analyse de l'intervalle de confiance de la profondeur des transits au cours des différentes éphémérides possibles du transit sur la courbe de lumière pour plusieurs durées de transit fixées. Le transit le plus significatif, c'est-à-dire ayant un  $|a_{dF}/\sigma_{dF}|$  le plus élevé, a lieu en  $T_0 \approx 0,9$  jour et a une durée de 0,7 heure.



# Chapitre 5

## GJ 436b

Ce travail de thèse s'est particulièrement focalisé sur l'étude de GJ 436b, un des rares Neptunes chauds en transit pour lequel une caractérisation détaillée de l'atmosphère est possible (ex. : Deming et al., 2007; Demory et al., 2007). Son excentricité orbitale non négligeable requiert une étude plus approfondie afin d'expliquer son origine (ex. : Beust et al., 2012). Cette planète a fait l'objet de plusieurs analyses indépendantes basées sur plusieurs jeux de données individuels obtenus avec le télescope spatial *Spitzer*. Elles ont conduit à des résultats contradictoires attribués à différentes techniques utilisées pour traiter les effets instrumentaux (Stevenson et al., 2010; Beaulieu et al., 2011). Nous avons donc décidé d'examiner ces résultats antérieurs controversés et voulu approfondir nos connaissances sur le système sur base de l'ensemble de la photométrie *Spitzer*, combinée avec de nouvelles mesures Doppler acquises avec le spectrographe HARPS. Nous avons également cherché la signature de planètes supplémentaires dans les courbes de lumière et de vitesses radiales résiduelles.

Dans ce but, nous avons optimisé les techniques de photométrie de déconvolution et d'ouverture afin d'améliorer la réduction de la photométrie *Spitzer* dont le domaine de longueur d'onde s'étend de 3,6 à 24  $\mu\text{m}$  (Sect. 3.3.2). Nous avons détaillé ces techniques respectivement dans les sections 4.2 et 4.3. Les données issues de l'instrument IRAC ont été traitées avec notre pipeline EXOPHOT par photométrie d'ouverture et nous avons utilisé la photométrie de déconvolution sur les données IRS et MIPS. En particulier, nous avons testé et perfectionné le mode de centrage qui peut désormais s'opérer dans notre pipeline EXOPHOT à l'aide d'un ajuste-

ment d'une gaussienne elliptique 2D avant d'effectuer la photométrie d'ouverture (p. 158). En ce qui concerne les données IRS, nous avons modifié l'algorithme DECPHOT afin qu'il puisse construire une PSF partielle unique sur base des images elles-mêmes (Sect. 4.2.3). Nous avons expérimenté plusieurs soustractions de ciel au préalable de l'utilisation de DECPHOT sur les images MIPS grâce aux changements de position de la cible sur le détecteur réalisés lors des observations. Nous avons pris soin de tenir compte des effets systématiques de *Spitzer*, de les analyser (Sect. 3.5) et de tester plusieurs méthodes pour les modéliser. En particulier, nous avons proposé de tenir compte des mesures des largeurs à mi-hauteur (obtenues lors de l'ajustement de la gaussienne elliptique 2D) lors de la modélisation des courbes de lumière dans l'analyse des données (Sect. 3.5.3). Nous avons également déterminé un modèle de courbe de phase (Sect 2.1.5) afin de l'adapter à la courbe de lumière à  $8 \mu\text{m}$  s'étendant sur plus d'une période orbitale. Nous avons entrepris une analyse bayésienne globale du système à partir de toutes nos données *Spitzer* et HARPS en considérant les variations de flux causées par les effets instrumentaux et stellaire (Sect. 4.7). Nous avons spécialement construit un algorithme se basant sur le programme MISS MarPLE de Berta et al. (2012) afin de déceler la présence d'un compagnon planétaire en transit à partir des courbes de lumière résiduelles (Sect. 4.8).

Cette étude a fait l'objet d'un article et été accepté par le journal avec comité de lecture "Astronomy & Astrophysics" en 2014. Nous présentons dans ce chapitre notre étude du système planétaire de GJ 436 ainsi que son impact sur les travaux consécutifs.

## 5.1 Introduction

---

GJ 436b a été le premier Neptune chaud dont on a pu mesurer le rayon. Cette planète de 23 fois la masse terrestre a été détectée autour d'une étoile de type M par la technique des vitesses radiales par Butler et al. en 2004. Son transit a été ensuite détecté par Gillon et al. (2007c) avec l'aide d'un télescope de 0,6 mètre de diamètre situé à l'Observatoire François-Xavier Bagnoud en Suisse. La mesure de la profondeur du transit a permis d'accéder au rayon de la planète et à l'angle d'in-

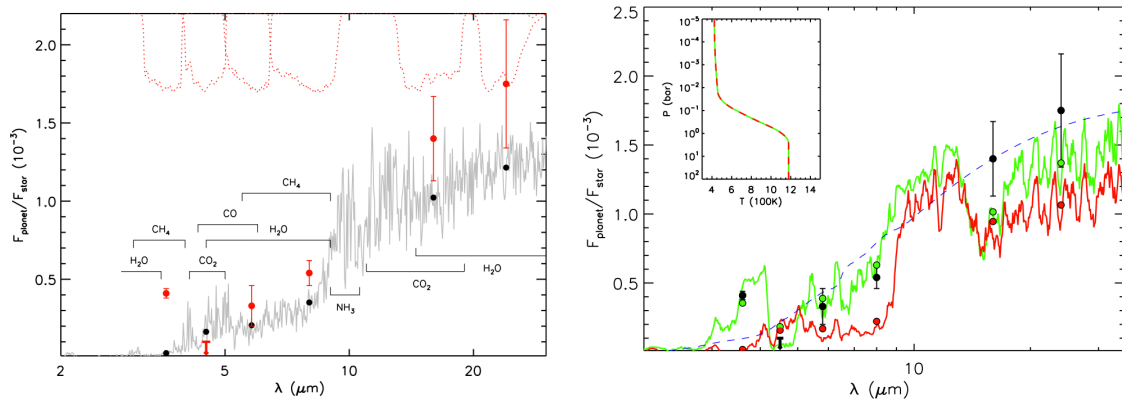
clinaison de son orbite, permettant d'estimer la masse et la densité moyenne de la planète. Cette mesure a également confirmé qu'il s'agissait bien d'un Neptune et non d'un Jupiter chaud. Très vite, cette planète a été considérée comme prototype des Neptunes exoplanétaires, et a fait l'objet d'un suivi attentif. Les paramètres physiques et orbitaux ont ainsi été affinés grâce à l'observation d'un transit par *Spitzer*, qui a fourni des courbes de lumière avec un meilleur rapport signal sur bruit. Ces premières mesures depuis l'espace ont confirmé la présence d'une importante (en volume) enveloppe d'hydrogène/hélium, similaire à celles de Neptune et Uranus (Gillon et al., 2007a; Deming et al., 2007).

L'excentricité non négligeable de son orbite a posé et soulève toujours beaucoup de questions quant à la présence d'un autre corps dans le système planétaire (ex. : Maness et al., 2007; Deming et al., 2007; Alonso et al., 2008b; Ribas et al., 2008, 2009; Cáceres et al., 2009). De prime abord, nous nous attendrions à observer une orbite circulaire étant donnée la faible distance séparant l'étoile de la planète et les courtes échelles de temps des modèles de circularisation de l'orbite par rapport à l'âge de l'étoile (ex. : Demory et al., 2007). Un compagnon planétaire perturbant (ou ayant influencé) l'orbite de GJ 436b autoriserait un âge avancé tout en permettant la non-circularisation de l'orbite (ex. : Beust et al., 2012). Parallèlement, Stevenson et al. (2012, abrégé S12 ci-après) à l'aide de données *Spitzer* ont annoncé la détection possible de deux compagnons de la taille de la Terre en transit. A ce jour, comprendre l'excentricité de GJ 436b demeure une question ouverte.

Grâce à la brillance plutôt importante de son étoile dans l'infrarouge ( $K \sim 6$ ), les chances de détecter l'émission thermique de la planète étaient telles que du temps d'observation *Spitzer* a été accordé durant la phase d'occultation de GJ 436b, dans un premier temps à  $8 \mu\text{m}$ . Cette mesure couronnée de succès (Demory et al., 2007; Deming et al., 2007) a assuré les futures observations durant la phase d'occultation dans les autres longueurs d'onde de *Spitzer*, c'est-à-dire à 3,6, 4,5, 5,8, 16 et  $24 \mu\text{m}$ , via le programme "Target of Opportunity" (ToO 30129) de Joseph Harrington. Les profondeurs d'occultations résultantes présentées par Stevenson et al. (2010, S10 ci-après) étaient inattendues. En effet, l'émission thermique élevée à  $3,6 \mu\text{m}$  indique une absorption faible due à la présence de méthane dans l'atmosphère tandis que la profondeur d'occultation à  $4,5 \mu\text{m}$  suggère une absorption élevée provenant du monoxyde ou du dioxyde de carbone puisqu'elle est sous le seuil de détection. Le  $\text{CH}_4$  serait donc bien moins abondant que le CO et le  $\text{CO}_2$  dans l'at-

mosphère. Madhusudhan et al. (2011, MS11 ci-après) ont été contraints d'invoquer un déséquilibre thermo-chimique afin d'expliquer ce manque de méthane observé dans l'atmosphère froide de ce Neptune, alors que cette molécule y était supposée prépondérante en tant que porteuse de l'atome de carbone dans le domaine de température d'équilibre de GJ 436b (Fig. 5.1). En plus d'une sous-abondance en méthane et d'une surabondance en CO et CO<sub>2</sub>, la molécule d'eau serait légèrement en sous-abondance comparée à celle présente dans un équilibre chimique avec une métallicité solaire. Une métallicité de la planète dix fois plus élevée que celle du Soleil pourrait expliquer les observations. Peu de temps après, Beaulieu et al. (2011, ci-après B11) ont mesuré un rayon planétaire différent à 4,5  $\mu\text{m}$  par rapport à 3,6 et 8  $\mu\text{m}$  sur base d'observations *Spitzer* lors de transits. Ils en ont déduit une grande abondance en méthane, en contradiction avec le modèle de MS11. Ces auteurs ont également réanalysé les données *Spitzer*, à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$  durant une phase d'occultation, analysées au préalable par S10. Les résultats obtenus par S10 et B11 sont divergents. Leur différence d'interprétation est principalement due à la manière de tenir compte d'une structure ressemblant à un "flare" (éruption stellaire) dans la courbe de lumière, juste après l'occultation à 3,6  $\mu\text{m}$ . Comme nous allons le voir, notre étude a permis de trancher la question de la profondeur d'occultation. A la suite de cette analyse des profondeurs de transit, Knutson et al. (2011, K11 ci-après) ont mis en avant la variabilité stellaire afin d'expliquer leurs différences de mesures de rayon planétaire ainsi que celles de B11. D'autres études ont été menées afin de caractériser le spectre de transmission de GJ 436b à l'aide d'autres instruments, en particulier ceux à bord du télescope spatial *Hubble*. Les deux premiers spectres de transmission ont été obtenus avec le Near Infrared Camera and Multi Object Spectrograph (NICMOS, 1,1–1,9  $\mu\text{m}$ ) par Pont et al. (2009). Malheureusement, les fortes erreurs systématiques de NICMOS n'ont pas pu conduire à des résultats probants. Récemment, le Wide Field Camera 3 (WFC3) a été utilisé par Knutson et al. (2014a) afin d'acquérir quatre spectres de transmission. Les spectres résultants, plats entre 1,14 et 1,65  $\mu\text{m}$ , suggèrent la présence d'une forte couverture nuageuse.

Comme nous l'avons dit, certaines analyses de mêmes données *Spitzer* sont en conflit. Il ne s'agit pas d'une première. On peut penser à la détection (Tinetti et al., 2007; Beaulieu et al., 2008) ou à la non-détection (Désert et al., 2009) de vapeur d'eau dans l'atmosphère de HD 189733b. C'est une des raisons qui nous a pous-



**Figure 5.1** – A gauche : Molécules responsables des bandes d’absorption au sein des bandes photométriques de *Spitzer* pour un Neptune chaud. Les points noirs et rouges correspondent respectivement à l’intégration du flux d’un modèle basé sur un équilibre chimique et des mesures de S10 dans les canaux de *Spitzer*. Crédit : MS11. A droite : Comparaison de plusieurs modèles avec les mesures de S10. Les courbes bleue en traits interrompus, rouge et verte correspondent respectivement au spectre d’un corps noir de 800 K, d’un modèle dont la composition atmosphérique est proche d’un équilibre chimique avec des abondances solaires, et d’un modèle en déséquilibre chimique. Les points rouges et verts sont les points intégrés des modèles respectifs dans les canaux. Ces modèles ont été ajustés au mieux aux mesures de S10 indiquées par des points noirs avec leurs barres d’erreurs. Les mesures de S10 écartent la possibilité d’un équilibre chimique. Crédit : MS11.

sés à conduire une analyse indépendante des données archivées de *Spitzer*. Nous poursuivons avec la présentation et l’analyse des données. Une attention particulière a été apportée aux traitements des données, notamment par la modélisation des effets systématiques instrumentaux dont nous avons parlé dans la section 3.5. Nous avons analysé les structures pouvant s’apparenter à des éruptions stellaires et tenté d’expliquer leur origine dans la section 5.5. Nous avons ajouté dans notre analyse globale de l’ensemble des données *Spitzer* de nouvelles mesures de vitesses radiales HARPS. L’ensemble devrait mieux contraindre les paramètres orbitaux et les propriétés du système, en particulier sur l’excentricité et l’argument au périastre. Nous soulignons l’importance de ces valeurs dans la détermination des densité moyenne et masse stellaires dans la section 5.2.2. Nous avons également tenté de contraindre l’angle projeté sur le ciel entre les axes de rotation de l’étoile et de l’orbite par l’effet Rossiter-McLaughlin (Sect. 2.4). Nous avons ensuite cherché

la présence d'un compagnon planétaire dans nos courbes résiduelles et contraint sa masse en fonction de sa période orbitale. Enfin, nous comparons nos mesures de profondeurs de transit et d'occultation avec des modèles atmosphériques (Sect. 5.7). Nous concluons en annonçant les futures perspectives et présentons brièvement les résultats de l'analyse atmosphérique de Hu et al. (2015) qui ont utilisé nos mesures. Nous détaillons dans un premier temps nos connaissances de l'étoile avant et après notre analyse des données.

## 5.2 Etoile GJ 436

---

GJ 436 est une étoile située dans la constellation du Lion ( $\alpha = 11\text{ h } 42\text{ m } 11,1\text{ s}$ ,  $\delta = +26^\circ 42' 23.7''$ ) à une distance de 10,14 pc (van Leeuwen, 2007). Il devrait être assez clair que l'étude indirecte d'une exoplanète ne peut être réalisée sans connaître son étoile hôte. Nous ne pouvons en effet pas déterminer le rayon et la masse de la planète sans la connaissance du rayon et de la masse stellaires (Sect. 1.3). De plus, la mesure de la profondeur du transit, fournissant le rapport des rayons, peut elle-même être affectée par l'assombrissement centre-bord de l'étoile, qui dépend de la température effective, masse et gravité de surface de l'étoile ainsi que par l'activité stellaire (Sect. 2.1). Au delà de ces considérations, l'âge de l'étoile permet d'estimer l'âge de la planète. Dans cette section, nous discutons la manière dont nous avons déterminé ou choisi les différents paramètres stellaires. Notons que la détermination de certains de ces paramètres est le produit de notre analyse, nous le spécifions alors.

### 5.2.1 Détermination de la température et de la métallicité

Les valeurs de la température effective et de la métallicité, permettant de contraindre l'assombrissement centre-bord de l'étoile, sont issues de la littérature. Nous avons adopté une température effective de 3416 K obtenue suite à la mesure du rayon par interférométrie et de la luminosité (von Braun et al., 2012) et une barre d'erreur de 100 K qui est une valeur typique pour les étoiles de faibles masses (ex. : Casagrande et al., 2008). Cette grandeur est globalement en accord

avec celles de  $3350 \pm 300$  K de Maness et al. (2007),  $3498 \pm 48$  K de Bean et al. (2006),  $3585\text{--}3684$  K de Torres (2007). Nous avons calculé une métallicité de  $+0,02$  en utilisant la relation empirique photométrie-métallicité de Neves et al. (2012) et en adoptant la valeur  $\Delta(V - K_s)$  de Schlafman & Laughlin (2010). Cette valeur est en accord avec par exemple celles de Bonfils et al. (2005)  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,03$  et de Schlafman & Laughlin (2010),  $[\text{Fe}/\text{H}] = +0,10$ , également obtenues à partir de calibrations photométriques. Nous adoptons une erreur de  $\pm 0,20$  conformément à Bonfils et al. (2005).

### 5.2.2 Détermination de la masse

La masse de l'étoile est un paramètre clé pour l'étude d'exoplanètes en transit. En effet, elle contraint les coefficients d'assombrissement centre-bord de l'étoile, essentiels pour le bon ajustement des courbes de transit, ainsi que la masse de la planète. Si une étoile ne fait pas partie d'un système binaire, il est très délicat d'obtenir sa masse. Plusieurs moyens sont à disposition. En voici les principaux :

- La masse et le rayon stellaires peuvent être contraint sur base de la relation empirique où  $R_*/R_\odot \approx M_*/M_\odot$  à quelques pourcents pour des étoiles de faibles masses (Ribas, 2006) et de la densité stellaire moyenne  $\rho_*$  obtenue à partir de la photométrie des transits (eq. 1.24).
- A partir des mesures de température effective, métallicité, parallaxe, couleur infrarouge  $J - K$  et des paramètres obtenus par l'analyse des courbes de transit, Torres (2007) a utilisé des modèles d'évolutions stellaires de Baraffe et al. (1998) afin de déduire la masse et le rayon de GJ 436. Il en a déduit une masse stellaire de  $0,452 \pm 0,014 M_\odot$  et un rayon stellaire de  $0,464 \pm 0,011 R_\odot$ . Il est cependant important de noter que l'évolution d'une étoile dépend également de sa composition chimique et des processus d'extra-mixing<sup>1</sup>. En outre, le choix du paramètre de longueur de mélange<sup>2</sup> affecte l'étendue des régions convectives et ainsi de la structure radiative d'une étoile. Ces facteurs peuvent donc conduire à des dégénérescences dans la détermination de la masse et du rayon par comparaison à des modèles d'évolutions stellaires.

---

1. Il s'agit de processus de mélange additionnel, par exemple induits par la rotation et pouvant altérer l'étendue des régions complètement mélangées c-à-d des régions convectives.

2. Il correspond au libre parcours moyen des éléments convectifs.

Par contre, l'overshooting<sup>3</sup> ne devrait quant à lui pas affecter significativement l'évolution pour une étoile de faible masse ( $M_* < 1,1 M_\odot$ , A. Noels et S. Salmon, communication privée).

- Delfosse et al. (2000) ont démontré une relation empirique entre la masse et la luminosité d'étoiles de type M à partir d'un échantillon de binaires. Plusieurs relations sont proposées en fonction de la magnitude absolue de l'étoile dans différents filtres. Elles indiquent toutes une masse stellaire de  $0,44 M_\odot$ . Seule la relation impliquant la mesure dans le filtre V conduit à une masse légèrement plus que les autres. Toutes ces relations fournissent des masses en accord les unes avec les autres dans le cas de GJ 436. Cependant, ces relations sont basées sur un échantillon qui n'est peut-être pas représentatif de l'ensemble de la population des étoiles de type M, en particulier des étoiles isolées.
- Nous avons utilisé le rayon de GJ 436 obtenu par interférométrie ( $R_* = 0,455 \pm 0,018 R_\odot$ , von Braun et al., 2012) ainsi que la densité stellaire  $\rho_*$  déterminée à chaque pas dans l'analyse MCMC afin de contraindre la masse stellaire.

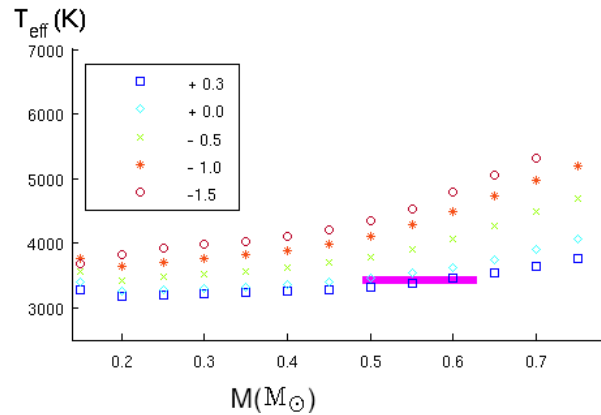
Notre analyse globale MCMC, décrite plus loin, a donné une masse stellaire de  $0,56 \pm 0,07 M_\odot$ , ce qui est plus grand que la valeur obtenue à partir des relations de masse-luminosité de Delfosse et al. (2000),  $0,44 \pm 0,04 M_\odot$ , ou du modèle de Torres (2007),  $0,45 \pm 0,01 M_\odot$ . Cette différence de masse pourrait être expliquée par la métallicité de l'étoile. Plus une étoile est riche en métaux, plus elle apparaît froide. De là, pour une température donnée, une étoile est plus massive si elle est riche en métaux. De plus, nous avons trouvé que la masse et la température de GJ 436 étaient en accord avec les modèles de Spada et al. (2013, en considérant un paramètre de longueur de mélange  $\alpha = 0,5$ ) à une métallicité solaire ou supersolaire (Fig. 5.2).

L'incertitude de la masse stellaire découle des incertitudes liées au rayon stellaire et à sa densité. On observe d'une part qu'en doublant l'erreur du rayon stellaire, on double presque l'erreur de la masse stellaire. De l'autre, la valeur de la densité stellaire que nous avons obtenue est plus grande que celles des études précédentes. Cette grandeur est contrainte par le rapport du demi-grand axe avec le rayon stellaire ( $a/R_*$ , eq. 1.24), qui dépend elle-même de la profondeur du transit,

---

3. L'overshooting correspond à la pénétration d'éléments convectifs dans la région radiative adjacente, en dehors de la limite formelle de la zone convective donnée par exemple par le critère de Schwarzschild.



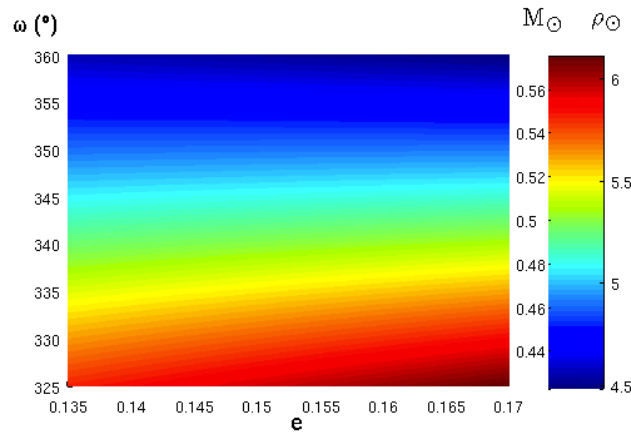


**Figure 5.2** – Relations théoriques entre la température effective et la masse stellaire à partir des modèles d'évolutions stellaires de Spada et al. (2013), en considérant un paramètre de longueur de mélange  $\alpha$  équivalent à 0,5. Les isochrones théoriques de 4 milliards d'années sont montrées pour différentes valeurs de la métallicité comme indiquées sur la légende. Le rectangle magenta indique la position de GJ 436 sur le diagramme selon la température stellaire de von Braun et al. (2012) et notre distribution de masse stellaire.

de la période orbitale, de la durée du transit, du paramètre d'impact, de l'excentricité  $e$  et de l'argument au périastre  $\omega$  (eq. 1.23). Notons que les courbes de transit apportent de fortes contraintes sur les quatre premiers paramètres. Les valeurs de  $e$  et  $\omega$  sont contrôlées par l'intervalle de temps s'écoulant entre un transit et une occultation consécutifs (eq. 2.6) et les courbes de vitesses radiales. Elles donnent la valeur de la densité stellaire moyenne (Fig. 5.3), ce qui peut expliquer les écarts sur  $\rho_*$ . On observe que l'évolution de l'estimation de la valeur de  $\omega$  au cours des différentes études :  $351 \pm 1^\circ$  (Maness et al., 2007),  $343 \pm 14^\circ$  (Deming et al., 2007),  $357 \pm 10^\circ$  (Stevenson et al., 2010),  $334 \pm 10^\circ$  (Knutson et al., 2011),  $339 \pm 5^\circ$  (von Braun et al., 2012),  $327 \pm 2^\circ$  (notre étude, Lanotte et al., 2014, voir ci-après), a tendance à diminuer et donc modifier la densité stellaire déduite (Fig. 5.3). La variation de cette estimation est principalement due à un accroissement potentiel du nombre de VR et d'occultations. Il ne s'agit pas d'une précession orbitale.

### 5.2.3 Détermination de l'âge

Si des rapports isotopiques de composants du système solaire ont permis la détermination de l'âge du Soleil, cette technique de mesure ne peut être réutilisée



**Figure 5.3** – Evolution de la densité moyenne et de la masse stellaires selon l’argument au périastre et l’excentricité. La valeur de l’argument au périastre influence particulièrement la masse de l’étoile.

pour d’autres étoiles (ex. : Soderblom, 2010). Seules des méthodes empiriques ou modèles-dépendantes peuvent aider à estimer l’âge d’une étoile. Signalons toutefois qu’aucune méthode ne peut être universellement appliquée à tous les types d’étoiles. Notre intérêt quant à sa détermination porte sur l’évolution planétaire. Dans cette section, nous parcourons différentes méthodes pouvant s’appliquer à des étoiles de faible masse de la séquence principale, en particulier GJ 436 et renvoyons le lecteur intéressé par plus de détails aux articles que nous citons et à la revue de Soderblom (2010).

- La gyrochronologie proposée par Barnes (2007) est une méthode empirique utilisant la période de rotation afin d’en déduire l’âge. A partir de la relation de Delorme et al. (2011) reliant l’âge et la rotation des étoiles dans les Hyades, nous calculons un âge de 9,5 milliards d’années pour GJ 436 avec une erreur qui provient essentiellement de l’estimation de la loi de freinage qui est totalement inconnue pour l’étoile étudiée<sup>4</sup>. Cette méthode suppose également que la vitesse de rotation du nuage moléculaire initial est la même que dans les Hyades. Il existe donc trop d’incertitudes quant à cette méthode, en particulier pour une étoile isolée. Néanmoins, elle sous-entend un âge élevé.
- L’indicateur de l’activité chromosphérique Ca II H & K permet d’estimer l’âge

4. L’erreur est ainsi de plusieurs milliards d’années.

de l'étoile. Plus l'émission de la raie est importante, plus l'étoile est jeune et active. Selon Butler et al. (2004,  $S_{HK} = 0,726$ ), celle de GJ 436 appuie un âge de 2-3 milliards d'années selon la relation de Wright et al. (2004). Cependant les calibrations employées par ces auteurs ne sont pas adaptées à la tranche de couleur B-V de GJ 436. De plus, la compréhension de la variation de cette émission n'est pas encore claire. Au mieux, nous pouvons dire que l'étoile ne semble pas très jeune.

- Avec le temps, les étoiles tendent à se déplacer plus rapidement par rapport au plan galactique moyen. Leur mouvement tridimensionnel peut donc permettre d'estimer leur âge. En supposant que ce moment est celui de leur formation, on peut relier la vitesse propre de l'étoile à sa formation. Le calcul des vitesses galactiques UVW de GJ 436 par Leggett (1992) a permis de l'attribuer à la population dynamique du vieux disque (Butler et al., 2004). Puisque Haywood et al. (1997) ont donné un âge d'au moins 3 milliards d'années à ce disque, nous pouvons en faire de même pour GJ 436. L'avantage principal de cette méthode est qu'elle ne dépend pas de la modélisation de l'étoile.

Vu l'âge obtenu par cette dernière méthode, la faible activité (voir ci-après) et la rotation lente ( $P_{rot} \simeq 48$  jours selon Demory et al. 2007 et  $\sim 57$  jours selon K11) mesurées de GJ 436, nous avons conclu à un âge d'au moins 3 milliards d'années.

#### 5.2.4 Activité stellaire

Les liens entre l'activité, la masse, l'âge, la composition, le champ magnétique et la rotation ne sont pas encore bien établis. On parle plus de tendance à ce jour, particulièrement pour les étoiles de faibles masses (ex. : Reid & Hawley, 2005). De plus, certains biais pourraient laisser penser à une faible activité de l'étoile. Par exemple, si la configuration de l'étoile par rapport à notre angle de vue est telle que son axe de rotation pointe en notre direction (pole-on), la présence de mêmes taches est continue et peut diminuer les variations de flux modulé par la rotation de l'étoile sur une grande échelle de temps (ex. : K11), ce qui peut biaiser vers le haut la mesure de la période de rotation. Il est également important de rappeler que le changement du nombre de taches n'implique pas forcément un changement de luminosité puisque les facules entrent également en jeu, de même que la taille

des taches (Sect. 2.1.2). Nous avons conclu à une faible activité stellaire à l'aide des résultats de notre analyse. En effet, nous observons un flux stellaire stable sur une large échelle temporelle, aucune trace d'éruptions stellaires dans les courbes de lumière, l'absence de variation chromatique de profondeur de transit et aucune occultation de taches stellaires au sein des courbes de transit dans nos mesures photométriques *Spitzer*. D'autres observations sont en accord avec la faible activité stellaire de GJ 436 telles que l'absence de taches stellaires occultées dans les courbes de transit WFC3 par Knutson et al. (2014a), une très faible activité photométrique marquée dans le visible par K11, et enfin les mesures d'Astudillo et al. (en préparation) de l'indice  $S_{HK}$ , qui est un indice de mesure de l'activité stellaire, dans les spectres HARPS correspondant à une faible activité (les émissions Ca II H & K de GJ 436 sont faibles par rapport à celles des autres étoiles de même type) et ne variant pas significativement sur des courtes échelles de temps.

### 5.3 Observation et réduction des données

---

Le télescope spatial *Spitzer* a observé pour la toute première fois GJ 436 lors des phases de transit et d'occultation en juin 2007 à l'aide du canal à 8  $\mu\text{m}$  de IRAC sous le programme ToO 30129 proposé par J. Harrington. A la suite de la publication de plusieurs analyses de ces données (Gillon et al., 2007a; Deming et al., 2007; Demory et al., 2007), les occultations de la planète ont été observées dans toutes les autres bandes passantes de *Spitzer* sous le programme 40685 de J. Harrington. Le spectre d'émission résultant a été présenté dans S10. *Spitzer* a ensuite été utilisé dans le but de détecter les variations de phase de la planète à 8  $\mu\text{m}$  par H. Knutson avec son programme 50056. Plus tard, deux sets de quatre occultations consécutives à 8  $\mu\text{m}$  ont été planifiées sous le programme 50734 de G. Laughlin (K11). Une recherche de variation de profondeurs de transit a également été opérée par le programme 50051 dans les canaux de IRAC à 3,6, 4,5 et à 8  $\mu\text{m}$  par H. Knutson (B11; K11). De plus, une tentative de réobservation des occultations de GJ 436b à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$  a été faite dans le programme 60003 de J. Harrington, mais de mauvaises éphémérides ont été employées et la phase d'occultation n'a pas été observée. Dernièrement S. Ballard a essayé d'identifier un troisième corps dans



le système à l'aide d'une observation de 18 heures à  $4,5 \mu\text{m}$  grâce à son programme 541 (Ballard et al., 2010a). Enfin, J. Harrington a obtenu deux observations supplémentaires à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$  durant deux phases d'occultations. Le tableau 5.1 fournit une synthèse de ces observations selon leur date et numéro d'observation AOR.

## MIPS

L'instrument MIPS a observé GJ 436 durant 6h le 4 janvier 2008. Durant chaque cycle d'observation, l'étoile cible est positionnée sur 14 endroits différents du détecteur distribués selon 2 colonnes (Fig. 3.12). Nous avons classé les images selon ces 14 positions afin de faciliter la réduction des données et de pouvoir les analyser séparément. Nous avons testé différentes combinaisons de retrait du ciel présent dans les données (Sect. 4.1) en soustrayant une image du ciel spécifique à chaque image scientifique. Ceci est en effet possible puisque la cible est positionnée alternativement sur différentes positions au cours de chaque cycle d'observation. La carte du ciel est construite à partir de la combinaison de toutes les images ayant une différence temporelle maximale de X minutes et dont l'étoile a une position différente sur le détecteur par rapport à l'image dont on veut construire la cartographie du ciel. Nous avons testé différents intervalles de temps X : 3,6, 7,2, 10,8 et 14,4 minutes (ces valeurs sont des fractions de jour). Nous avons également traité ces données sans soustraction du ciel au préalable.

Nous avons construit une image contenant le poids statistique de chaque pixel afin de ne pas tenir compte des pixels dont les valeurs dévient trop par rapport à une image de référence (Sect.4.2.2). Etant donné la non-uniformité du champ du détecteur à grande échelle (il n'était par exemple pas possible d'utiliser une seule PSF partielle pour tout le champ), nous n'avons pas pris en compte la totalité de l'image lors de la déconvolution. Nous avons sélectionné une portion circulaire centrée sur la position de l'étoile et opté pour un rayon de 35 pixels car il offrait un bon compromis pour l'ajustement du ciel. Nous avons écarté le reste de l'image en imposant un poids statistique nul à ces pixels.

Nous avons déterminé les 5 PSF partielles de l'instrument MIPS à partir des PSF totales fournies par le site web de *Spitzer*. Elles sont fonction des régions du détecteur (une centrée sur le détecteur et les quatre autres sur chacun des coins). Nous avons ensuite appliqué la photométrie de déconvolution en ayant recours

pour chaque image à la PSF partielle correspondant à la zone la plus proche de GJ 436 sur le détecteur.

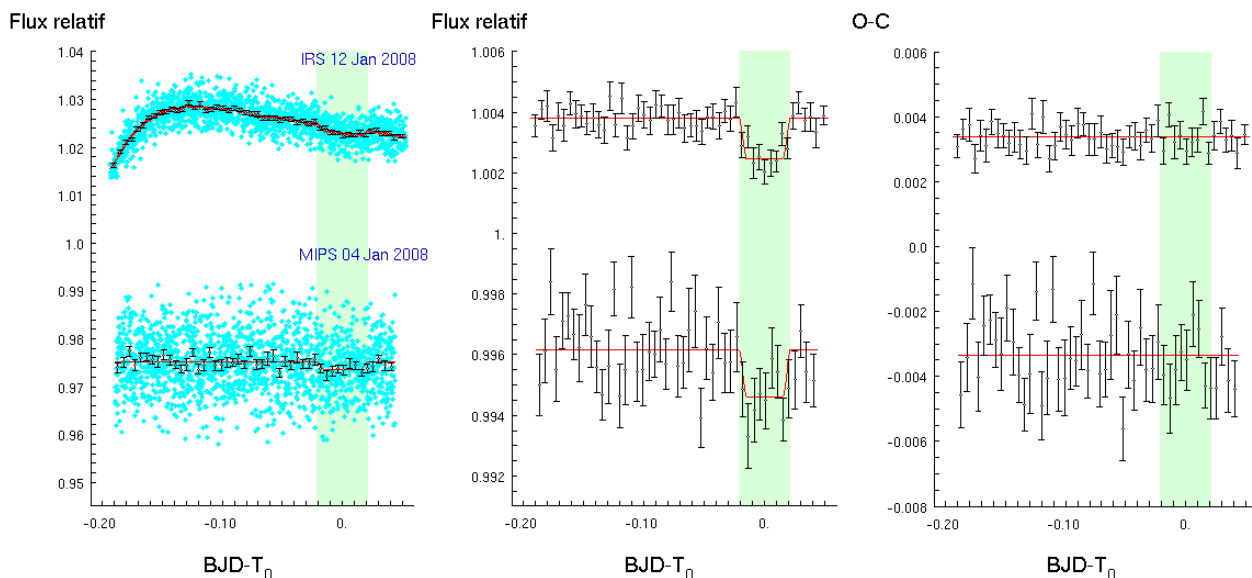
En plus des différentes options de retrait préalable du ciel, nous avons également ajusté un fond de ciel, constant ou courbé, sur les images. Une fois la photométrie de déconvolution terminée, nous avons construit les courbes de lumière à partir des mesures photométriques résultants de DECPHOT. Nous l'avons nettoyée de quelques mesures déviantes (de  $3\sigma$  par rapport à la moyenne). Sur base d'analyses MCMC, nous avons pu choisir le jeu des 14 courbes de lumière (émanant des 14 positions de l'étoile sur le détecteur) offrant la photométrie la plus précise et la moins entachée de bruit corrélé. Ces 14 courbes de lumière ont été considérées comme indépendantes lors de l'analyse MCMC. Comme nous l'avons dit, la réponse du champ n'est pas uniforme et pourrait conduire à différentes systématiques propres à la position de l'étoile sur le détecteur. Nous n'avons pas eu à utiliser de modèle de base  $\mu_{phot,syst}$  pour les courbes MIPS, mais le facteur de normalisation des courbes diffère d'un emplacement du détecteur à l'autre, en particulier entre la photométrie issue de l'étoile positionnée sur le haut du détecteur de celle sur le bas<sup>5</sup>. Nous avons ainsi opté pour un retrait du ciel au préalable avec un intervalle de temps de 14,4 minutes. Puisque l'ajustement d'un fond de ciel constant lors de la déconvolution était suffisant dans ce cas de figure, nous l'avons choisi. Nous n'avons pas noté de différence quant à l'utilisation d'un plan scalaire ou courbé pour les images où la cible était sur le bas du champ du détecteur. Par contre, le fond de ciel utilisé devait être non courbé pour les images où la cible était sur le haut du champ. Notons cependant que ce second retrait du ciel était nécessaire car il restait un fond de ciel aux images. La courbe de lumière résultante est dépourvue d'un effet de rampe (Fig. 5.4).

## IRS

GJ 436 a été observé lors d'une phase d'occultation le 12 janvier 2008 durant 6h avec l'instrument IRS. Nous avons également opéré la photométrie de déconvolution sur ces images IRS. Cependant nous avons dû construire la PSF partielle sur base des images elles-mêmes et dans ce but modifier le programme DECPHOT

---

5. La densité de flux moyenne de GJ 436 en haut du détecteur est de  $\sim 37,3$  mJ et de  $\sim 37,8$  mJ en bas.



**Figure 5.4** – Occultations de GJ 436b observées avec les instruments IRS (en haut) et MIPS (en bas). Les flux relatifs sont décalés dans un but de clarté. A gauche : Les données brutes sont représentées par des points cyans. Ces mesures moyennées par intervalle de temps de 7 minutes sont en noir avec leurs barres d’erreurs. La ligne rouge est le modèle s’ajustant le mieux aux données et inclut les modèles d’éclipse. Au milieu : Ces mêmes données ont été divisées par le modèle de base  $\mu_{phot,syst}$  choisi afin de révéler la forme de l’occultation. A droite : Les données résiduelles par rapport au modèle complet (tenant compte des systématiques et de l’occultation :  $\mu_{phot}$ ) sont présentées. La surface de fond vert pâle est présente sur chacun des graphes afin de souligner le moment de l’occultation.

(Sect. 4.2). La PSF partielle construite à partir des différentes PSF totales proposées lors de la phase cryogénique de la mission sur le site web de *Spitzer* ne s’ajustait en effet pas bien aux données.

Aucun retrait du ciel n’a été opéré au préalable car l’étoile ne changeait pas de position sur le détecteur au cours du temps et l’utilisation des 160 images du ciel prises avant et après l’observation de GJ 436 amoindrissait la qualité de la photométrie. La courbe de lumière résultante présente, contrairement à celle de MIPS, un effet de rampe (Fig. 5.4).



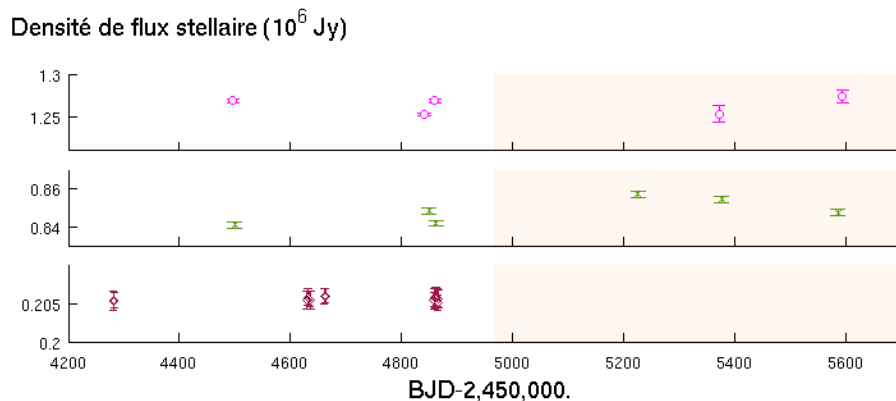
## IRAC

GJ 436 a été observé à de multiples reprises par l'instrument IRAC avec un total de 16 occultations et 8 transits, incluant une courbe de phase. Le tableau 5.1 en donne une synthèse. Il nous a été impossible d'utiliser la photométrie de déconvolution sur les images IRAC puisqu'aucune PSF partielle n'a pu être utilisée pour un ensemble complet de données d'une même observation. Nous avons en effet constaté une variation de la PSF au cours du temps, en fonction de sa position sur le détecteur. Cette variation a d'ailleurs été confirmée par notre étude sur la variation de la largeur à mi-hauteur de la PSF (Sect. 3.5.3).

Nous avons donc réalisé la photométrie d'ouverture avec EXOPHOT sur toutes les données IRAC pour 46 rayons d'ouverture allant de 1,5 à 6 pixels et avec 5 différents choix de centrage de l'ouverture pour les 3 jeux de données dépourvus d'un transit ou d'une occultation afin de sélectionner un type de centrage. Les courbes résiduelles fournies à la suite d'analyses MCMC en considérant le modèle de base adéquat (lui-même obtenu grâce à des analyses MCMC préalables) présentent une moyenne quadratique des déviations standards du flux normalisé minimale dans le cas du centrage de la PSF par une gaussienne à deux dimensions (Fig. 4.9).

Nous avons donc opté pour le mode de centrage par une gaussienne à deux dimensions et opéré la photométrie d'ouverture avec EXOPHOT en considérant des rayons d'ouverture allant de 1,5 à 6 pixels pour tous les jeux de données. Nous avons également testé un rayon d'ouverture variable (Sect. 3.5.3 et 4.3.1, Lewis et al., 2013). Nous avons ensuite nettoyé toutes les courbes de lumière (Sect. 4.3.1).

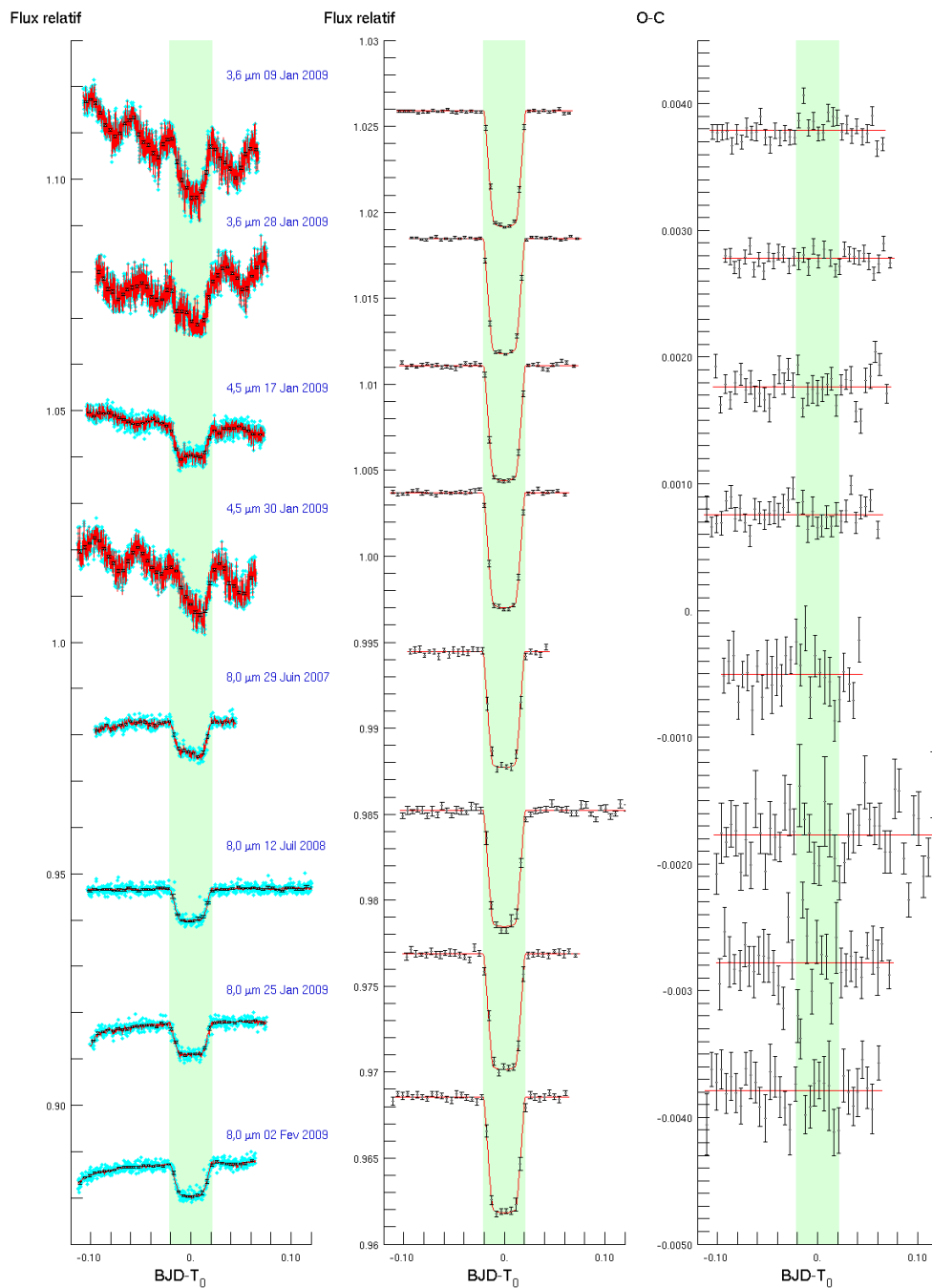
Sur base de la photométrie obtenue pour tous les rayons d'ouverture s'étendant de 2,5 à 5,9 pixels de chaque jeu de données, nous avons déterminé la densité de flux stellaire de GJ 436 au cours du temps et selon les différentes bandes passantes (voir Sect. 4.3.1 pour la méthodologie). La densité de flux stellaire fluctue légèrement au cours du temps dans les bandes passantes à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , et est constant à 8  $\mu\text{m}$  (Fig. 5.5, tableau 5.2). Nous avons associé ces modulations à l'effet intrapixel et aux erreurs de calibration qui ne sont pas prises en compte sur la figure, et non à une variabilité stellaire.



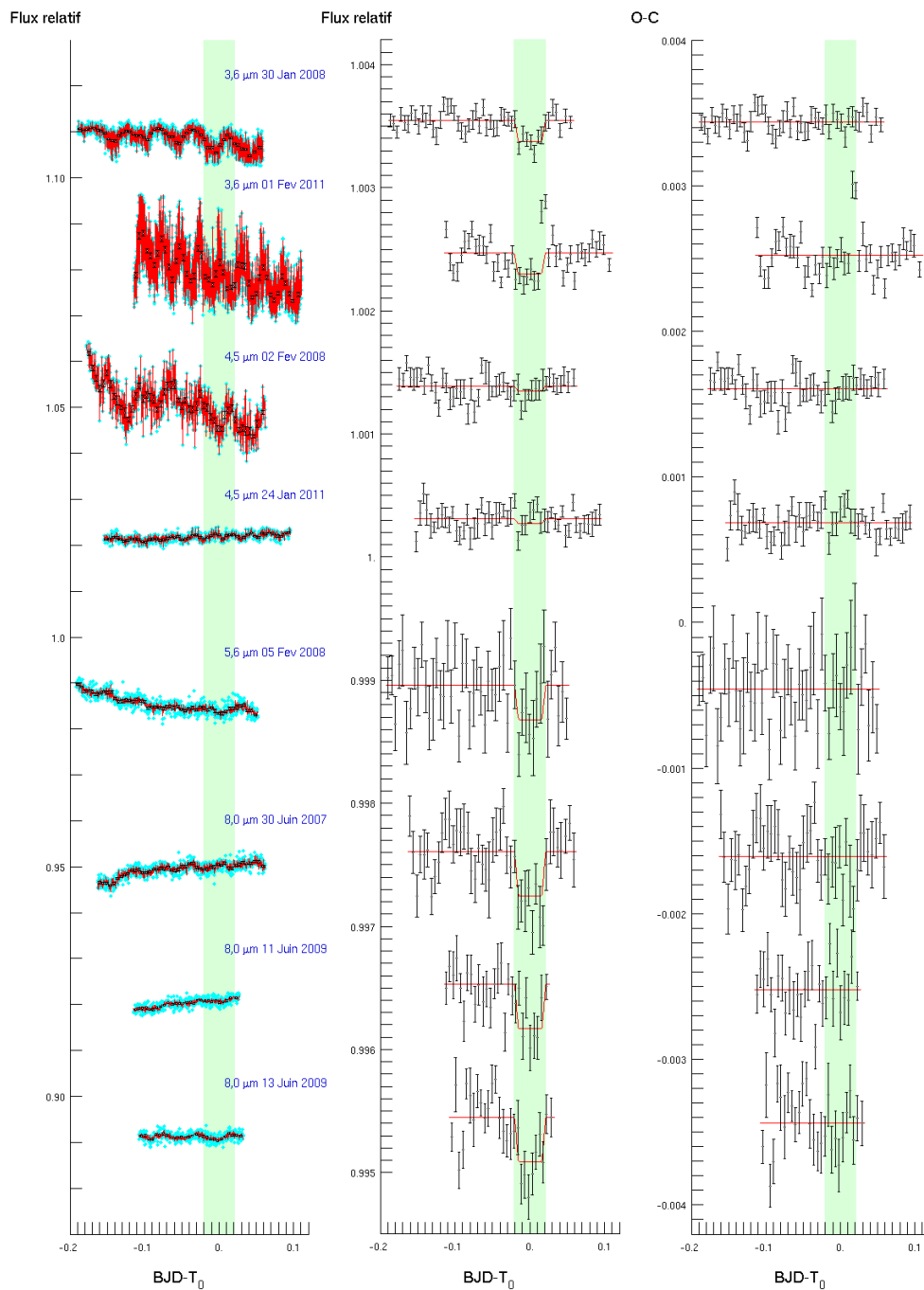
**Figure 5.5** – Evolution de la densité de flux stellaire dans les canaux de IRAC à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  de haut en bas respectivement. La densité de flux varie légèrement dans les canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . La phase de la mission Warm *Spitzer* est ombrée en rose. Durant cette phase de la mission, les cartes inter-pixels ont changé. La modulation du flux est probablement due à l’effet intra-pixel qui n’a pas été corrigé ainsi qu’aux erreurs de calibration qui ne sont pas montrées par souci de clarté.

**Table 5.2** – Magnitudes apparentes et absolues de GJ 436 et de sa planète. Leurs erreurs respectives sont aux alentours de 0,07 mag et de 0,12 mag respectivement, en tenant compte de l’incertitude des calibrations absolues, des erreurs photométriques et de l’erreur de parallaxe.

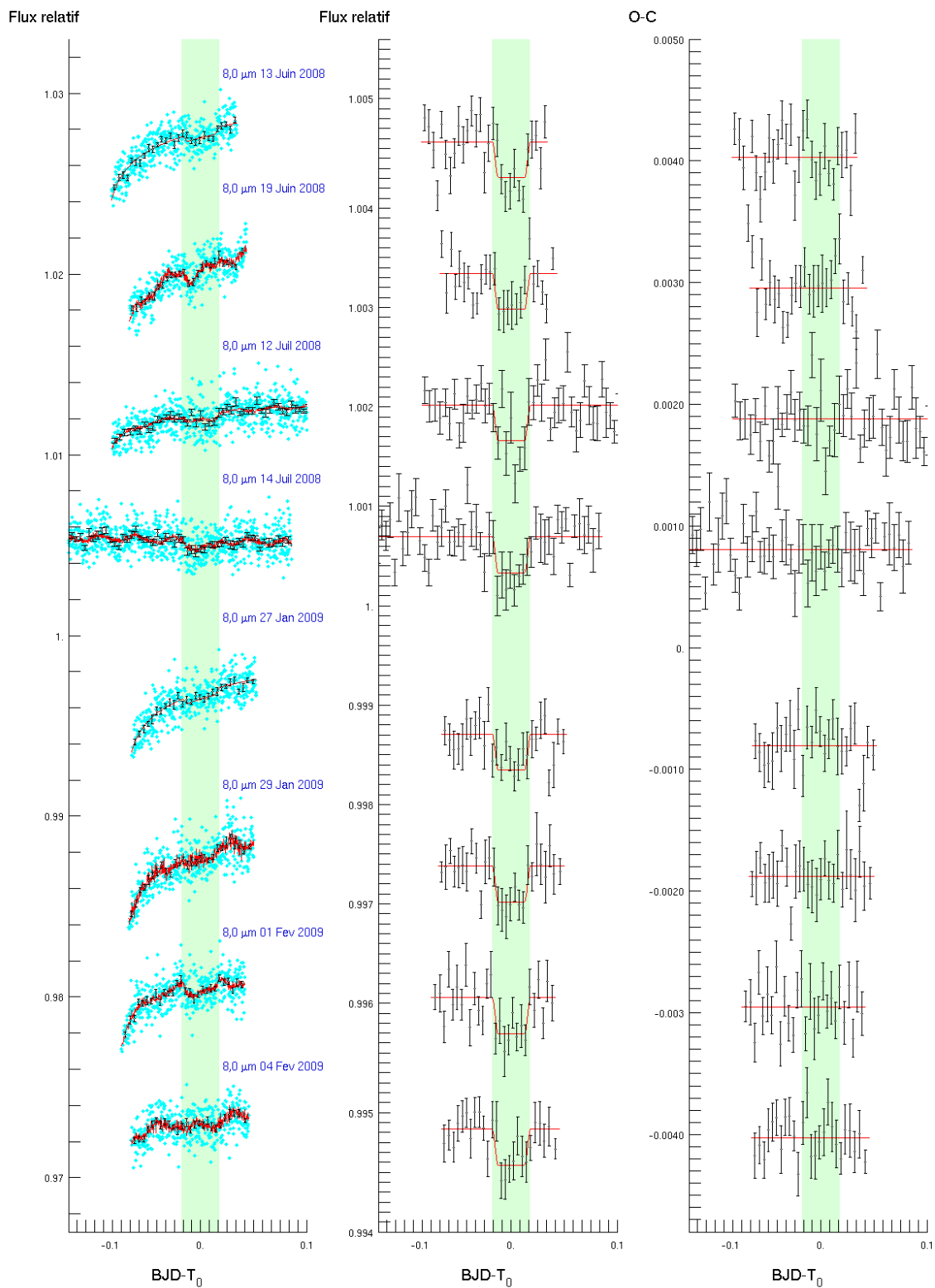
Longueur d’onde ( $\mu\text{m}$ )	Magnitudes			
	Etoile		Planète	
	Apparentes	Absolues	Apparentes	Absolues
3,6	5,88	5,85	15,26	15,23
4,5	5,84	5,81	-	-
5,8	6,28	6,25	15,38	15,35
8,0	6,27	6,24	14,87	14,84



**Figure 5.6** – Huit courbes de lumière de transit IRAC de GJ 436b. Les deux courbes du haut sont les données observées dans le canal à  $3,6 \mu\text{m}$  les 9 et 28 janvier 2009. Les deux courbes suivantes ont été prises dans le canal à  $4,5 \mu\text{m}$  les 17 et 30 janvier 2009. Les quatre dernières courbes sont issues de la photométrie à  $8 \mu\text{m}$  des observations du 29 juin 2007, 12 juillet 2008 et 25 janvier et 17 février 2009. Les courbes de gauche montrent les données brutes et moyennées sur un intervalle de temps de 7 minutes, celles du milieu les données corrigées des systématiques et moyennées, et celles de droite sont les données résiduelles toujours moyennées sur le même intervalle de temps. Ces courbes de lumière ont été décalées verticalement par clarté. La surface verte ombrée montre les phases de transit.



**Figure 5.7** – Huit courbes de lumière d’occultation IRAC de GJ 436b. Les deux courbes du haut sont les données observées dans le canal à  $3,6 \mu\text{m}$  les 30 janvier 2008 et 1er janvier 2011. Les deux courbes suivantes ont été prises dans le canal à  $4,5 \mu\text{m}$  les 2 février 2008 et 24 janvier 2011. La cinquième courbe indique la courbe de lumière à  $5,8 \mu\text{m}$  du 5 février 2008. Les trois dernières courbes sont issues de la photométrie à  $8 \mu\text{m}$  des observations du 30 juin 2007, 11 et 13 juin 2008. Les courbes de gauche montrent les données brutes et moyennées sur un intervalle de temps de 7 minutes, celles du milieu les données corrigées des systématiques et moyennées, et celles de droite sont les données résiduelles toujours moyennées sur le même intervalle de temps. Ces courbes de lumière ont été décalées verticalement par souci de clarté.



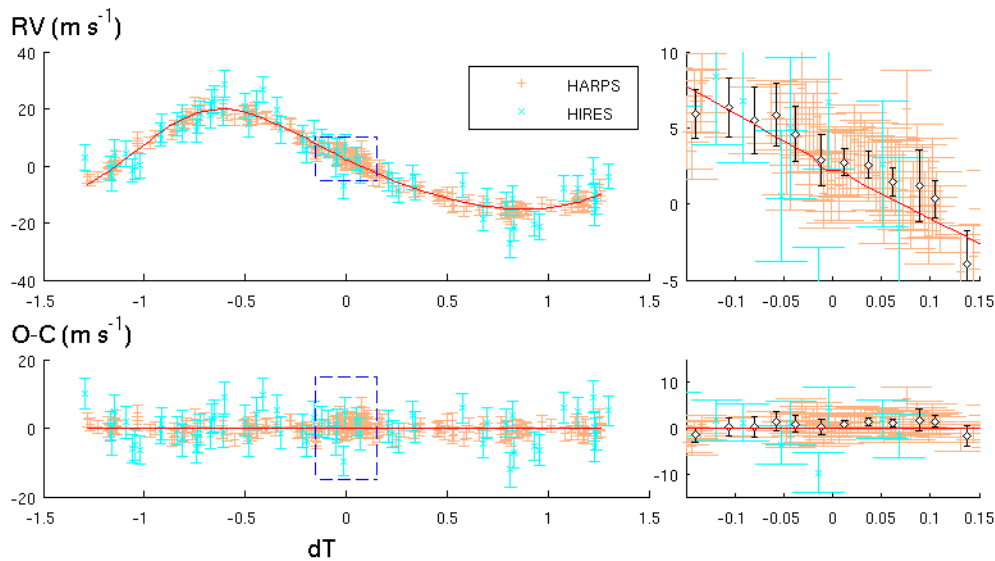
**Figure 5.8** – Même chose que la Fig. 5.7 avec huit courbes de lumière d’occultation de GJ 436b à  $8\ \mu\text{m}$ . Elles ont été obtenues (de haut en bas) les 16 et 19 juin, 12 et 14 juillet 2008, les 27 et 29 janvier et les 1er et 4 février 2009.

Après l'élection du modèle de base ajustant les courbes de lumière pour chaque rayon d'ouverture (et chaque fonction de rayon d'ouverture variable d'un jeu de données), nous avons conservé la courbe de lumière présentant la meilleure précision photométrie et réduisant le bruit corrélé au maximum. Pour chaque jeu de données, nos analyses préliminaires MCMC ont montré qu'un rayon d'ouverture fixe donnait le meilleur résultat, augmentant la précision photométrique jusqu'à 20 %. Ceci est principalement dû, pour les courbes de lumière issues des canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , à notre modèle de base tenant compte de la variation des largeurs à mi-hauteur. Sans l'utilisation de ce modèle, les courbes de lumière formées à partir d'un rayon d'ouverture variable montraient généralement une meilleure précision photométrique. Les courbes de lumière résultantes sont présentées sur les figures 5.6, 5.7 et 5.8.

## Vitesse radiale de HARPS

Nous avons acquis 171 spectres de GJ 436 à l'aide du spectrographe HARPS afin de contraindre les paramètres physiques et orbitaux du système planétaire. Les observations se sont déroulées sans la calibration simultanée du ThAr (ex. : Marcy & Benitz, 1989; Bonfils, 2006) et en comptant sur la stabilité de l'instrument. Elles ont été prises entre le 25 janvier 2006 et le 6 avril 2010. Quarante-quatre de ces spectres ont été obtenus la même nuit (10 mai 2007) afin de pouvoir mesurer l'effet Rossiter-McLaughlin et ont un temps d'exposition de 300 s, conduisant à une incertitude sur les VR de 1,1–1,7 m/s. Les autres observations ont eu un temps de pose de 900 s, hormis quelques unes qui ont eu un temps de pose plus long (1200 et 1800 s) afin de compenser les conditions météorologiques de moindre qualité. Elles ont une incertitude médiane de 1,0 m/s.

La réduction des données a été effectuée par Nicola Astudillo selon Astudillo et al. (en préparation). Elle consiste à extraire les spectres et à les calibrer en longueur d'onde via le pipeline standard HARPS (Bouchy & Queloz, 2003) et à obtenir les VR différentielles à partir de la corrélation croisée entre les spectres stellaires et un modèle numérique. Ensuite, afin de tirer parti des nombreux spectres, ils sont corrigés de leur différence de VR et fusionnés afin de déduire un gabarit unique à haut signal sur bruit. Ce gabarit est ensuite utilisé afin de recalculer les VR différentielles en minimisant le  $\chi^2$  de la différence entre ce gabarit et chaque



**Figure 5.9** – En haut : Vitesses radiales mesurées avec les spectrographes HIRES (cyan) et HARPS (orange). Les données sont repliées selon la période orbitale, le temps nul correspond au temps de la conjonction inférieure. La courbe rouge correspond au modèle des données. En bas : Données résiduelles. A droite : Zoom sur l’encadré des graphes de gauche. Les données HARPS sont moyennées par intervalle de temps et représentées par des losanges noirs pour clarté.

spectre. L’exploitation d’un spectre stellaire fusionné est une alternative commune à celle d’un modèle numérique (ex. : Howarth et al., 1997; Zucker & Mazeh, 2006). Cette approche déjà été utilisée sur des données HARPS (ex. : Charbonneau et al., 2009; Anglada-Escudé & Butler, 2012; Anglada-Escudé & Tuomi, 2012; Anglada-Escudé et al., 2013). Avant la modélisation des données, l’accélération séculaire de 0,35 m/s/an leur a été enlevée (Kürster et al., 2003).

La courbe de vitesse radiale résultante est présentée sur la figure 5.9.

## 5.4 Analyse des données

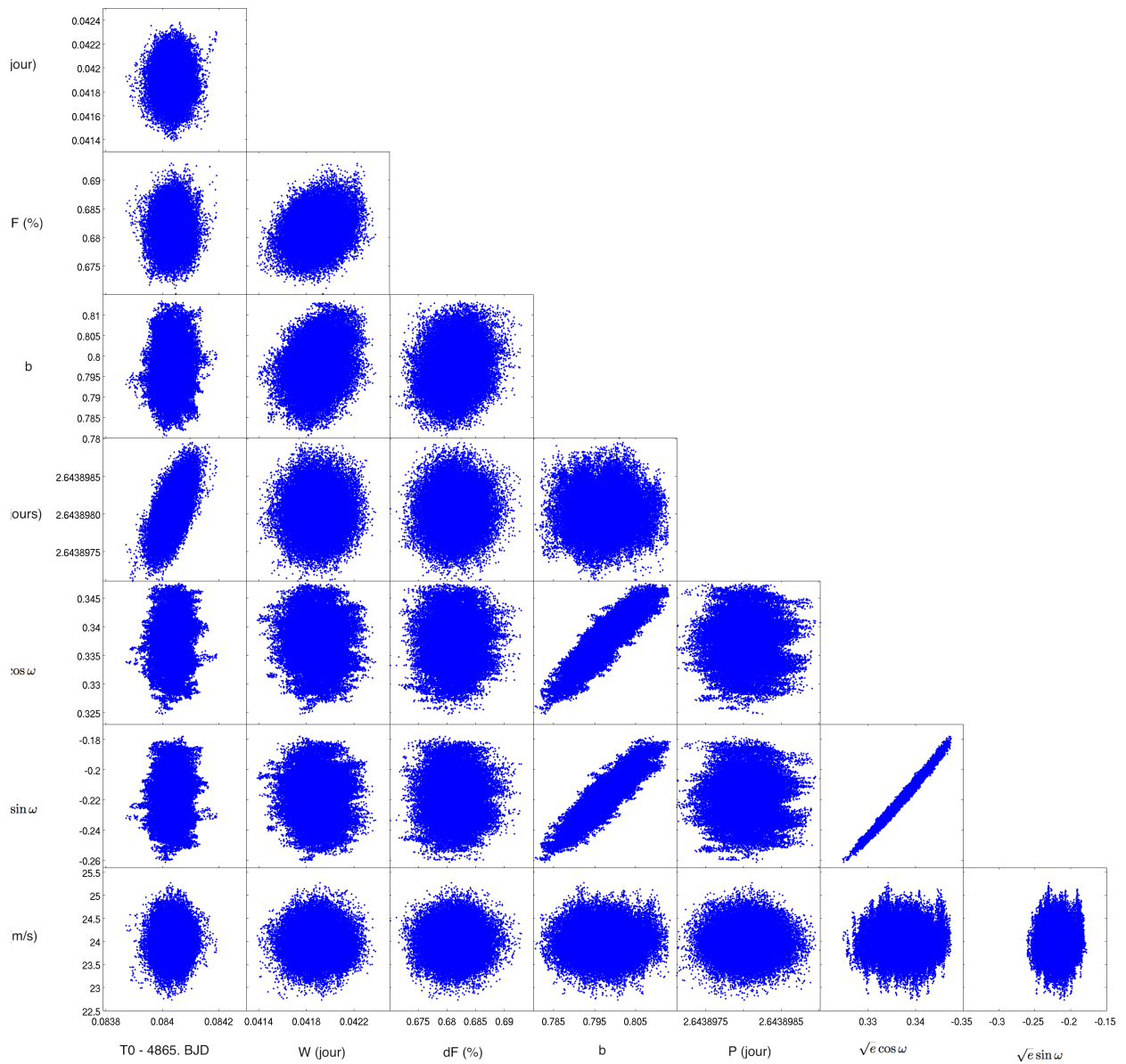
L’analyse des données a principalement consisté en une succession d’analyses MCMC. Premièrement, elle nous a permis de choisir la réduction de données optimale pour chaque observation (choix du retrait du ciel, rayon d’ouverture, ...).

Comme nous l'avons déjà indiqué dans la réduction des données, nous avons également déterminé le modèle de base qui représente au mieux les mécanismes instrumentaux et stellaire ( $\mu_{phot,syst}(x,y,w_x,w_y,t,ciel,A)$ , Sect. 4.7) pour chacune des courbes de lumière. Ensuite nous avons lancé une analyse complète afin de déterminer les facteurs de correction et de jitter et de ré-échelonner les barres d'erreurs des données.

Une fois toutes ces étapes terminées, nous avons lancé une analyse globale afin d'en déduire le rayon moyen de la planète  $R_p$ , la densité stellaire moyenne  $\rho_*$ , les masses stellaire  $M_*$  et planétaire  $M_p$ , les profondeurs d'occultation  $dF_{occ,\lambda}$ , la projection de l'angle formé par l'axe de rotation de l'étoile et l'axe du plan orbital  $\beta$ , l'excentricité orbitale  $e$  et l'argument au périastre  $\omega$ , ainsi que la période orbitale  $P$ , la durée du transit  $W$ , l'inclinaison de l'orbite  $i$  et le demi-grand axe  $a$ . Afin d'accroître le nombre de contraintes sur les paramètres orbitaux, nous avons inclus dans notre analyse 59 VR de l'instrument HIRES/Keck présentées dans Maness et al. (2007), ainsi que 29 éphémérides de transit obtenues à l'aide des télescopes Euler (Gillon et al., 2007a), Carlos Sanchez (Alonso et al., 2008b), du VLT (Cáceres et al., 2009), du Wise Observatory et Fred L. Whipple Observatory (Shporer et al., 2009), de l'Apache Point Observatory (Coughlin et al., 2008), du *HST* (Pont et al., 2009; Bean et al., 2008), et de la mission *EPOXI* (Ballard et al., 2010b). Nous avons pris soin de convertir tous les temps en jours juliens barycentriques tel que calculés dans le système de temps terrestre. La figure 5.10 présente la projection des fonctions de densité de probabilité a posteriori des paramètres de saut. Seuls  $b = \frac{a \cos i}{R_*}$ ,  $\sqrt{e} \cos \omega$  et  $\sqrt{e} \sin \omega$  sont fortement corrélés entre eux. Ils ont rendu plus difficile la convergence des chaînes MCMC. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.

La modélisation de l'effet Rossiter-McLaughlin selon Giménez (2006) n'a pas permis de mesurer l'angle formé par la projection des axes de rotation de l'étoile et de l'orbite (Fig. 5.9). Nous avons donc spécialement implémenté le modèle de Boué et al. (2013) dans le MCMC, mais sans meilleur résultat. Sur base de l'équation 2.18, on peut s'attendre à une amplitude maximale de l'anomalie des VR de  $\Delta V_{RM} \sim 4.10^{-3} \times V \sin i \sim 12 \text{ m.s}^{-1}$  en considérant la vitesse de rotation de l'étoile projetée maximale de  $3 \text{ km.s}^{-1}$  contrainte par Delfosse et al. (1998). En considérant une période de rotation de 48 jours comme nous le supposons sur base de notre analyse des VR résiduelles (voir ci-après) et de Demory et al. (2007), cet effet diminue à  $\Delta V_{RM} \sim 1,92 \text{ m.s}^{-1}$ .





**Figure 5.10** – Diagrammes de corrélation des densités de probabilité a posteriori issues de notre analyse MCMC globale des données *Spitzer* pour GJ 436b.

**Table 5.3** – Paramètres du système dérivés par notre analyse globale à partir des données *Spitzer* et HARPS.

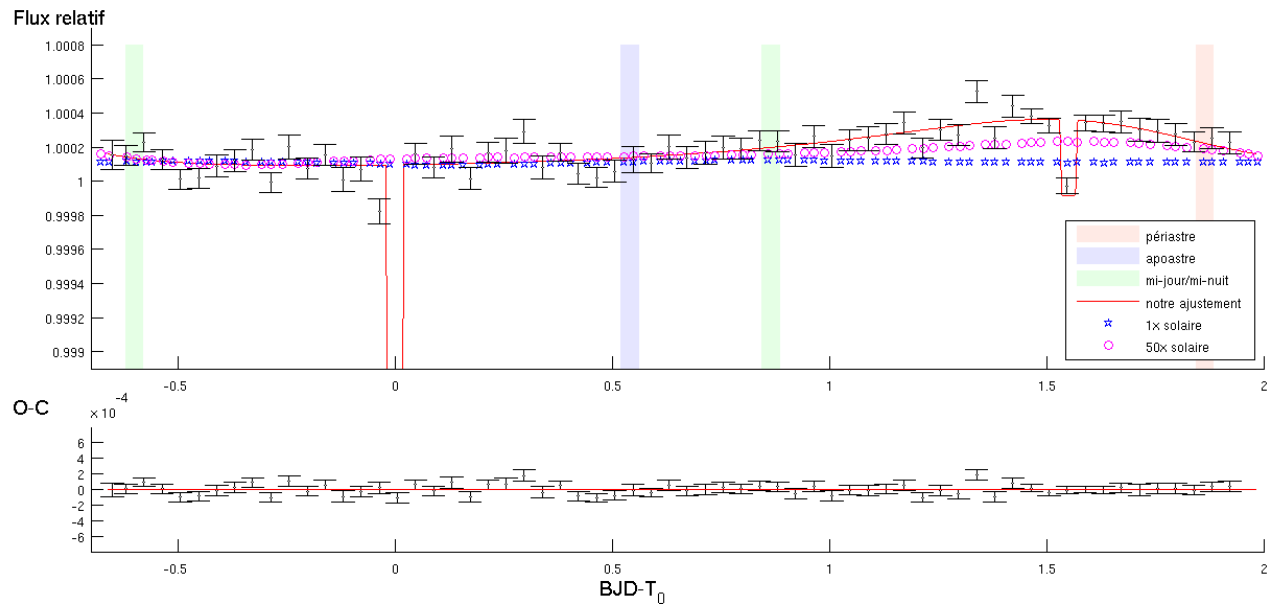
Paramètres	Valeurs
<i>Paramètres stellaires</i>	
$\rho_*/\rho_\odot$	$5,91^{+0,17}_{-0,18}$
$M_*$ ( $M_\odot$ )	$0,556^{+0,071}_{-0,065}$
<i>Paramètres orbitaux</i>	
$b = \frac{a \cos i}{R_*}$	$0,7972^{+0,0053}_{-0,0055}$
Durée (jour)	$0,04189^{+0,00014}_{-0,00014}$
$T_0$ (BJD <sub>TT</sub> )	$4865,084034^{+0,000035}_{-0,000034}$
$P$ (jours)	$2,64389803^{+0,00000027}_{-0,00000025}$
$K$ (m/s)	$17,59^{+0,25}_{-0,25}$
$e$	$0,1616^{+0,0041}_{-0,0032}$
$\omega$ (°)	$327,2^{+1,8}_{-2,2}$
$a$ (au)	$0,0308^{+0,0013}_{-0,0012}$
$a/R_*$	$14,54^{+0,14}_{-0,15}$
$i$ (°)	$86,858^{+0,049}_{-0,052}$
$\sqrt{V \sin(i)} \cos \beta$ ( $\sqrt{m/s}$ )	$-0,17^{+0,53}_{-0,52}$
$\sqrt{V \sin(i)} \sin \beta$ ( $\sqrt{m/s}$ )	$-0,09^{+0,26}_{-0,25}$
$\beta$ (°)	$181^{+43}_{-44}$
$V \sin(i)$ (km/s)	$0,24^{+0,38}_{-0,17}$
<i>Paramètres planétaires</i>	
$dF$ (%)	$0,6819^{+0,0028}_{-0,0028}$
$R_p$ ( $R_\oplus$ )	$4,10^{+0,16}_{-0,16}$
$M_p$ ( $M_\oplus$ )	$25,4^{+2,1}_{-2,0}$
<i>Profondeurs d'occultation</i> (ppm)	
3,6 $\mu\text{m}$	$177^{+43}_{-43}$
4,5 $\mu\text{m}$	$28^{+25}_{-18}$
5,8 $\mu\text{m}$	$229^{+107}_{-99}$
8 $\mu\text{m}$	$362^{+29}_{-29}$
16 $\mu\text{m}$	$1260^{+280}_{-270}$
24 $\mu\text{m}$	$1690^{+470}_{-460}$

A la suite de cette analyse globale, nous avons opéré une nouvelle analyse MCMC sur base de la distribution de ses paramètres de sortie afin d'ajuster un modèle de courbe de phase sur les données IRAC à 8  $\mu\text{m}$ . Nous avons implémenté ce modèle dans le MCMC dans le but de cette étude ( $\Phi(t)$ , eq. 2.11, voir Sect. 2.1.5) afin de tenir compte de l'excentricité de l'orbite. Nous avons testé les fonctions de phase d'un modèle d'hémisphères de brillance de surface uniforme ( $\phi \rightarrow \phi_u$ ) et d'un modèle de sphère de Lambert ( $\phi \rightarrow \phi_L$ ) sans pouvoir vraiment différencier l'un de l'autre. Il en va de même pour la valeur du facteur  $P_n$ . Nous avons choisi de présenter uniquement le modèle de sphère de Lambert pour les raisons discutées dans la section 2.1.5 et de considérer  $P_n = 0$  (Fig. 5.11). Le contraste thermique entre les hémisphères jour et nuit s'exprime ainsi dans le facteur  $A$  présent dans l'équation 2.11. Malheureusement, nous ne détectons pas de manière significative la modulation de phase, l'amplitude  $A$  dérivée étant de  $A = 189_{+100}^{-91}$  ppm, pour une différence de phase de  $-10_{+27}^{-20}^\circ$ . La différence de flux normalisé pic à pic est de 268 ppm. Cette valeur serait identique à celle de  $A$  dans un modèle orbital circulaire avec une inclinaison  $i$  valant  $90^\circ$  et sans circulation atmosphérique.

**Table 5.4** – Température de brillance de GJ 436b évaluée pour chaque instrument et canal. La seconde colonne donne la température du coté jour de la planète en considérant un modèle stellaire de PHOENIX avec  $T_{\text{eff}} = 3400$  K.

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	$T_b$ (K)
3,6	$922_{-54}^{+47}$
4,5	$\leq 690$
5,6	$716_{-96}^{+84}$
8,0	$683_{-19}^{+19}$
16,0	$912_{-125}^{+124}$
24,0	$1335_{-294}^{+294}$

Toujours sur base des contraintes de notre analyse globale, nous avons opéré plusieurs analyses MCMC afin de détecter une variation de la profondeur du transit au cours du temps et selon la longueur d'onde, une variation de la profondeur des occultations au cours du temps, une variation de la durée du transit et de son éphéméride. A cette fin, nous avons premièrement vérifié si la profondeur de tran-

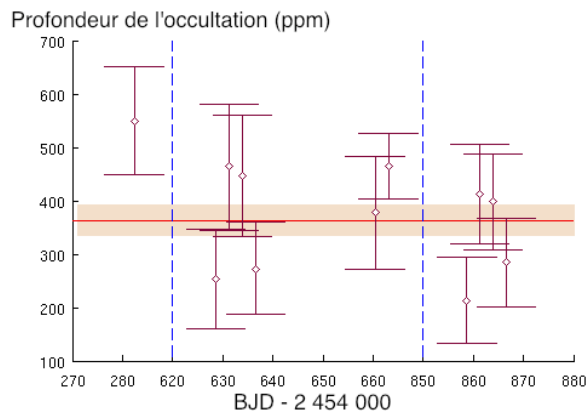


**Figure 5.11** – En haut : Courbe de phase de GJ 436 à  $8 \mu\text{m}$  (12 juillet 2008, AOR : 27863296, 27863552, 27863808) ainsi que le modèle de courbe de phase supposant une sphère de Lambert s’ajustant le mieux (ligne rouge). Les croix noires correspondent aux données moyennées par intervalle de 7 minutes avec leurs barres d’erreurs. La différence de flux de pic à pic vaut 268 ppm et  $A = 189 \pm 100$  ppm. Notre modèle est comparé à celui de Lewis et al. (2010) que nous avons décalé verticalement. Leurs modèles correspondent aux cas de métallicité 1x-solaire (étoiles bleues) et 50x-solaires (cercles magentas). Les fonds de couleurs ombrées indiquent le passage au périastre (rouge), à l’apoastron (bleu) et les phases orbitales où la planète est illuminée à moitié par rapport à notre angle de vue (vert). Le contraste de température jour-nuit observé sous-entend une atmosphère riche en métaux. En bas : Courbe de lumière résiduelle.

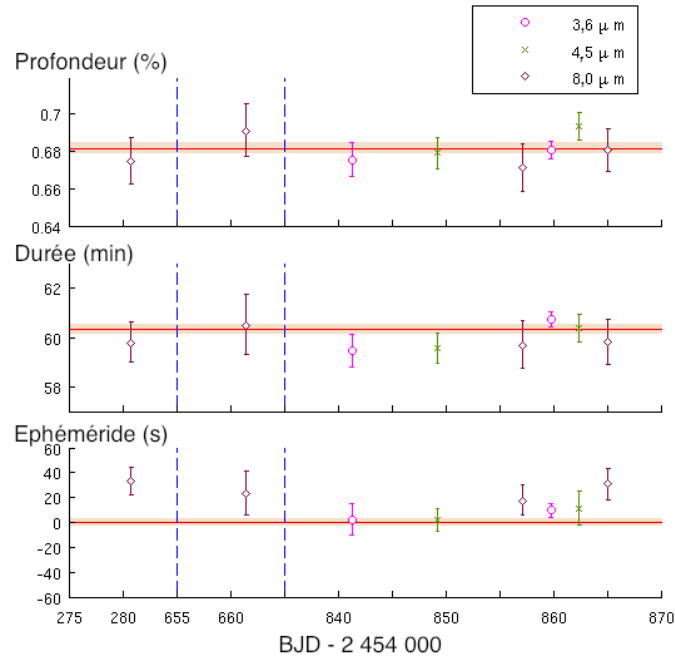
sit variait selon la longueur d’onde ( $dF \rightarrow dF_\lambda$ ) en lançant une analyse MCMC pour chacun des trois canaux de IRAC concernés (3,6, 4,5 et  $8 \mu\text{m}$ ) en n’exploitant que les courbes de lumière incluant un transit. Nous avons supposé une distribution a priori uniforme pour  $dF$  et des distributions a priori normales pour les autres paramètres de saut en se basant sur les distributions postérieures sortant de notre analyse globale (tableau 5.5). Nous avons réalisé le même type d’analyses afin de vérifier s’il y avait une variation des profondeurs de transit ou d’occultation (tableaux 5.6 et 5.7 et Fig. 5.12 et 5.13). Dans ce cas, chaque courbe de lumière présentant une phase d’éclipse est analysée séparément en considérant une pro-

fondeur d'éclipse libre et en imposant une distribution a priori normale aux autres paramètres de saut. Les variations de durée de transit potentielles sont examinées en analysant chaque courbe de transit individuellement et en conservant une distribution a priori uniforme à la durée et la profondeur de transit et toujours en imposant une distribution a priori normale aux autres paramètres de saut (tableau 5.7 et Fig. 5.13). Enfin les variations des éphémérides de transit sont également contrôlées à l'aide d'une analyse de chaque courbe de lumière présentant un transit en laissant uniquement  $T_0$  libre de varier (tableau 5.7 et Fig. 5.13).

Toutes ces variations se sont révélées être non significatives. On en déduit que le spectre de transmission semble donc être plat entre 3,6 et 8  $\mu\text{m}$ , le rayon de la planète ne change pas au cours du temps (à cause de nuages variables par exemple), l'activité stellaire n'est pas intense et l'émission thermique de la planète est constante au cours du temps (pas de météo fortement variable).



**Figure 5.12** – Variation de la profondeur d'occultation à 8  $\mu\text{m}$  en fonction du temps. Les losanges bruns indiquent les profondeurs d'occultations avec leur barre d'erreur à 1  $\sigma$ . Les tirets bleus verticaux marquent des césures temporelles selon l'abscisse. La ligne horizontale rouge donne la valeur de la profondeur de l'occultation obtenue lors de l'analyse globale et la région ombrée l'entourant correspond à sa barre d'erreur à 1  $\sigma$ .



**Figure 5.13** – Variations des paramètres de transit. Les graphiques montrent de haut en bas les variations de profondeurs, de durée et d’éphéméride de transit, avec leurs barres d’erreurs, en fonction du temps et du canal d’IRAC utilisé. Les points roses, les croix vertes et les losanges bruns correspondent respectivement les canaux à  $3,6 \mu\text{m}$ ,  $4,5 \mu\text{m}$  et  $8 \mu\text{m}$ . Les traits bleus verticaux indiquent les césures temporelles selon l’abscisse. Les lignes horizontales présentes dans les deux graphes du haut représentent respectivement les profondeurs et durées de transit dérivant de l’analyse globale et la surface ombrée l’entourant, leurs barres d’erreurs à  $1 \sigma$ .

**Table 5.5** – Profondeurs de transit selon la longueur d’onde.

Longueur d’onde ( $\mu\text{m}$ )	Profondeur de transit (ppm)
3,6	$6770 \pm 42$
4,5	$6881 \pm 54$
8,0	$6789 \pm 61$

**Table 5.6** – Mesures individuelles des profondeurs d’occultation selon leur AOR.

Longueur d’onde ( $\mu m$ )	AOR	Profondeur (ppm)
3,6	24882688	$169,5_{+47,8}^{-47,2}$
3,6	40848384	$217,2_{+139,9}^{-121,6}$
4,5	24882944	$101,9_{+67,4}^{-59,3}$
4,5	40848128	$21,1_{+23,4}^{-14,5}$
8,0	23618304	$549,9_{+100,7}^{-100,7}$
8,0	26812928	$253,4_{+94,1}^{-93,3}$
8,0	27604736	$464,1_{+116,6}^{-119,8}$
8,0	27604992	$447,2_{+113,3}^{-114,8}$
8,0	27605248	$272,7_{+88,3}^{-85,9}$
8,0	27863296	$378,0_{+105,9}^{-105,4}$
8,0	27863808	$464,8_{+62,3}^{-61,7}$
8,0	28970240	$285,2_{+82,5}^{-84,5}$
8,0	28969472	$211,6_{+82,6}^{-78,6}$
8,0	28969728	$413,4_{+93,2}^{-94,0}$
8,0	28969984	$397,8_{+90,6}^{-90,5}$

**Table 5.7** – Paramètres de transit individuels. Les colonnes de 3 à 5 découlent de notre analyse. Nos mesures de profondeur de transit sont comparées avec deux analyses antérieures dans les deux dernières colonnes.

Longueur d’onde ( $\mu m$ )	AOR	Profondeur (%)	Durée (jour)	Ephéméride BJD <sub>TT</sub> – 2 450 000.	Profondeur de B11 (%)	Profondeur de K11 (%)
3,6	28894208	$0,675_{+0,009}^{-0,009}$	$0,0413_{+0,0005}^{-0,0004}$	$4841,28898_{+0,00015}^{-0,00014}$		$0,669 \pm 0,006$
3,6	28894464	$0,680_{+0,004}^{-0,004}$	$0,0422_{+0,0002}^{-0,0002}$	$4859,79635_{+0,00006}^{-0,00006}$	$0,712 \pm 0,006$	$0,722 \pm 0,010$
4,5	28894720	$0,678_{+0,008}^{-0,009}$	$0,0414_{+0,0004}^{-0,0004}$	$4849,22066_{+0,00011}^{-0,00010}$	$0,638 \pm 0,018$	$0,687 \pm 0,008$
4,5	28894976	$0,693_{+0,007}^{-0,007}$	$0,0419_{+0,0004}^{-0,0003}$	$4862,44027_{+0,00015}^{-0,00015}$		$0,723 \pm 0,010$
8,0	23515648	$0,674_{+0,012}^{-0,012}$	$0,0415_{+0,0006}^{-0,0006}$	$4280,78296_{+0,00013}^{-0,00013}$	$0,685 \pm 0,012$	$0,693 \pm 0,009$
8,0	27863552	$0,690_{+0,014}^{-0,013}$	$0,0420_{+0,0009}^{-0,0008}$	$4661,50416_{+0,00021}^{-0,00021}$	$0,675 \pm 0,012$	$0,680 \pm 0,010$
8,0	28895232	$0,670_{+0,013}^{-0,012}$	$0,0414_{+0,0007}^{-0,0006}$	$4857,15254_{+0,00014}^{-0,00014}$	$0,715 \pm 0,013$	$0,676 \pm 0,008$
8,0	28895488	$0,680_{+0,011}^{-0,011}$	$0,0415_{+0,0007}^{-0,0006}$	$4865,08439_{+0,00015}^{-0,00015}$		$0,710 \pm 0,008$

## 5.5 Analyse de structures pouvant s'apparenter à des éruptions stellaires

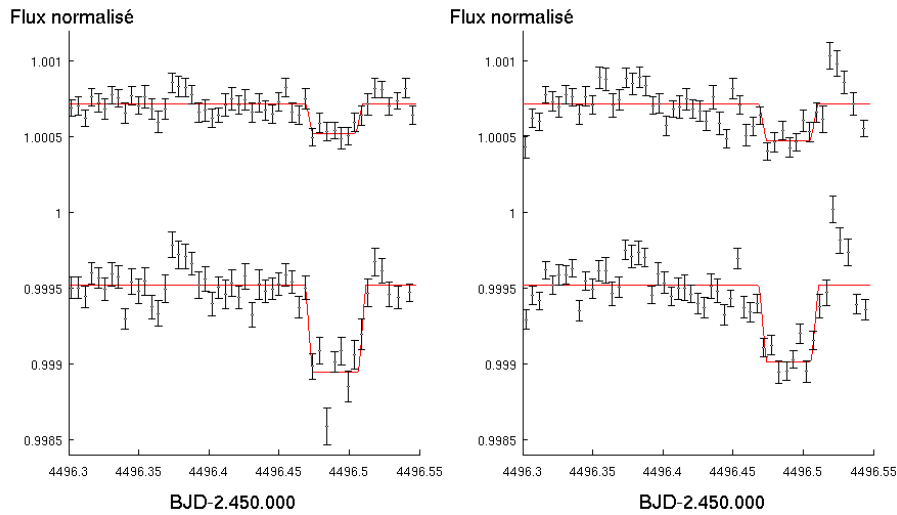
---

Des études antérieures des données *Spitzer* de GJ 436 ont fait mention de plusieurs structures pouvant s'apparenter à des éruptions stellaires. La première signalée a lieu juste après une occultation à  $3,6 \mu\text{m}$  (30 janvier 2008, AOR : 24882688) par S10 et B11 et a conduit à des résultats contradictoires quant à la profondeur de l'occultation. Ces deux équipes n'étaient pas d'accord sur la manière de prendre en compte de cette structure. Nous avons de notre côté réalisé que l'amplitude de cette structure dépendait fortement du choix du rayon d'ouverture et disparaissait pour des rayons en-dessous de 2,1 pixels (Fig. 5.14). Parallèlement, l'insertion du modèle de base tenant compte de la largeur à mi-hauteur dont nous avons proposé l'utilisation lors de cette étude (eq. 3.2) a conduit à une décroissance significative de la profondeur de l'occultation (d'environ 535 ppm à  $\sim 170$  ppm) et de l'erreur photométrique moyenne (de  $\sim 1030$  ppm à  $\sim 511$  ppm, Fig. 5.14). Nous interprétons cela par une forte évolution des largeurs à mi-hauteur durant la phase de l'occultation. Grâce à notre modélisation tenant compte des FWHM, nous avons pu montrer sur base d'une série de tests que notre mesure de la profondeur d'occultation de  $169 \pm 48$  ppm ne dépendait pas du choix de rayon ni du rejet d'une fraction des données après l'occultation, attestant la robustesse de notre mesure.

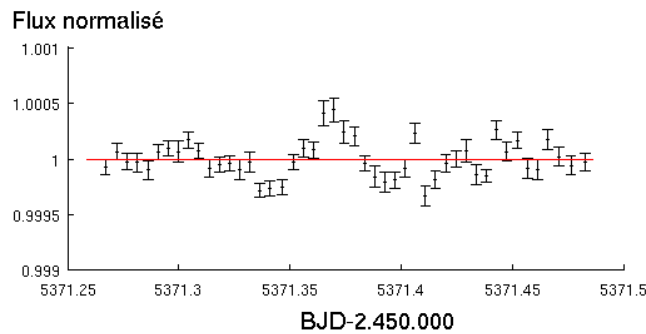
Par manque de chance, une autre structure d'éruption stellaire a été signalée durant une autre occultation à  $3,6 \mu\text{m}$  (1er février 2011, AOR : 40848384, S12). Cette occultation avait en effet été planifiée afin de confirmer ou d'infirmer les interprétations de S10 et B11 par rapport à leurs mesures d'occultation. Malheureusement, nous n'avons pas pu trouver de fortes variations d'un paramètre extérieur capable d'expliquer cette structure. Le rejet de ces points déviants ne permet pas de contraindre suffisamment la profondeur de l'occultation. Etant donné sa grande barre d'erreur ( $217 \pm 140$  ppm), cette observation autorise uniquement une confirmation de notre première mesure de profondeur d'occultation.

Nous détectons également une autre structure ressemblant à une éruption stellaire durant l'observation de GJ 436, encore dans le canal de IRAC à  $3,6 \mu\text{m}$  (23 juin 2010, AOR : 38807296, Fig. 5.15). Fort heureusement, celle-ci survient en de-

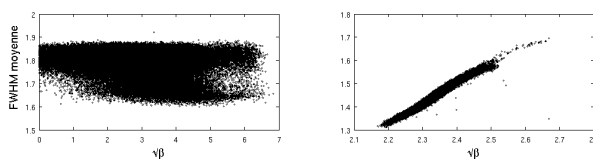




**Figure 5.14** – Influence du choix du rayon de photométrie d'ouverture et du modèle de base  $\mu_{phot,syst}$ . La même courbe de lumière (à  $3,6 \mu\text{m}$ , 30 janvier 2008, AOR : 24882688) est présentée quatre fois, mais montrant différents niveaux de bruit et de profondeurs d'occultation à cause du choix de réduction et d'analyse de données. A gauche : La photométrie d'ouverture est centrée à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne elliptique à deux dimensions et un rayon d'ouverture de 1,9 pixels. A droite : Un rayon d'ouverture de 3,5 pixels est choisi. Toutes ces courbes de lumière ajustées selon un modèle de base sont le résultat d'une analyse MCMC individuelle tenant compte des contraintes de la distribution des paramètres de saut du tableau 5.3. Leurs différences résident dans le choix du modèle de base. Les courbes du haut prennent en compte les variations de la FWHM et non celles du bas.



**Figure 5.15** – Modulations du flux présentes dans la courbe de lumière de *Spitzer* le 23 juin 2010 (AOR : 38807296) lors de l'observation de GJ 436.



**Figure 5.16** – A gauche : Absence de corrélation entre la largeur à mi-hauteur de la PSF de GJ 436 et la racine carrée du paramètre pixel noise,  $\sqrt{\beta}$  (AOR : 38807296). A droite : Présentation du même graphe correspondant à une courbe de lumière de la même bande passante à titre de comparaison (AOR : 28894464). La FWHM moyenne  $y$  est clairement proportionnelle à  $\sqrt{\beta}$  comme attendu.

hors d’une observation de transit et d’occultation. Nous n’avons pas été capable d’enlever cette structure avec nos modèles de base, mais nous avons cependant noté l’absence de corrélation entre le paramètre noise pixel,  $\beta$ , et la largeur à mi-hauteur mesurée (Fig. 5.16), alors que cette corrélation est normalement présente dans toutes les observations. Nous suspectons qu’il s’agit d’un effet instrumental.

Au final, une seule structure d’éruption semble pouvoir provenir de l’étoile, même si nous doutons qu’il s’agit d’un effet instrumental. En effet, GJ 436 est une étoile assez calme comme nous l’avons discuté dans la section 5.2.4.

## 5.6 Recherche d’un compagnon planétaire

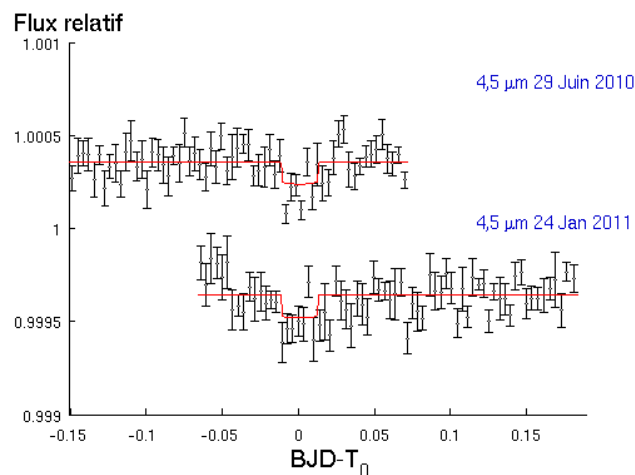
L’excentricité non nulle d’une exoplanète à une période orbitale courte peut être expliquée par le biais de plusieurs hypothèses. La première est que le système planétaire soit jeune en comparaison des échelles de temps nécessaire à la circularisation de la planète. Ce temps dépend fortement des dissipations de marée de la planète qui sont peu contraintes. Selon Beust et al. (2012), les forces de marées devraient conduire à la circularisation de l’orbite endéans les  $\sim 50$  millions d’années. Cependant, l’âge supposé de l’étoile a été donné à un minimum de 3 milliards d’années (Butler et al., 2004; Leggett, 1992), ce qui écarte cette première possibilité.

La seconde est la présence d’un ou plusieurs compagnons planétaires perturbateurs qui maintiendrait l’excentricité de l’orbite de GJ 436b. Notre analyse de TTV ne semble cependant pas indiquer une telle présence bien qu’elle ne l’interdit pas.

Beust et al. (2012) ont proposé une solution basée sur un mécanisme de Kozai en supposant la présence d'un compagnon planétaire perturbateur lointain afin d'expliquer l'excentricité de l'orbite de GJ 436b. Nous avons approfondi cette hypothèse en analysant les résidus des courbes de lumière et de vitesse radiale.

### 5.6.1 Les courbes de lumière résiduelles

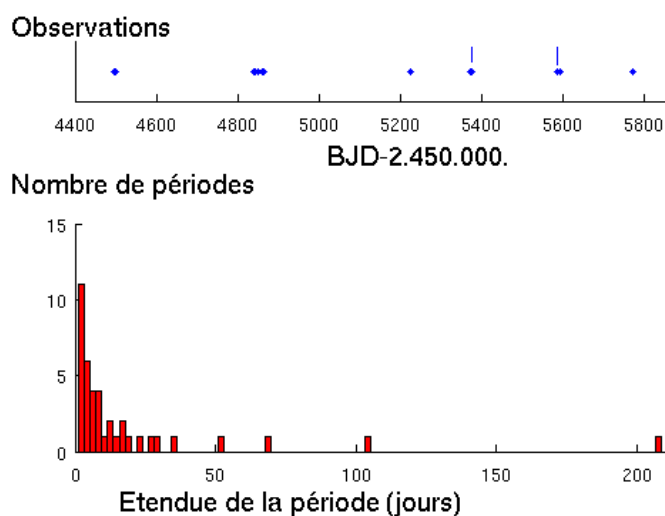
Nous avons utilisé notre version de l'algorithme MISS MarPLE sur les courbes de lumière résiduelles obtenues dans les canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ <sup>6</sup> (Sect. 4.8, Berta et al., 2012). Sur les 6 transits potentiels des deux candidats proposés par S12, seules deux formes ont été repérées par notre algorithme comme étant des transits probables avec au moins un niveau de confiance de  $3\sigma$ . Nous avons vérifié la qualité photométrique de toutes nos courbes de lumière résiduelles afin de nous assurer de la faisabilité de la détection des candidats planétaires de S12. Pour ce faire, nous avons injecté des structures de transit dans nos courbes de lumière résiduelles et vérifié qu'il était possible de les retrouver.



**Figure 5.17** – Structures analogues à celles d'un transit détectées dans deux courbes de lumière résiduelle par notre version du code MISS MarPLE (Berta et al., 2012). Pour ces deux structures, un modèle de “boîte” fournit une profondeur de transit de 120 ppm et une durée de 0.6 heure.

6. Nous avons également analysé celles à 8  $\mu\text{m}$ , cependant le signal sur bruit y est moindre et ne montre aucune structure pouvant s'apparenter à un transit planétaire.

Les deux structures de transit que nous avons identifiées peuvent être assimilées au transit d'une seule planète. Le signal le plus significatif ( $4\sigma$ ) correspond à un transit de 150 ppm de profondeur et durant 0,5 heure survenant au jour julien barycentrique 2 455 376,702. Le second signal est significatif avec un niveau de confiance de  $3,1\sigma$ . Il dure 0,6 heure et a une profondeur de  $\sim 100$  ppm et survient au jour julien barycentrique 2 455 585,686 (Fig. 5.17).



**Figure 5.18** – En haut : Moment des observations de GJ 436 avec les canaux IRAC à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . Les deux lignes verticales indiquent les jeux de données comportant une forme de transit d'un potentiel compagnon planétaire. En bas : Distribution des gammes de périodes possibles d'une planète additionnelle et potentielle en transit. Les périodes en dessous de 1,18 jours sont écartées par la couverture temporelle des observations.

La durée du transit fournit une période minimale de 0,098 jour si on considère que le transit est central. Nos détections probables ainsi que nos non-détections nous ont permis de fournir une distribution de périodes possibles d'un candidat en transit (Fig. 5.18). Nous avons exclu les périodes orbitales en-dessous de 1,18 jours et au-delà de  $\sim 209$  jours (temps séparant les deux structures de transit) et conservons 40 possibilités de période orbitale pour ce candidat. Son rayon est estimé à  $\sim 0,6 R_{\oplus}$  à partir de la profondeur du transit supposé. Ces deux structures de transit avaient également été détectées par S12 mais avec de plus grandes profondeurs et de plus grandes durées. Nous proposons de tester l'éphéméride du transit ( $\text{BJD} = 2\,455\,476,70 + N \times 208,98$  jours, où  $N$  est un nombre entier), mais

en précisant la faible probabilité d'observer à nouveau une structure de transit. En effet, nous avons reconduit une analyse MCMC sur ces deux courbes de lumière en utilisant un modèle considérant un compagnon planétaire en transit et un sans. Le facteur de Bayes approximé qui en ressort est en faveur d'un modèle de courbes de lumière sans compagnon en transit ( $e^{\Delta BIC/2} \sim 28$ ). De plus, les deux signaux de transit que nous avons obtenus avec notre algorithme n'ont pas conduit à période orbitale reconnue par les algorithmes BLS (Box-fitting Least Squares<sup>7</sup>, Kovács et al., 2002) que nous avons eu à notre disponibilité (celui de Ofir 2014 et celui fourni par le site web des archives des exoplanètes de la NASA : <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>).

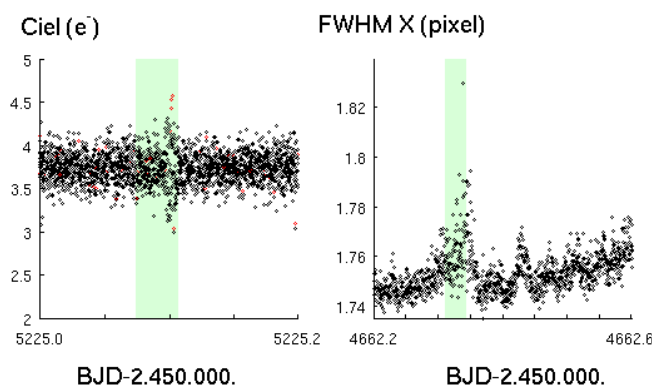
### 5.6.2 Discussion sur les candidats proposées par une étude antérieure

S12 ont proposé deux candidats planétaires au système stellaire de GJ 436 et les nommant UCF-1.01 et UCF-1.02 jusqu'à leur confirmation. Ils ont observé les transits potentiels de UCF-1.01 les 14 juillet 2008, 28 janvier et 29 juin 2010, et 24 janvier et 30 juillet 2011 dans les données *Spitzer*. Les transits de UCF-1.02 seraient observées dans les deux dates de 2010 citées ci-avant.

L'analyse des courbes de lumière résiduelles que nous venons de présenter n'a révélé que deux des transits potentiels du candidat UCF-1.01 de S12, de plus avec une profondeur et une durée moindres, et avec une probabilité de 28 contre 1 en faveur d'un modèle sans compagnon en transit. Nous avons tenu à comprendre d'où venaient nos divergences quant à ces (non-)détectations. Dans les deux exemples suivants, nous montrons qu'une modélisation ne prenant pas en compte l'influence de certains paramètres extérieurs peut conduire à des structures similaires à des transits. Le premier concerne un changement de la contribution du ciel. Il affecte les données du 28 janvier 2010 juste à la fin de leur observation du transit de UCF-1.01 (Fig. 5.19 à gauche). Le second est lié à un changement de la largeur à mi-hauteur de la PSF durant un autre transit de UCF-1.01, le 14 juillet 2008 (Fig. 5.19 à droite). Ballard et al. (2010a) avaient déjà rejeté la possibilité d'un transit à ce moment-là car ils avaient noté que seules les courbes de lumière obtenues avec de

---

7. Cet algorithme cherche des signaux périodiques en forme de boîte.



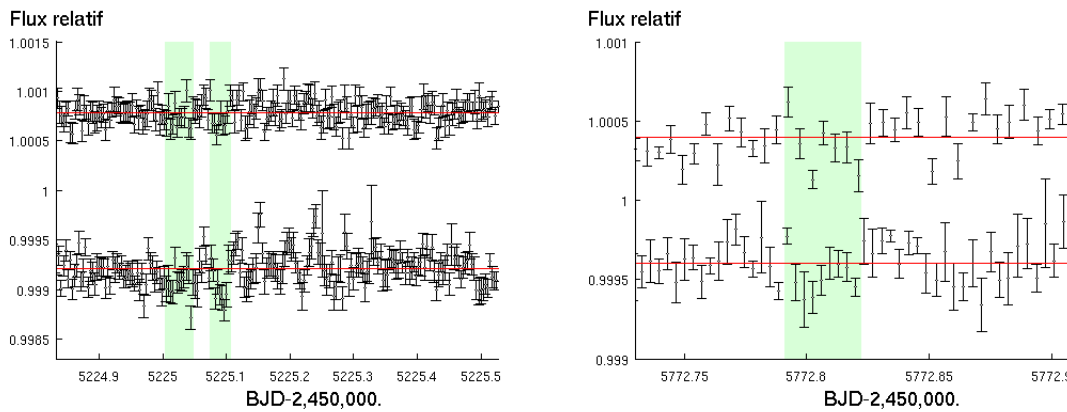
**Figure 5.19** – Comportement atypique de paramètres mesurés durant deux transits potentiels du candidat planétaire UCF-1.01 proposé par S12. A gauche : Discontinuité du fond de ciel mesuré aux alentours du jour julien barycentrique 2 455 225,09. A droite : Pic de la largeur à mi-hauteur mesurée selon l’axe horizontal aux alentours du jour julien barycentrique 2 454 662,32. Les phases supposées de transit de UCF-1.01 sont ombrées en vert.

faibles rayons d’ouverture manifestaient une structure de transit. Nous expliquons ainsi leurs constatations.

Jusqu’à présent, nous sommes assurés de la qualité photométrique de nos courbes de lumière résiduelles. Par contre, nous n’avons pas vérifié si les modèles de base  $\mu_{phot,syst}$  que nous utilisons dans l’analyse MCMC globale détruisaient le signal d’un transit d’un compagnon planétaire. Nous avons donc inséré des structures de transit dans nos courbes de lumière brutes (celles que nous utilisons pour nos analyses MCMC) et avons opéré des analyses MCMC individuelles afin d’obtenir de nouvelles courbes de lumière résiduelles. Ces courbes ont ensuite été analysées par notre algorithme modifié de MISS MarPLE qui a systématiquement identifié chacun des transits injectés avec un degré de confiance de plus de  $4\sigma$ .

Revenons à notre analyse elle-même. Elle supporte l’absence de plusieurs transits supposés de UCF-1.01 par S12, impliquant que nos réduction et analyse de données diffèrent de celles de S12. Pourtant, nous avons opté, lors de l’étude du jeu de données du 28 janvier 2010, pour un rayon d’ouverture similaire à S12 (2,2 pixels au lieu de 2,25 pixels pour S12) et utilisé une carte de sensibilité (BLISS) tout comme que S12. Cependant, nous n’avons pas choisi de centrer les PSF à l’aide de leur technique “time-series image de-noising” (TIDe) qui consiste à aplanir la

PSF avant de mesurer son centre, mais avec un ajustement d'une gaussienne elliptique à 2D. Nous avons obtenu une structure similaire à S12 (Fig. 5.20) en adoptant un mode de centrage qui ajuste une double gaussienne à 1D de FWHM correspondant à la FWHM mesurée selon l'axe horizontal, et sans modéliser la courbe de lumière avec un modèle de base utilisant les mesures de FWHM. Malgré tout, le signal du transit de UCF-1.01 reste très faible.



**Figure 5.20** – Mise en évidence de l'impact de la réduction et de l'analyse de données quant à la présence de structures de forme de transit de faible amplitude dans la photométrie *Spitzer*. A gauche : La courbe de lumière du haut est le résultat de la photométrie d'ouverture avec un centrage obtenu à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne elliptique à 2 dimensions alors que celle du bas d'une double gaussienne à une dimension (28 janvier 2010, AOR : 38702848). Celle du haut a été corrigée avec un modèle de base incluant la variation de la mesure de la FWHM, celle du bas ne l'est pas. Les phases de transit supposées de UCF-1.01 (à droite) et de UCF-1.02 (à gauche) sont ombrées en vert. A droite : La courbe de lumière du haut est le résultat de la photométrie d'ouverture avec un centrage obtenu à l'aide de l'ajustement d'une gaussienne elliptique à 2 dimensions alors que celle du bas d'une double gaussienne à une dimension dont la FWHM correspond à la FWHM mesurée selon l'axe horizontal (30 juillet 2011, AOR : 42614016). Les deux courbes de lumière ont été corrigées de la même manière. Les points noirs correspondent aux données moyennées par intervalle de 5 minutes avec leurs barres d'erreur à  $1 \sigma$ . La phase de transit supposée de UCF-1.01 est ombrée en vert.

De la même manière, nous avons reconstruit une structure de transit dans la courbe de lumière du 30 juillet 2011 en employant un rayon d'ouverture similaire à S12 (5 pixels) et un centrage obtenu à l'aide d'un ajustement d'une double gaussienne à 1D, ainsi que le même modèle de base que celui que nous avons utilisé

dans notre analyse (Fig. 5.20 à droite). Cependant, ce transit n'est pas significatif ( $\sim 1\sigma$ ).

### 5.6.3 La courbe résiduelle des vitesses radiales

Nous avons également réalisé une analyse MCMC, toujours sur base des fortes contraintes fournies par l'analyse globale, des courbes des vitesses radiales HARPS en considérant un modèle keplérien d'une planète en orbite (sans modéliser l'effet RM) afin d'obtenir la courbe résiduelle des VR. La déviation standard des données résiduelles résultantes est de 1,53 m/s. Xavier Bonfils s'est chargé de son analyse afin de pouvoir tenter de déceler et contraindre la présence d'un compagnon. Le périodogramme de ces données de VR résiduelles (Fig. 5.21) conduit à l'identification de 8 périodes significatives à  $1\sigma$ , ce qui correspond à une puissance de 0,131. Cependant tous ces signaux sont inférieurs à la puissance seuil de 0,187 qui confirmerait une détection avec un niveau de confiance de  $3\sigma$ . Une d'entre elles est environ deux fois la période orbitale de GJ 436b à 4,7 jours, une autre de  $\sim 48$  jours rappelle la période de rotation de l'étoile identifiée par Demory et al. (2007).

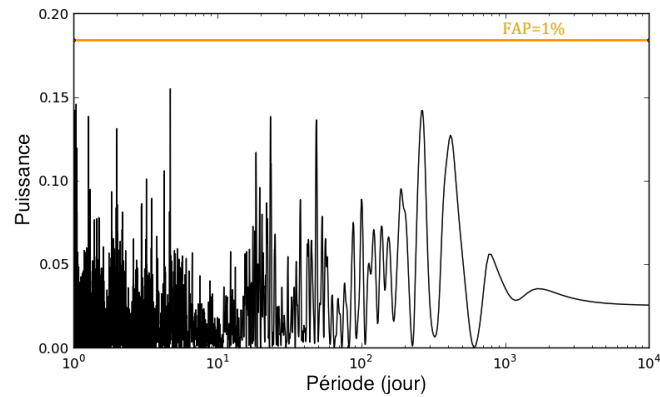
En supposant que la courbe résiduelle des VR ne contient que du bruit, on peut fournir une limite de détection par rapport à nos données (Fig. 5.22) et ainsi exclure des planètes de masse supérieure à  $10 M_{\oplus}$  pour des périodes allant jusqu'à une centaine de jours. La zone d'habitabilité de GJ 436, s'étendant de 0,12 à 0,330 au sur base du critère de Selsis et al. (2007), n'accueillerait pas de planètes plus massive que 3 à  $5 M_{\oplus}$ .

Cette analyse ne peut ni affirmer ni infirmer la présence potentielle de UCF-1.01 et UCF-1.02 étant donné que leurs faibles rayons ( $\sim 0,7 R_{\oplus}$ ) sous-entendent des masses inférieures aux limites fournies par cette étude.

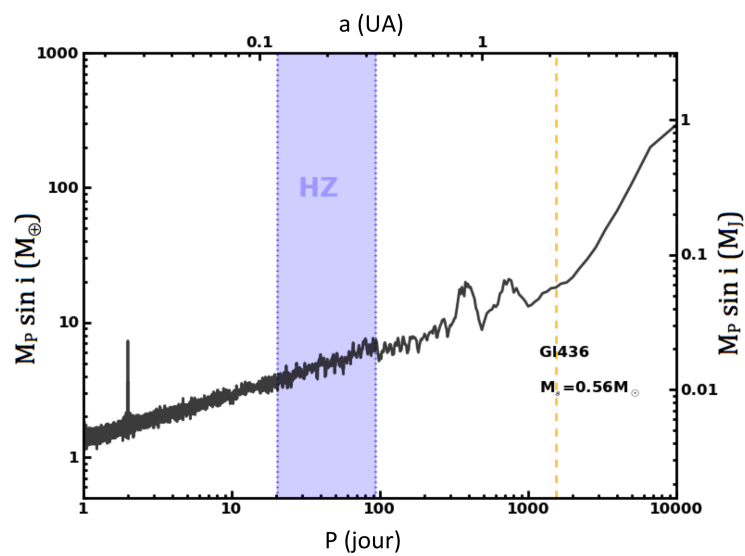
### 5.6.4 Résultats actuels

Depuis la parution de notre étude, Stevenson et al. (2014a) ont publié leurs résultats quant à leurs efforts pour confirmer la nature planétaire de UCF-1.01 proposé par S12. Dans ce but, ces auteurs ont utilisé l'instrument WFC3/*HST* lors de deux éphémérides de transit attendues du candidat. Selon la technique d'analyse de leurs données, une structure de transit peut être observée, mais celle-ci ne





**Figure 5.21** – Périodogramme des données de VR résiduelles de GJ 436 tenant compte d'un modèle composé d'une planète sur une orbite keplerienne. Au delà de la ligne jaune horizontale, la probabilité d'une fausse alarme diminue à 1 %. Aucun pic ne présente d'excès de puissance significatif.



**Figure 5.22** – Limites de détection sur  $M_p \sin i$  déterminées à partir de la courbe de VR résiduelle de GJ 436, pour un modèle considérant la présence de planètes. Les planètes au-delà de la limite sont exclues avec un niveau de confiance de 99 %. La ligne verticale pointillée indique la durée de la campagne d'observations.

correspond pas avec les propriétés de leur candidat. Ils n'ont donc pas pu valider la détection d'une exoplanète supplémentaire en transit dans le système de GJ 436.

## 5.7 Analyse atmosphérique

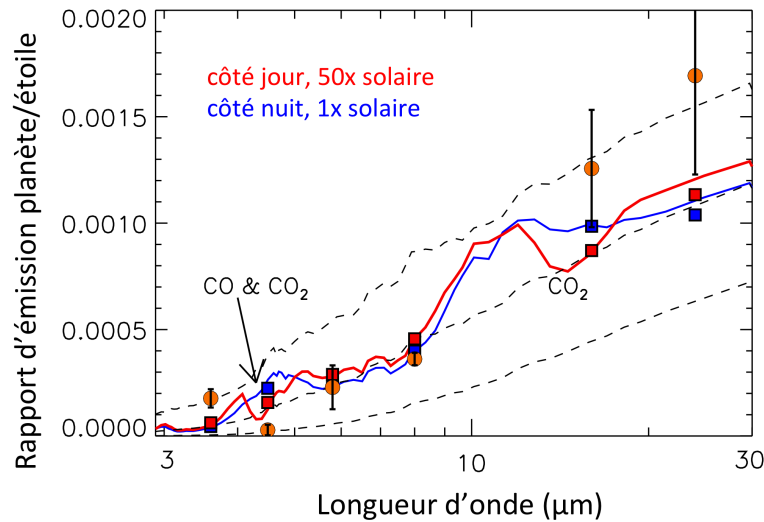
---

Afin de pouvoir déduire des propriétés atmosphériques de GJ 436b sur base de nos mesures, nous avons utilisé plusieurs outils de modélisation. Jonathan Fortney s'est principalement chargé de cette analyse. Le profil de température et pression a été obtenu à partir du code de modèle d'atmosphère plan-parallèle 1D de Fortney et al. (2005, 2008), dont la base de données des opacités est décrite dans Freedman et al. (2008) et les calculs d'équilibre chimique dans Lodders & Fegley (2002). Les abondances solaires sont celles de Lodders (2003).

### 5.7.1 Spectre d'émission

Deux spectres d'émission thermique ont été générés pour des modèles représentatifs des conditions du côté jour de la planète. Un des modèles utilise une métallicité solaire et l'autre une métallicité 50 fois plus élevée (des mesures reportent que le carbone présente une surabondance d'un facteur  $\sim 30$  dans les atmosphères d'Uranus et Neptune par rapport au Soleil, Gautier & Owen 1989; Baines et al. 1995). Nous pouvons comparer ces spectres d'émission thermique avec nos mesures de profondeurs d'occultation sur la figure 5.23. En augmentant la métallicité, les molécules dépourvues d'hydrogène, telles que le monoxyde et le dioxyde de carbone, deviennent plus abondantes (Lodders & Fegley, 2002). Le rapport de mélange du monoxyde de carbone croît linéairement et le dioxyde de carbone quadratiquement. Le modèle 50 fois solaire s'ajuste mieux aux rapports d'émission thermique entre les bandes passantes à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , mais n'est pas encore satisfaisant. En particulier, notre profondeur d'occultation à 3,6  $\mu\text{m}$ , qui est pourtant plus faible que celle de S10, est toujours trop importante pour être expliquée par une fluorescence du méthane uniquement via les photons stellaires incidents (Waldmann et al., 2012). Afin d'expliquer la forte émission thermique à 3,6  $\mu\text{m}$  par rapport à celle à 4,5  $\mu\text{m}$  obtenue par S10, S10 et MS11 avaient déjà montré que les rapports de mélange

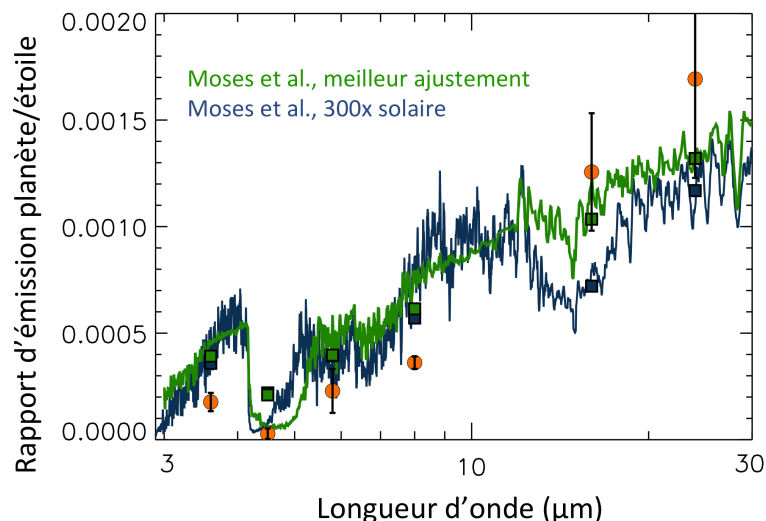
de méthane devaient être extrêmement bas en opposition aux monoxyde et/ou dioxyde de carbone qui devaient être élevés. Nos mesures tendent également vers cette conclusion. Un processus en non-équilibre chimique pourrait potentiellement expliquer les mesures MS11.



**Figure 5.23** – Modèle d'émission de la planète (via les rapports de flux planète-étoile) comparé aux mesures d'occultations *Spitzer*. Les deux modèles considèrent un côté jour chaud dont l'énergie absorbée n'est redistribuée que du côté jour seulement. Les lignes bleues représentent un modèle utilisant une métallicité solaire et les rouges celui d'un modèle employant une métallicité 50 fois solaire. Nos mesures d'occultation *Spitzer* sont marquées selon des disques orangés. Les modèles intégrés sur les bandes passantes sont de formes carrées. Leurs couleurs correspondent à ceux des modèles. Le monoxyde et le dioxyde de carbone absorbent fortement dans la région où notre mesure est significativement plus faible que celle attendue par les modèles présentés (à  $4,5 \mu\text{m}$ ). Au contraire, le méthane ne semble pas absorber à  $\sim 3,6 \mu\text{m}$ . Les rapports de flux planète-étoile où l'émission de la planète est assimilée à celle d'un corps noirs de température de 500, 700 et 900 K sont indiqués par des lignes discontinues noires.

Nous avons également comparé nos mesures de profondeurs d'occultation avec deux modèles tirés de Moses et al. (2013) qui ont à la base été créés afin d'ajuster les mesures de S10 (Fig. 5.24). Le modèle en vert a utilisé les méthodes d'inversion de Line et al. (2013, 2014) afin d'ajuster au mieux le spectre. Le modèle en bleu utilise un profil de température et de pression de Line et al., avec une métallicité 300 fois plus grande que celle du Soleil. Nos mesures d'émission thermique à 3,6, 4,5,

5,8 et 8  $\mu\text{m}$  sont sensiblement plus faibles que celles des modèles. Il apparaît donc plausible qu'un profil de température de l'atmosphère plus froid ajusterait mieux nos mesures et conduirait naturellement à une émission plus faible à 4,5  $\mu\text{m}$ , celle qui a toujours été difficile à ajuster dans les dernières études (S10 ; MS11 ; Moses et al., 2013). Il semble tout de même qu'un épaissement en méthane et une augmentation en CO/CO<sub>2</sub> seraient toujours nécessaires pour ajuster les mesures à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , vu les modèles présentés dans la figure 5.23. Notons que de plus faibles températures sur le côté jour de l'atmosphère planétaire pourraient permettre un ajustement avec une plus faible métallicité et donc moins de dioxyde de carbone et donc un meilleur ajustement à 16  $\mu\text{m}$  puisqu'il s'agit d'une bande passante qui inclut une forte absorption du dioxyde de carbone.



**Figure 5.24** – Comparaison de nos mesures de profondeurs d'occultation *Spitzer* avec des spectres d'émission synthétiques de Moses et al. (2013). Les courbes verte et bleue indiquent respectivement le meilleur ajustement de modèle aux données de S10 selon la méthode de Line et al. et un modèle d'atmosphère ayant une métallicité 300 fois plus grande que celle du Soleil. L'intégration des modèles selon les six bandes passantes est donnée par des carrés colorés. Nos mesures *Spitzer* sont représentées par des disques orangés.

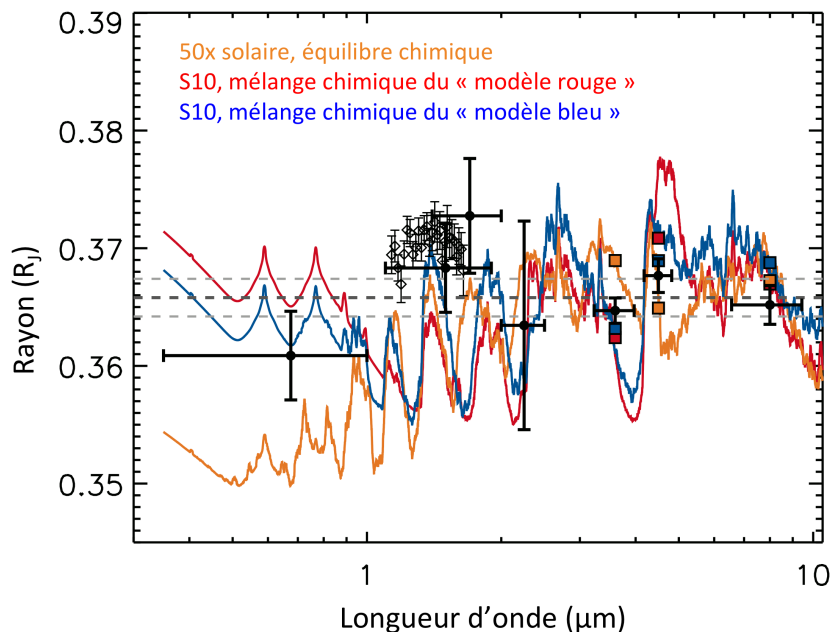
### 5.7.2 Spectre de transmission

Nous avons complété nos mesures de profondeurs de transit *Spitzer* avec celles de la mission *EPOXI* (0,35–1,0  $\mu\text{m}$ ) de Ballard et al. (2010b), du *WFC3/HST* (1,14–1,65  $\mu\text{m}$ ) de Knutson et al. (2014a), de *NICMOS/HST* (1,1–1,9  $\mu\text{m}$ ) de Pont et al. (2009), et du sol dans les bandes *H* et *K* de Alonso et al. (2008b) et Cáceres et al. (2009). Nous avons converti ces profondeurs en rayons de transit planétaire en utilisant un rayon stellaire de 0,455  $R_{\odot}$  (von Braun et al., 2012). Ces données sont montrées sur la figure 5.25 et sont comparées avec le modèle de métallicité 50 fois solaire obtenu à l’aide du code décrit dans Fortney et al. (2003, 2010) et les modèles de Shabram et al. (2011) utilisant ces mêmes codes et qui considèrent une forte abondance en CO et CO<sub>2</sub> par rapport au CH<sub>4</sub>. Ces abondances sont identiques à celles données dans les modèles de S10, c’est-à-dire des rapports de mélange relatifs à l’hydrogène de H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, CO, CO<sub>2</sub> suivants pour le modèle bleu  $10^{-4}$ ,  $10^{-7}$ ,  $10^{-4}$  et  $10^{-6}$ , et pour le rouge  $3 \times 10^{-6}$ ,  $10^{-7}$ ,  $7 \times 10^{-4}$  et  $10^{-7}$ . Nous pouvons ainsi étudier leur compatibilité avec les conclusions de l’émission thermique (Fig. 5.25). Nos mesures *Spitzer* défavorisent fortement le modèle considérant un équilibre chimique (en orangé), en particulier dans les bandes passantes à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . Les deux autres modèles (en bleu et rouge) reproduisent mieux nos mesures, ce qui est en accord avec nos mesures d’émission thermique où les modèles avec beaucoup de CO et CO<sub>2</sub> et peu de CH<sub>4</sub> sont préférés.

Notons également que les mesures pourraient conduire à un modèle assez proche de celui d’un rayon constant, suggérant que des nuages obscurciraient le spectre de transmission (ex. : Fortney, 2005). D’un autre côté, le poids moléculaire moyen de l’atmosphère pourrait être plus grand que supposé. Une atmosphère très riche en métaux pourrait “écraser” la hauteur d’échelle et produire des molécules abondantes “métal-métal” telles que CO et CO<sub>2</sub>, ce qui serait certainement nécessaire pour expliquer le spectre côté jour.

### 5.7.3 Circulation atmosphérique

La courbe de phase à 8  $\mu\text{m}$  découlant de notre analyse MCMC et présentée sur la figure 5.11 est comparée avec les modèles de transfert radiatif couplé sur 3 dimensions et de circulation générale adapté à GJ 436b par Lewis et al. (2010). Ils tiennent en compte la rotation pseudo-synchrone de GJ 436b ainsi que la mé-



**Figure 5.25** – Modèles de la variation du rayon planétaire en fonction de la longueur d’onde comparés aux rayons planétaires découlant de nos mesures de profondeurs de transit *Spitzer* et celles trouvées dans la littérature dans d’autres bandes passantes. Elles correspondent de gauche à droite à celles obtenues avec *EPOXI* (Ballard et al., 2010b), *WFC3/HST* (Knutson et al., 2014a, représentées par des losanges vides et des barres d’erreurs plus fines entre 1,14 et 1,65  $\mu\text{m}$ ), *NICMOS/HST* (Pont et al., 2009), les bandes *H* et *K* depuis le sol (Alonso et al., 2008b; Cáceres et al., 2009), et enfin *IRAC* (notre étude). Le rayon stellaire employé est celui de von Braun et al. (2012). Trois modèles sont présentés. La courbe orangée correspond au modèle employant une métallicité 50 fois solaire de la Fig. 5.23. Les courbes rouge et bleue indiquent les spectres de transmission de Shabram et al. (2011), qui ont utilisé les rapports de mélange proposés par S10. Les valeurs des modèles intégrés pour les différentes bandes passantes de *IRAC* sont présentées par des carrés. Les différences notables des modèles dans le domaine visible sont uniquement dues à différentes hypothèses d’abondances des métaux alcalins. Les modèles en bleu et rouge, considérant une sous-abondance en méthane et une surabondance en monoxyde et dioxyde de carbone, sont globalement préférés.

tallicité de l'atmosphère. Le cas de métallicité atmosphérique solaire de GJ 436b (étoiles vertes) n'ajuste pas bien nos observations, contrairement au cas 50 fois solaire (cercles magentas) qui s'en approche plus. Bien que de faible degré de confiance, nos résultats suggèrent, en accord avec les mesures d'émission et de d'absorption, que l'atmosphère de GJ 436b est très riche en métaux, ce qui expliquerait le haut contraste entre les températures du côté jour et du côté nuit. En effet, à métallicité extrêmement forte, les photons sont absorbés et émis à de faibles pressions, là où le temps d'échelle radiatif est court. Ainsi, la chaleur est difficilement transportée du côté nuit de la planète.

#### 5.7.4 Discussion

Nos résultats tendent à confirmer les récentes avancées théoriques. Il a été plusieurs fois suggéré que les atmosphères des exoplanètes de type Neptune pourraient présenter une métallicité extrêmement forte, peut-être de plusieurs centaines de fois celle du Soleil, et plus encore. Fortney et al. (2013) ont évoqué, sur base d'accrétion atmosphérique de planétésimaux dans les modèles synthétiques de formation de populations planétaires, que les hautes métallicités atmosphériques pourraient être un effet commun dans ce processus de formation. Au cours d'une étude détaillée de la chimie de GJ 436b, Moses et al. (2013) ont suggéré que de faibles abondances en méthane et de fortes teneurs en monoxyde et dioxyde de carbone pouvaient être une conséquence naturelle dans une atmosphère où les métaux sont si abondants que la molécule d'hydrogène n'est plus le constituant atmosphérique dominant par nombre. Indépendamment, Agúndez et al. (2014) favorisent des modèles avec un chauffage par marée efficace et une haute métallicité afin de s'approcher au mieux des observations. Enfin, le spectre de transmission extrait par Knutson et al. (2014a) conduit, selon l'ajustement de modèles, à une métallicité atmosphérique 1900 fois solaire ou à une couche de nuages à des pressions inférieures à 10 mbar. Il n'est cependant pas clair si une si grande métallicité atmosphérique est cohérente avec le rayon et la densité moyenne de la planète.

## 5.8 Conclusions et perspectives

---

Nous avons réalisé une analyse indépendante et globale de toutes les données *Spitzer* à disposition en 2014 pour GJ 436 et les avons combinées avec de nouvelles mesures de VR HARPS, ces jeux de données se complétant l'un et l'autre. Dans cette analyse, nous avons optimisé la procédure de réduction de données pour chaque instrument *Spitzer* en adaptant la photométrie de déconvolution partielle et la photométrie d'ouverture. Nous avons particulièrement prêté attention à la modélisation des effets instrumentaux. Nous recommandons l'utilisation de la mesure de la largeur à mi-hauteur de la PSF selon les axes vertical et horizontal en tant que paramètre pour modéliser les effets systématiques instrumentaux. Nos résultats sont globalement en accord avec les études précédentes (e.g., S10; B11; K11; S12), mais quelques divergences dévoilent une autre facette de GJ 436b. Nous avons en particulier mesuré des profondeurs de transit constantes en fonction du temps, un spectre de transmission plat et une émission thermique significativement plus faible à  $3,6 \mu\text{m}$ .

Notre étude définit GJ 436b comme étant un Neptune chaud de  $25,4 \pm 2,0 M_{\oplus}$  et de  $4,096 \pm 0,162 R_{\oplus}$  en orbite excentrique ( $e = 1,62 \pm 0,004$ ) autour d'une étoile de type spectral M2,5 de  $0,56 \pm 0,06 M_{\odot}$ . Nous n'avons pas détecté de variabilité stellaire (pas de variation de la densité de flux stellaire sur une longue échelle de temps, ni de variation de profondeur de transit avec le temps) dans toutes les courbes de lumière *Spitzer*. Nous n'avons pas non plus observé de taches stellaires occultées dans les courbes de transit. Ces résultats sont en accord avec K11, qui n'ont observé qu'une très faible activité photométrique dans le domaine visible. De plus, Astudillo et al. (en préparation) ont mesuré un indice  $S_{HK}$  dans les spectres HARPS qui est lui aussi en accord avec une faible activité stellaire et qui ne montre pas de périodicité détectable.

Les contraintes sur la forme et l'amplitude de la courbe de phase à  $8 \mu\text{m}$  doivent être affinées par des mesures plus précises. Nous recommandons de nouvelles observations avec les futurs moyens d'observation à plusieurs longueurs d'ondes, plus grandes et égale à  $8 \mu\text{m}$ , en contrôlant l'activité stellaire à l'aide d'observations à des longueurs d'onde inférieures, comme à  $4,5 \mu\text{m}$  ou dans le domaine visible où



l'émission planétaire est négligeable, afin de séparer la courbe de phase planétaire de la variabilité stellaire. Ces observations devraient mieux contraindre les propriétés longitudinales de l'atmosphère à différentes profondeurs.

Malgré nos plus faibles profondeurs d'occultation à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  par rapport aux travaux antérieurs, toutes nos mesures sont toujours en accord avec une atmosphère riche en métaux, dont les abondances sont réduites en méthane et enrichies en monoxyde et dioxyde de carbone. Cependant la métallicité de l'atmosphère pourrait ne pas être aussi élevée que suggéré au préalable. Un modèle d'atmosphère froide avec un déséquilibre chimique (S10; MS11) dans le profil d'abondance pourrait mieux ajuster nos mesures et aussi donner une plus faible émission dans la bande passante à 4,5  $\mu\text{m}$ , qui a toujours été la plus difficile à ajuster.

De futures comparaisons avec GJ 3470b (Bonfils et al., 2012; Crossfield et al., 2013; Venot et al., 2014; Demory et al., 2013b) et d'autres Neptunes chauds, ainsi que les observations de GJ 436 avec les nouvelles générations d'instruments devraient permettre d'encore mieux caractériser l'atmosphère de GJ 436b.

Nous n'avons pas trouvé de signes significatifs quant à la présence d'une seconde planète dans le système. Nous avons contraint une masse maximale pour un compagnon potentiel à 10 masses terrestres pour des périodes allant jusqu'à une centaine de jours ainsi que de 3–5 masses terrestres pour une planète dans la zone habitable ( $P \in [20,100]$  jours). La poursuite de mesures de VR pourrait permettre de détecter un éventuel compagnon lointain.

## Etude postérieure de l'atmosphère de GJ 436b

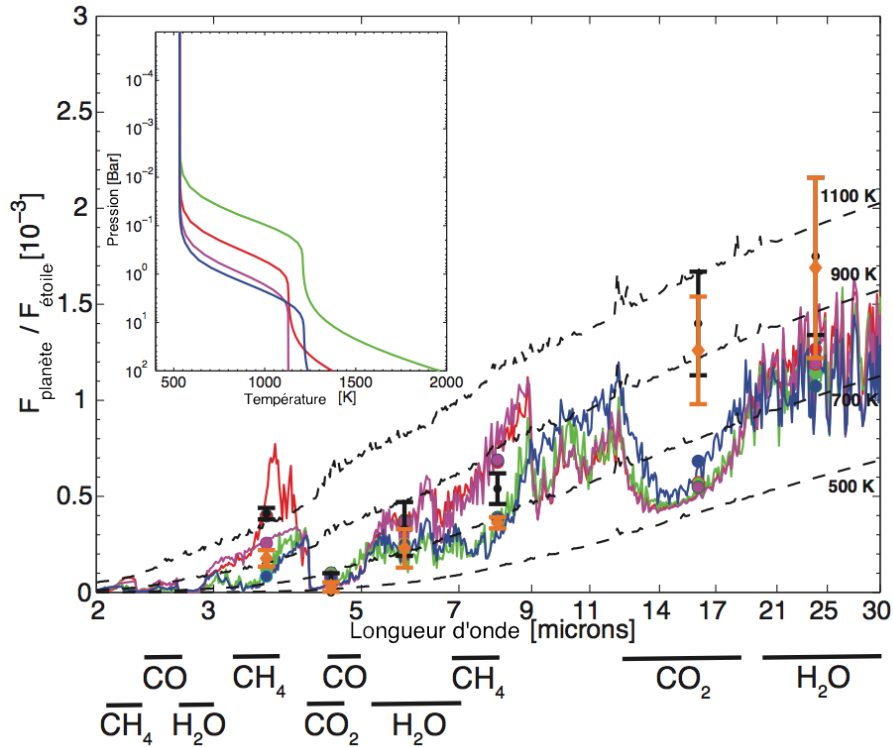
L'étude de Hu et al. (2015) propose un nouveau type de modèle d'atmosphère exoplanétaire qui est basé sur une atmosphère riche en hélium pour les exoplanètes chaudes de la taille comparable ou inférieure à Neptune. Une telle atmosphère pourrait être le résultat d'une atmosphère primordiale dominée en hydrogène et hélium dont une partie considérable (principalement l'hydrogène) se serait échappée hydrodynamiquement par érosion d'impact, vents stellaires, radiations stellaires de hautes énergies (rayons X et UV extrêmes) et par chauffage lors de l'accrétion. Il en découle des abondances de molécules carbonées et oxydées fort différentes.

Afin de tester leurs modèles d'atmosphère riche en hélium, Hu et al. (2015) ont considéré le cas d'étude concret de GJ 436b. A cette fin, ils ont utilisés les profondeurs d'occultation issues de notre étude (ainsi que celles de S10). Notons toutefois que ces auteurs n'ont pas tenu compte de nos mesures de rayons de transit dans leur analyse du spectre de transmission. Nous comparons cependant leurs modèles avec nos résultats.

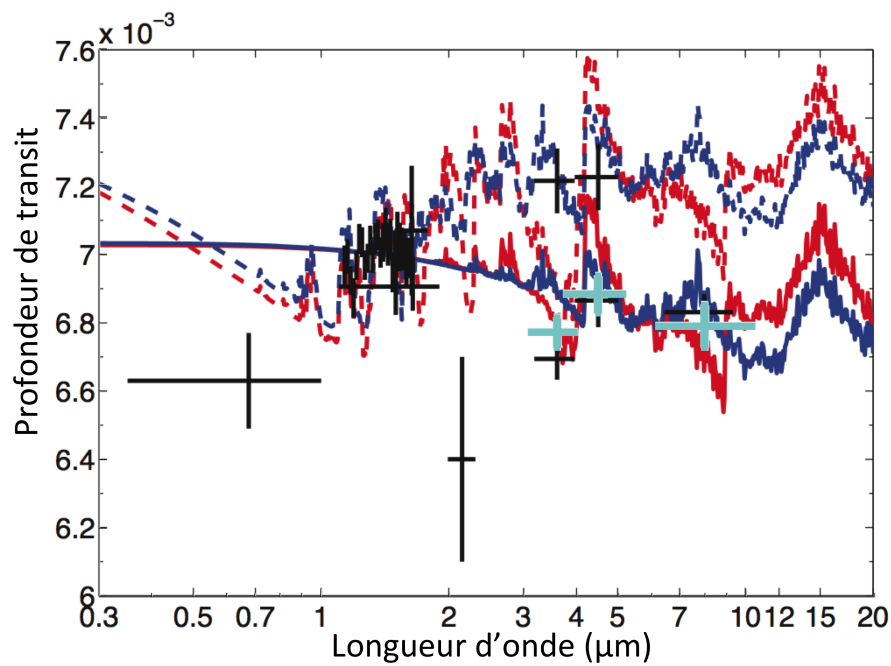
Afin d'assurer la prédominance du monoxyde de carbone sur le méthane, les modèles proposés par Hu et al. (2015) tiennent soit compte d'une plus forte métallicité, soit d'une diminution d'hydrogène (qui conduit à une augmentation du rapport d'hélium). L'inversion de leur modèle d'atmosphère riche en hélium à partir de nos mesures fournit un spectre qui est en accord avec nos mesures. En plus de ce modèle, leur ajustement d'un modèle riche en H<sub>2</sub> et en métaux conduit également à un spectre d'émission en adéquation avec nos mesures (Fig. 5.26). Nos mesures ne peuvent donc trancher entre ces deux modèles. La seule mesure pour laquelle les modèles ne s'ajustent pas est celle à 16  $\mu\text{m}$ . Afin de convenir aux mesures, leurs modèles d'atmosphère nécessitent un profil de température pouvant s'ajuster librement.

Pour obtenir un spectre de transmission plat, les modèles d'atmosphère présentés nécessitent la présence d'une couche d'aérosol à une pression de  $\sim 1$  mbar. Sans elle, l'atmosphère d'hydrogène et/ou hélium conduirait à la formation de larges bandes d'absorption en transmission (Fig. 5.27). Le modèle d'atmosphère riche en hélium s'ajustant au mieux à nos mesures d'émission thermique (en trait bleu continu) semble également bien correspondre à nos mesures de rayons de transit si on tient compte de la couche d'aérosol. Cette couche d'aérosol devrait avoir un faible impact sur les spectres d'émission selon Hu et al. (2015).

Encore plus récemment, Ehrenreich et al. (2015) ont identifié un nuage fortement étendu de l'exosphère de GJ 436b conduisant à une profondeur de transit de  $\sim 56\%$  dans l'ultraviolet. L'exosphère étendue en forme de queue de comète entourant GJ 436b devrait être principalement composée d'atomes d'hydrogène. Ces auteurs estiment un taux de perte de masse aux alentours de  $10^5$ – $10^6$  kg/s, c'est-à-dire  $\sim 10^{-12}$  M<sub>⊕</sub>/an. Ce résultat saisissant conforte donc l'hypothèse d'une atmosphère planétaire riche en hélium de Hu et al. (2015), sans pour autant la confirmer.



**Figure 5.26** – Comparaison de spectres synthétiques d’émission du côté jour avec les mesures de profondeurs d’occultation de S10 (en noir) et notre étude (en orangé). La ligne rouge correspond au modèle s’ajustant au mieux aux mesures de S10 en considérant une énergie interne (la ligne magenta n’en considère pas) et la ligne bleue à nos mesures sans la considération d’une énergie interne. La ligne verte présente le modèle d’une atmosphère riche en molécule d’hydrogène et en métaux. Les profils de température et de pression des différents modèles sont indiqués dans le cadre inséré en haut à gauche. Les disques colorés correspondent aux profondeurs d’occultation prédites par les modèles selon les bandes passantes *Spitzer*, les couleurs sont les mêmes que ceux des modèles auxquels ils correspondent. Les lignes discontinues indiquent les spectres de corps noirs de température de 500, 700, 900 et 1100 K de bas en haut. Nos mesures d’émission thermique sont en accord avec un scénario riche en molécules d’hydrogène et en métaux, de même qu’avec une atmosphère pauvre en  $H_2$ . Celles de S10 ne sont en accord qu’avec une atmosphère pauvre en  $H_2$  et nécessite également la production d’une énergie interne. Crédit : adapté de Hu et al. (2015).



**Figure 5.27** – Comparaison des mesures de profondeurs de transit de Ballard et al. (2010b), Knutson et al. (2014a), Pont et al. (2009), Alonso et al. (2008b), Caceres et al. (2009) et Knutson et al. (2011) en noir, et de notre étude en bleu clair avec les modèles de spectre de transmission. Les lignes bleues et rouges correspondent aux modèles présentés sur la figure 5.26, c'est-à-dire s'ajustant au mieux aux mesures de notre étude et de celles de S10 respectivement. Les lignes discontinues et en trait plein considèrent respectivement une atmosphère sans et avec une couche d'aérosol à des pressions comprises entre 1 et 100 mbar. Crédit : adapté de Hu et al. (2015).

# Chapitre 6

## CoRoT-2 b

En parallèle à notre étude de GJ436 b basée sur des données spatiales, nous avons également contribué à la caractérisation d'autres exoplanètes en transit en nous basant sur des données prises depuis le sol. Nous présentons dans ce chapitre notre travail sur CoRoT-2 b, un Jupiter chaud dont les mesures d'émission ont été effectuées dans plusieurs régions spectrales infrarouges, mais dont la structure thermique et la composition chimique de son atmosphère sont encore peu contraintes. Nous avons observé la phase d'occultation de CoRoT-2 b avec l'instrument HAWK-I à  $2,09 \mu\text{m}$  dans le but d'acquérir une meilleure évaluation du profil de température et de pression.

Afin de contraindre le temps d'occultation de la planète, nous avons ajouté les courbes de lumière d'occultation *Spitzer*, de transit *CoRoT* et de vitesses radiales publiées. Etant donné les améliorations des méthodes de réductions et d'analyses de données *Spitzer* depuis les dernières études des observations *Spitzer* de CoRoT-2, nous réexaminons les courbes de lumière de CoRoT-2, et y adjoignons les nouvelles observations HAWK-I depuis le sol.

Cette étude fait l'objet d'un article qui sera prochainement soumis au journal avec comité de lecture "Astronomy & Astrophysics". Dans ce chapitre, nous détaillons cette étude.

## 6.1 Introduction

---

Le télescope spatial *CoRoT* a été lancé le 27 décembre 2006 dans le but de trouver des exoplanètes en transit et d'étudier la structure interne des étoiles via l'astérosismologie (Baglin et al., 2006). Son miroir de 27 cm de diamètre a permis la découverte de quelques dizaines de planètes durant ses 7 ans et demi de fonctionnement. Dans un premier temps, CoRoT-2 a été identifié par le mode automatique de détection de *CoRoT* comme étant une étoile hôte d'un candidat planétaire potentiel de la première campagne d'observation. En conséquence, les observations de cette étoile sont passées d'une cadence d'observation de 512 s à 32 s. Grâce d'une part à l'analyse des données du premier long pointage de la mission (142 jours) et au suivi photométrique au sol depuis plusieurs sites, et d'autre part, à sa confirmation via l'étude des vitesses radiales de l'étoile mesurées sur les spectrographes SOPHIE à l'Observatoire de Haute Provence, ainsi que HARPS à l'Observatoire de La Silla au Chili, la nature explanétaire de CoRoT-2 b a été officiellement confirmée, et annoncée le 20 décembre 2007 par Alonso et al. (2008a). CoRoT-2 b, anciennement appelé CoRoT-Exo-2 b, est un Jupiter chaud présentant un rayon anormalement enflé ( $\sim 1,5 R_J$ ) par rapport à sa masse ( $\sim 3,3 M_J$ ). Il orbite en seulement 1,74 jours autour d'une étoile de type spectral G7 dont le faible âge évoqué par plusieurs auteurs suggère que l'atmosphère planétaire serait encore dans sa phase initiale de refroidissement (500 millions d'années, Alonso et al., 2008a). Etant fortement irradiée ( $\sim 1,3 \times 10^9 \text{ erg/s/cm}^2$ ), CoRoT-2 b est un bon candidat pour la mesure de son émission thermique. Ses occultations ont en effet été mesurées grâce aux observations spatiales de *CoRoT* à 0,6 et 0,7  $\mu\text{m}$  (Alonso et al., 2009; Snellen et al., 2010b), *Spitzer* à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  (Gillon et al., 2010; Deming et al., 2011) et *Hubble* entre 1,1 et 1,7  $\mu\text{m}$  (Wilkins et al., 2014). De plus, Alonso et al. (2010) ont depuis le sol estimé une limite supérieure (à  $3 \sigma$ ) sur la profondeur d'occultation dans la bande *H* (1,47–1,78  $\mu\text{m}$ ) et ont détecté une occultation dans la bande *K<sub>s</sub>* (1,99–2,31  $\mu\text{m}$ ) à l'aide de l'instrument LIRIS sur le télescope William Herschel de 4,2 mètres. Les mesures liées à ces observations sont reprises dans le tableau 6.1. Dès les premières mesures d'émission thermique de la planète, les différents auteurs se sont accordés sur une redistribution de la chaleur inefficace vers le côté nuit de la planète. Par

contre, la question de l'inversion thermique du côté jour de l'atmosphère planétaire reste plus délicate. D'un côté, le modèle de Fortney et al. (2008) prédit une inversion thermique à cause du taux élevé d'irradiation reçue par la planète. De l'autre, l'hypothèse de Knutson et al. (2010) suggère que la haute activité chromosphérique de l'étoile induit une atmosphère planétaire sans inversion thermique sur son côté jour. Les émissions thermiques obtenues dans les bandes à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  du télescope spatial *Spitzer* à elles seules peuvent difficilement trancher cette question (Gillon et al., 2010; Deming et al., 2011). Les travaux de Madhusudhan (2012) favorisent une non-inversion thermique du côté jour de l'atmosphère de CoRoT-2 b. Ce dernier signale que son modèle n'est cependant pas contraint par un nombre suffisant d'observations dans d'autres bandes passantes pour lever les dégénérescences liées à son modèle. En effet, les mesures dans les canaux 1 et 4 de IRAC peuvent toutes deux caractériser les abondances des trois molécules  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$  et HCN. L'abondance en eau aurait pu être déterminée à  $\sim 1,4 \mu\text{m}$  grâce au WFC3 du *HST* et le profil de température pourrait être mieux contraint par une meilleure précision de la mesure dans la bande  $K_s$ . Cependant, l'émission thermique mesurée grâce au *HST* ne présente aucune caractéristique spectrale planétaire significative dans la bande 1,1–1,7  $\mu\text{m}$  de l'instrument WFC3, à une limite de  $3\sigma$  de 85 ppm (Wilkins et al., 2014). Il n'y a donc aucun signe d'absorption ni d'émission de l'eau à 1,4  $\mu\text{m}$ . Le spectre d'émission pourrait être expliqué par une opacité continue due à des nuages, ou de la nébulosité, aplatissant le profil de température. Aucun modèle d'atmosphère proposé jusqu'à ce jour n'ajuste toutes les données existantes (Wilkins et al., 2014).

Comme nous en avons discuté dans le chapitre 2, Madhusudhan & Seager (2009) avertissent qu'il y a dégénérescence dans les modèles d'atmosphère planétaire entre la composition et le profil de température en présence d'un manque de données et à faible résolution spectrale. Des observations infrarouges dans une gamme de longueurs d'onde plus courtes que *Spitzer* pourraient fournir plus d'informations quant au profil de température et permettraient de sonder d'autres profondeurs de l'atmosphère planétaire. Aujourd'hui, seules les observations au sol peuvent remplir le domaine de longueurs d'onde entre 1,7 et 3,6  $\mu\text{m}$ . C'est dans ce contexte que nous présentons les résultats de notre observation de l'occultation de CoRoT-2 b à 2,09  $\mu\text{m}$  enregistrée par l'instrument HAWK-I. Nous avons à cette occasion estimé approprié de réexaminer les données *Spitzer* de CoRoT-2, puisque

**Table 6.1** – Mesure des profondeurs d’occultation dans la littérature selon l’instrument, la longueur d’onde centrale de la bande, son erreur et les références de la mesure.

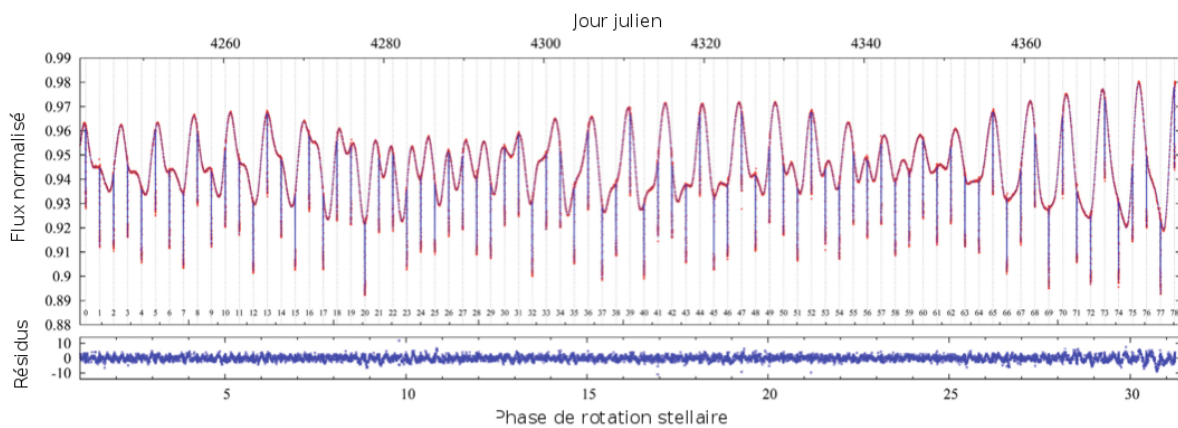
Instrument	$\lambda_{central}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\lambda_{central}$	$dF_{occ}$ (ppm)	Référence
<i>CoRoT</i> <sub>blanc</sub>	0,6	0,42	$60 \pm 20$	Alonso et al. (2008a)
<i>CoRoT</i> <sub>rouge</sub>	0,71	0,25	$102 \pm 20$	Snellen et al. (2010b)
William Hershel Telescope, LIRIS, bande <i>H</i>	1,63	0,15	$< 1700$	Alonso et al. (2010)
Hubble/WFC3	1,125	0,025	$334,6 \pm 67,4$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,169	0,025	$272,4 \pm 83,7$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,218	0,025	$339,4 \pm 119,3$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,278	0,025	$344,2 \pm 72$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,324	0,025	$338,9 \pm 64,7$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,369	0,025	$403,9 \pm 77,1$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,424	0,025	$454,5 \pm 59,8$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,475	0,025	$320,3 \pm 93,5$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,525	0,025	$438,3 \pm 62,6$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,574	0,025	$548,7 \pm 61,3$	Wilkins et al. (2014)
Hubble/WFC3	1,619	0,025	$382,2 \pm 82,2$	Wilkins et al. (2014)
William Hershel Telescope, LIRIS, bande <i>K<sub>s</sub></i>	2,15	0,32	$1600 \pm 900$	Alonso et al. (2010)
<i>Spitzer</i> /IRAC	3,6	0,75	$3550 \pm 200$	Deming et al. (2011)
<i>Spitzer</i> /IRAC	4,5	1	$5100 \pm 420$	Gillon et al. (2010)
<i>Spitzer</i> /IRAC	4,5	1	$5000 \pm 200$	Deming et al. (2011)
<i>Spitzer</i> /IRAC	8	2,9	$4100 \pm 1100$	Gillon et al. (2010)
<i>Spitzer</i> /IRAC	8	2,9	$4460 \pm 1000$	Deming et al. (2011)
<i>Spitzer</i> /IRAC	8	2,9	$5100 \pm 590$	Deming et al. (2011)

depuis leurs dernières analyses en 2011, les méthodes de réduction et d’analyse des données *Spitzer* ont été améliorées.

## 6.2 L’étoile hôte

CoRoT-2 est une étoile active de magnitude 10,3 dans la bande K, de type spectral G7, et de séquence principale (Bouchy et al., 2008), située dans la constellation de l’Aigle ( $\alpha = 19\text{ h } 27\text{ m } 06,5\text{ s}$ ;  $\delta = +01^\circ 23' 01.4''$ ) à une distance de  $\sim 270$  parsecs





**Figure 6.1** – Courbe de lumière *CoRoT* de CoRoT-2 depuis le début du “mode alarme de données”. En bleu, les données brutes CoRoT avec un taux d’échantillonnage de 32 secondes. En rouge, l’ajustement du modèle de Huber et al. (2010) tenant compte de la modélisation du flux stellaire due à son activité, sa rotation et son compagnon en transit. Les phases de rotation stellaire et de l’orbite planétaire sont indiquées. Crédit : adapté de Huber et al. (2010)

(Schröter et al., 2011). La courbe de lumière *CoRoT* de cette étoile dévoile, en plus d’une planète en transit, une variation photométrique de basse fréquence, d’amplitude pouvant aller jusqu’à  $\sim 6\%$  sur la période d’observation (Fig. 6.1). Les études de Lanza et al. (2009) et Huber et al. (2010) ont toutes les deux identifié indépendamment deux zones actives de la photosphère à des longitudes opposées avec une période de rotation de  $\sim 4,52$  jours. La rotation différentielle de la surface reste quant à elle difficile à évaluer mais il semblerait que les taches se déplacent plus rapidement à de faibles latitudes qu’en hautes latitudes. Les taches de CoRoT-2 auraient des diamètres de l’ordre de 100 000 km, soit dix fois plus que celui des plus larges taches solaires (Silva-Valio et al., 2010). Elles présenteraient une différence de température de  $\sim 1000$  K avec la photosphère environnante. Par ailleurs, la contribution des facules dans les variations du flux visible de CoRoT-2 semble moindre que pour le Soleil en période d’activité.

Plusieurs auteurs dont Czesla et al. (2009) et Silva-Valio et al. (2010) ont analysé l’effet des taches sur les estimations des paramètres stellaires et exoplanétaires. Non seulement le niveau de normalisation, c’est-à-dire le flux total de l’étoile, diffère au cours du temps, mais également la forme de la courbe du transit. Sans

tache stellaire apparente, le rayon planétaire apparent augmente d'environ 3 % par rapport à la mesure d'Alonso et al. (2008a). Guillot & Havel (2011) ont montré que la température effective définie par la luminosité totale de l'étoile pouvait également différer de 5% de celle obtenue par une analyse spectroscopique.

Étant donné l'impact de l'activité stellaire sur la mesure des paramètres stellaires, nous avons choisi de conserver la température effective  $T_{\text{eff}}$  et la métallicité  $[\text{Fe}/\text{H}]$  telles que déterminées par analyse spectroscopique par Bouchy et al. (2008,  $T_{\text{eff}} = 5625 \pm 120$  K,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0 \pm 0,1$ ). Ces valeurs sont en effet cohérentes avec celles que nous avons trouvées dans la littérature (Ammler-von Eiff et al., 2009; Schröter et al., 2011; Torres et al., 2012; Mortier et al., 2013; Tsantaki et al., 2014).

Grâce à la modélisation de l'effet Rossiter-McLaughlin, Bouchy et al. (2008) ont montré que l'axe de rotation de l'étoile et la normale du plan orbital de la planète étaient presque alignés ( $\beta = -7,4 \pm 4,5^\circ$ ). En modélisant le même effet à partir des raies chromosphériques du Ca II H & K, Czesla et al. (2012) ont observé que la durée du transit était plus longue de 15 minutes. Ils en ont déduit que l'émission chromosphérique s'étendait à 100 000 km au-delà de la photosphère.

Gillon et al. (2010) ont estimé la masse de l'étoile ( $M_* = 0,96 \pm 0,08 M_\odot$ ) ainsi que son âge ( $2,7^{+3,2}_{-2,7}$  milliards d'années) à partir de modèles d'évolution stellaire calculés avec le Code Liégeois d'Evolution Stellaire (CLEs, Scuflaire et al., 2008) sur base des paramètres spectroscopiques et de la densité stellaire moyenne. Nous avons utilisé cette masse dans notre analyse de données en tant que première estimation. Lors de notre analyse MCMC, nous contraignons la masse stellaire par la valeur de la densité moyenne et les lois d'Enoch et al. (2010).

Plusieurs indices (raie d'absorption du lithium (Li I), abondance du lithium, émission du Ca II H & K de la chromosphère, luminosité en rayon X et sa vitesse de rotation) indiquent cependant que l'étoile est assez jeune. Passons dès lors en revue les estimations d'âge stellaire obtenues à l'aide de ces proxis.

- (i) L'abondance déduite de la raie d'absorption du lithium (Li I) est compatible avec celles des Pleiades et suggère un âge d'environ 100 millions d'années (ex. : Schröter et al., 2011).
- (ii) Grâce à l'abondance du lithium mesurée à partir d'observations UVES ( $\log n(\text{Li}) = +2,8$  pour Gillon et al. 2010 et  $+2,6$  pour Schröter et al. 2011), les équipes suggèrent respectivement un âge compris entre 30 et 316 millions d'années et

100 et 250 millions d'années suivant Sestito & Randich (2005). Sur base de la revue de Soderblom (2010) et de ses références internes, nous signalons que :

- (a) Les processus à la source des altérations de l'abondance du lithium font encore l'objet de beaucoup d'hypothèses, sans consensus clair actuellement. Cette abondance présente des variations temporelles, qui ne peuvent être modélisées simplement par une loi monotone décroissante au cours du temps. Les processus pouvant altérer cette abondance sont liés à la convection et aux divers processus de mélange additionnels (ex. : overshooting, sédimentation gravifique, accélération radiative et processus de mélange induits par la rotation et/ou le champ magnétique, ...).
- (b) Les taches stellaires peuvent altérer la largeur équivalente des raies de lithium pour une abondance donnée.
- (c) De plus, l'abondance déduite à partir de la largeur équivalente est très sensible à la température adoptée.

Pour ces raisons, l'utilisation de l'abondance de surface du lithium d'une étoile comme indicateur quantitatif de son âge reste une méthode très incertaine. Puisque le lithium de surface est majoritairement déplété avant que les étoiles n'atteignent la ZAMS et l'est totalement après 1 à 2 milliards d'années (ex. : Sestito & Randich, 2005), une conclusion prudente dans le cas de CoRoT-2 est que l'abondance de lithium indique un âge de moins de 2 milliards d'années.

- (iii) La mesure de l'émission du Ca II H & K de la chromosphère est en accord pour les différents auteurs ( $\log(R'_{HK}) = -4,471 \pm 0,0629$  selon Gillon et al. 2010,  $-4,331$  selon Knutson et al. 2010, et  $-4,458 \pm 0,051$  selon Schröter et al. 2011). Elle implique un âge de  $736^{+291}_{-304} \times 10^6$  ans ou encore de  $754^{+516}_{-407} \times 10^6$  ans à partir des mesures de Gillon et al. (2010)<sup>1</sup> suivant les relations respectives de Soderblom et al. (1991) et de Wright et al. (2004).
- (iv) La luminosité intense en rayons X ( $\log L_X/L_{bol} = -4,2$ ) suggère aussi un jeune âge. Schröter et al. (2011) estiment celui-ci à  $230^{+200}_{-40} \times 10^6$  ans à partir de la relation de Sanz-Forcada et al. (2010), valide pour les étoiles de types F tardives à M précoces. En tenant compte de l'erreur de 120 pc sur l'estimation de distance de CoRoT-2, l'intervalle de confiance de  $L_X$  devient  $0,2-5,2 \times$

---

1. Notons qu'une erreur s'est glissée dans cet article qui obtenait un âge de  $307 \pm 150$  millions d'années par une de ces relations.

$10^{29}$  ergs.s<sup>-1</sup> (Schröter et al., 2011). Par la même relation, nous calculons un intervalle d'âge compris entre 118 et 964 millions d'années.

- (v) Enfin, la vitesse de rotation rapide indiquerait un jeune âge. Nous avons tenté d'estimer l'âge de l'étoile via sa période de rotation selon les méthodes de Barnes (2007) et de Mamajek & Hillenbrand (2008). Cependant, elles indiquent des âges sans doute sous-estimés ( $\sim 76$  et  $127 \pm \sim 10$  millions d'années). Cette méthode est plus précise pour des étoiles faisant partie d'un amas. De plus, CoRoT-2 ne peut peut-être pas être assimilée à une étoile isolée. Il est en effet possible que le moment angulaire orbital soit transféré par effet de marée au moment angulaire de l'étoile, induisant la sous-estimation de l'âge par cette méthode (ex. : Maxted et al., 2015, et références internes).

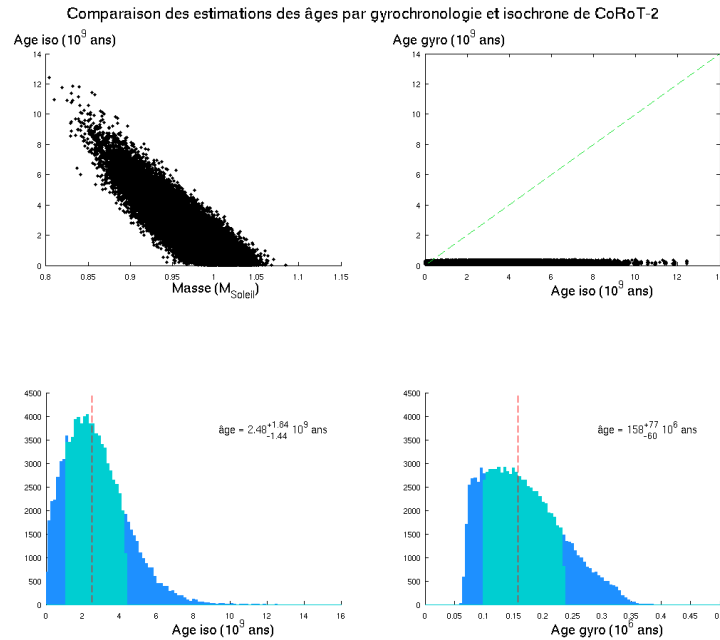
Récemment, Maxted et al. (2015) ont comparé les âges estimés à partir de la gyrochronologie et de modèles stellaires (isochrones) de plusieurs étoiles hôtes de planètes en transit. Dans le cas de CoRoT-2, ces estimations ne coïncident pas (Fig. 6.2). L'âge déterminé par les modèles stellaires ne s'accorde pas à l'âge estimé à partir de la luminosité en rayons X (ou par la gyrochronologie), même en augmentant l'abondance de l'étoile en hélium (de 0.04) ou en réduisant le paramètre de longueur de mélange  $\alpha$  (de 0.4).

CoRoT-2 possède un compagnon stellaire visuel, 2MASS J19270636+0122577 (que nous nommerons CoRoT-2B par la suite, et donc CoRoT-2 par CoRoT-2A lorsque cela est nécessaire) qui se situe à environ 4" de CoRoT-2A et pourrait lui être lié gravitationnellement. Schröter et al. (2011) ont en effet souligné que :

- la distance projetée des deux étoiles ( $\sim 1100$  au) donne une période orbitale minimale de 40 000 ans selon la loi de Kepler. Cette période implique une vitesse orbitale maximale de 0,9 km.s<sup>-1</sup>. Or celle-ci est supérieure à la vitesse radiale relative des deux étoiles ( $\Delta V_r = 0,65$  km/s :  $23,25 \pm 0,01$  km.s<sup>-1</sup> pour CoRoT-2A et  $23,9 \pm 0,4$  km.s<sup>-1</sup> pour CoRoT-2B).
- aucun mouvement transversal relatif entre les deux astres n'a été observé sur plusieurs années (1951, 1980, 1983 et 1991).

Ces deux observations suggèrent un lien gravitationnel entre les deux étoiles.

Nous avons estimé le type spectral de CoRoT-2B comme étant de type K tardif ou M précoce à partir de la mesure des différences de magnitudes des deux étoiles dans les bandes d'IRAC à 4,5 et 8  $\mu$ m et de l'estimateur de flux de *Spitzer* "starpet" (Gillon et al., 2010). Ces résultats sont en accord avec ceux d'Alonso et al. (2008a)



**Figure 6.2** – En haut à gauche : Fonction de densité de probabilité jointe de la masse et de l'âge de CoRoT-2 estimés par une technique d'ajustement d'isochrones. En haut à droite : Fonction de densité de probabilité jointe de l'âge de CoRoT-2 estimé par une technique d'ajustement d'isochrones et par l'utilisation de la gyrochronologie. Les traits verts discontinus supposent que les âges estimés par isochrones et par gyrochronologie sont identiques. En bas : PDF des âges estimés par isochrones et par la gyrochronologie. Crédit : résultats issus de Maxted et al. (2015).

qui avaient évalué les types spectraux à partir des différences de magnitude dans les bandes  $J$  et  $K$  sur base de distributions de modèles spectraux. Plus récemment, Schröter et al. (2011) ont déterminé un type spectral K9 pour CoRoT-2 B grâce aux spectres UVES.

Contrairement à CoRoT-2 A, CoRoT-2 B est sombre dans les rayons X ( $\log L_X < 27,0 \text{ erg.s}^{-1}$ ), ce qui sous-entend un âge plus avancé pour ce compagnon (Schröter et al., 2011). Poppenhaeger & Wolk (2014) évaluent l'âge de CoRoT-2 B à au moins 5 milliards d'années à partir de cette mesure. En supposant que les étoiles soient liées gravitationnellement et issues d'un même nuage, et aient des âges proches (quelques dizaines de millions d'années), ces auteurs suggèrent que CoRoT-2 A semble plus jeune qu'il ne l'est. Cependant, ni le lien gravitationnel ni la différence

d'âge entre les deux astres ne sont certifiés à ce jour.

Enfin, l'orbite très petite de CoRoT-2b ne semblant pas encore parfaitement circularisée pourrait indiquer un âge jeune de CoRoT-2A.

Sur base de toutes ces incertitudes, l'âge plus avancé obtenu par CLES ne peut être formellement rejeté.

## 6.3 Observations et réductions de données

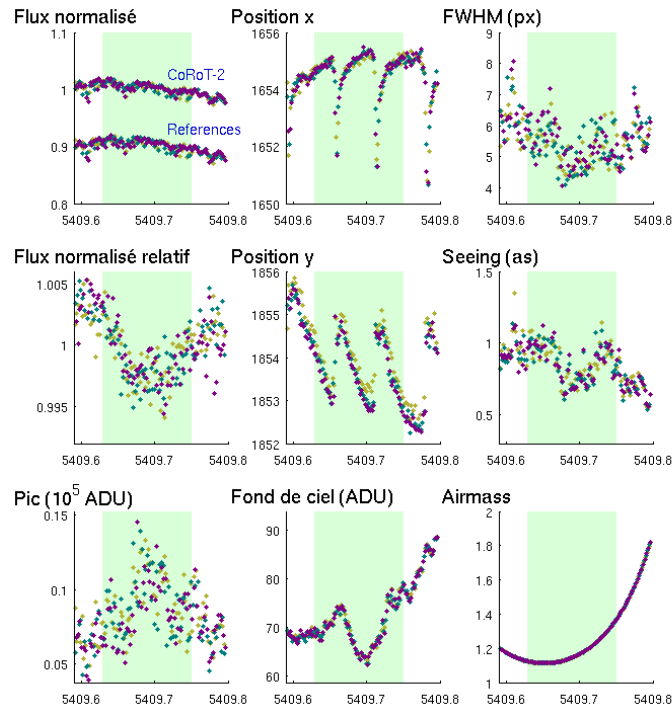
---

### 6.3.1 Photométrie HAWK-I

Nous avons observé l'occultation de CoRoT-2b à  $2,09 \mu\text{m}$  (programme 085.0841, P.I. : M. Gillon) le premier août 2010 entre 1h56 et 6h58 UT à l'aide de l'instrument HAWK-I. Nous avons opté pour un filtre à bande passante étroite pour les raisons que nous avons détaillées dans la Sect. 3.3.1. Nous avons utilisé un temps d'exposition de 2,1 secondes et ainsi acquis 258 images de CoRoT-2. Nous avons alterné la position de notre cible sur trois différents emplacements du détecteur afin de pouvoir corriger les variations du fond de ciel. Les conditions atmosphériques étaient plutôt bonnes durant l'observation avec un seeing moyen mesuré de  $0,58''$  et de déviation standard de  $0,07''$ , et une masse d'air diminuant initialement de 1,20 à 1,11 et augmentant ensuite jusqu'à 1,82.

Dans un premier temps, nous avons effectué les calibrations standards (dark et flatfield) sur les images et ensuite réalisé une cosmétique des images, c'est-à-dire substituer les valeurs des mauvais pixels identifiés par la moyenne des valeurs des pixels voisins. Le changement de l'emplacement de la cible sur le détecteur nous a permis de soustraire le ciel avant d'effectuer la photométrie d'ouverture.

L'image ciel associée à une image a été construite en combinant toutes les images voisines temporellement de X minutes et dont la position de la cible (CoRoT-2) diffère de celle de cette image. Nous avons testé X = 7,2 et 14,4 minutes (de même qu'aucun retrait du ciel), et choisi X = 7,2 minutes car il conduisait à une meilleure qualité photométrique. La figure 6.3 montre la variation des paramètres externes durant la phase d'observation : la position de la cible sur le détecteur, la masse d'air, la FWHM de la PSF et le nombre total de photoélectrons comptés dans le



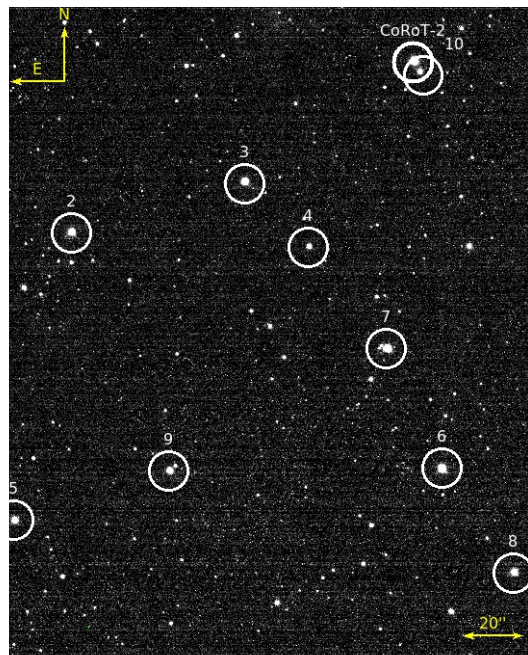
**Figure 6.3** – Evolution des paramètres externes durant l’observation de CoRoT-2, incluant le centre de la PSF de CoRoT-2 selon les axes  $x$  et  $y$ , la FWHM mesurée, le seeing, la masse d’air et la valeur du fond de ciel qui tient compte de la moyenne du ciel mesurée sur l’image “ciel” et de celle mesurée à partir d’un anneau centré sur CoRoT-2 durant le processus de photométrie d’ouverture. Les trois différentes couleurs correspondent aux mesures associées aux trois différentes positions de CoRoT-2 sur le détecteur. Seules les coordonnées horizontales diffèrent. Elles sont décalées sur le graphique à la position de CoRoT-2 sur la première image.

fond de ciel (cette valeur tient compte de la moyenne du ciel mesurée sur l’image composite “ciel” et de celle mesurée à partir d’un anneau centré sur CoRoT-2 durant le processus de photométrie d’ouverture).

Rappelons que l’instrument HAWK-I est composé d’une mosaïque de quatre détecteurs Hawaii-2RG de  $2048 \times 2048$  pixels. Afin d’éviter des erreurs dues aux différentes caractéristiques des quatre détecteurs, nous n’avons utilisé que des étoiles de référence positionnées sur le même détecteur que CoRoT-2 afin d’obtenir une photométrie différentielle. Puisque CoRoT-2 se situe dans un champ densément peuplé du plan galactique, nous avons suffisamment d’étoiles de référence brillantes dans un seul détecteur pour atteindre la précision photométrique dési-

rée. Nous avons réalisé la photométrie d'ouverture selon notre pipeline EXOPHOT sur les dix étoiles les plus brillantes, dont CoRoT-2 (Fig. 6.4). Nous avons également tenté la photométrie de déconvolution avec DECPHOT, mais il nous a été impossible d'utiliser une seule PSF sur la totalité du champ d'observation, ce qui a conduit à des résultats médiocres par cette méthode. Nous ne présentons donc que les résultats issus de photométrie d'ouverture dans ce qui suit.

Nous avons testé une large gamme de paramètres de photométrie d'ouverture : les modes de centrage par gaussienne elliptique à 2D et centroïde, des rayons allant de 7 à 15 pixels par pas de 0,1 pixel, et des anneaux dont le rayon interne et la largeur varient respectivement de 17 à 27 pixels et de 6 à 15 pixels, par pas de 1 pixel. Notons que le retrait du ciel par un anneau n'est pas indispensable dans notre cas puisque nous avons déjà soustrait le ciel des images. Nous avons cependant observé une amélioration en réalisant cette opération une seconde fois. L'ensemble de ces paramètres conduit à la création de 17 820 courbes de lumière pour un ensemble donné d'étoiles de référence afin de pouvoir réaliser la photométrie différentielle.



**Figure 6.4** – Champ de vue observé en continu dans le filtre NB2090 durant le run HAWK-I sur CoRoT-2. Les positions des étoiles de référence et de CoRoT-2 sont indiquées.



Nous avons donc initialement obtenu la photométrie de dix étoiles, incluant celle de CoRoT-2 A (Fig. 6.4). Sur base de l'évolution des flux normalisés de ces dix étoiles au cours du temps (Fig. 6.5), nous avons écarté les étoiles numéro 3 et 10 car leurs mesures photométriques présentent une plus forte dispersion. Nous effectuons une courte analyse MCMC pour chacune des 17 820 courbes de lumière, où le flux de CoRoT-2 a été divisé par la somme des flux des étoiles de comparaison 2, et de 4 à 9. Les paramètres dont la courbe de lumière (ayant été créée avec les sept étoiles de référence restantes) donne la plus faible dispersion des données résiduelles après les corrections observationnelles et astrophysiques sont présélectionnés. Nous avons ensuite testé toutes les combinaisons d'étoiles de référence restantes et conservé celles donnant la plus faible déviation standard des données résiduelles des modèles (d'éclipse, d'effets systématiques, de mesures et de variation stellaire), c'est-à-dire les étoiles numéros 2, 7, 8, et 9, pour le choix préliminaire des paramètres de la photométrie d'ouverture. Nous avons finalement déterminé les paramètres optimaux lors des mesures photométriques à partir des courbes de lumière obtenues avec ce choix d'étoiles de référence. Encore une fois, nous avons analysé 17 820 courbes de lumière afin de déterminer celle qui fournit la plus faible déviation des données résiduelles des modèles<sup>2</sup>. Cette dernière a été construite avec l'utilisation d'un rayon d'ouverture de 13,7 pixels et un ciel mesuré à l'aide d'un anneau de 17 pixels de rayon interne et de 15 pixels de largeur.

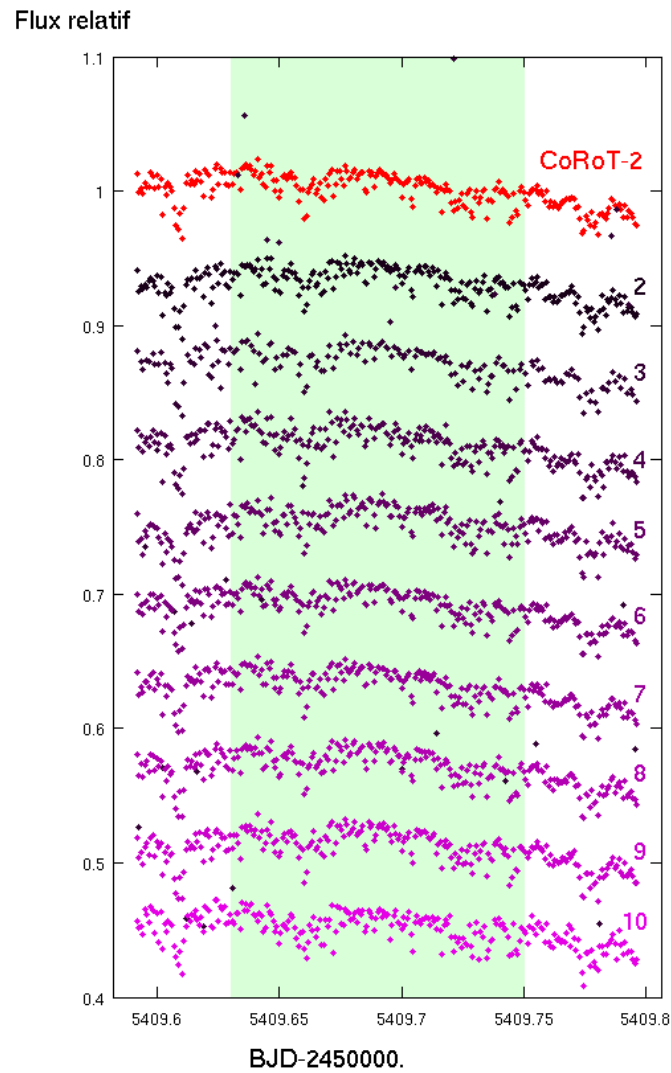
Avec cette ouverture, la PSF de CoRoT-2 A est contaminée de manière négligeable par celle de CoRoT-2 B situé à  $\sim 4''$  ( $\leq 0.1\%$ ), grâce au bon échantillonnage spatial de nos images HAWK-I images (seeing moyen =  $0.58''$ , taille des pixels =  $0.106''$ ).

### 6.3.2 Photométrie IRAC

CoRoT-2 a été observé par *Spitzer* durant des phases d'occultation de sa planète, par les programmes 486 de M. Gillon et 60021 de H. Knutson, dans trois canaux de IRAC, à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$ . La phase d'occultation de CoRoT-2 b a d'abord été suivie simultanément à 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  le premier novembre 2008 pendant cinq heures dans le mode en full array ( $256 \times 256$  pixels). Un temps effectif d'intégration de

---

2. Nous avons également vérifié le niveau de bruit rouge des courbes de lumière. Les courbes retenues montraient de faibles niveaux de bruit rouge par rapport à l'ensemble de ceux mesurés dans les courbes de lumière.



**Figure 6.5** – Courbes de lumière brutes de CoRoT-2 et des étoiles de référence candidates dans le filtre NB2090 de HAWK-I. Les numéros sur la droite des courbes de lumière correspondent aux numéros donnés aux étoiles brillantes sur la figure 6.4. Les courbes de lumière des étoiles de référence candidates numéro 3 et 10 montrent une plus grande dispersion et sont donc écartées. La surface de fond verte indique la phase d’occultation.

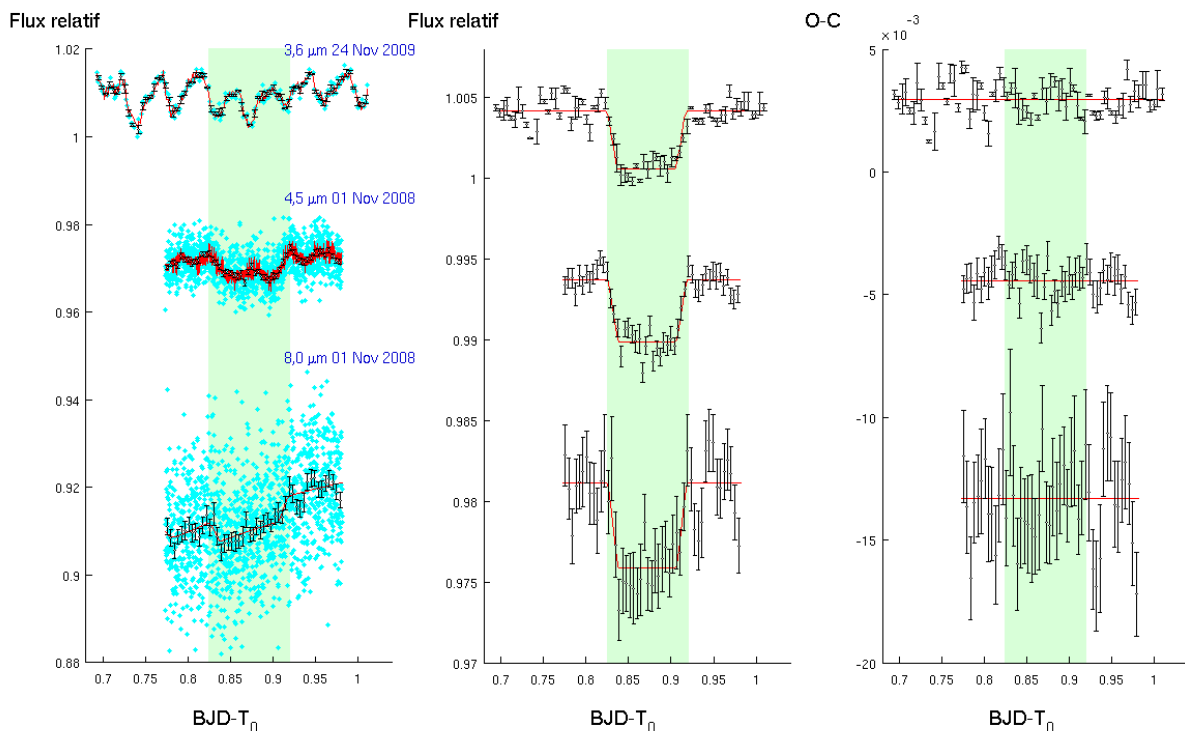
10,4 s a été utilisé, résultant en 1385 images pour chaque canal. Les observations à  $3,6 \mu\text{m}$  ont été réalisées durant presque 8 heures le 24 novembre 2009 en mode subarray. Elles comprennent 215 sets de 64 images de taille  $32 \times 32$ -pixels avec un temps d'exposition de 2 secondes chacune. Pour plus d'informations quant à ces observations, nous renvoyons le lecteur à la table 6.2 et aux articles de Gillon et al. (2010) et Deming et al. (2011).

Nous avons réduit ces données avec notre pipeline EXOPHOT tel que décrit dans la Sect 4.3. Nous avons sélectionné le rayon d'ouverture et le mode de centrage minimisant la dispersion des résidus et leur bruit de corrélation, soit un rayon de 1,8 pixels avec un mode de centrage par ajustement d'une gaussienne elliptique à 2D pour le jeu de données à  $3,6 \mu\text{m}$  et un rayon de 3,9 et 1,5 pixels avec un mode de centrage centroïde pour les données à 4,5 et  $8 \mu\text{m}$  respectivement. Nous avons nettoyé les courbes de lumière des valeurs trop éloignées des autres, selon les critères définis à la Sect 4.3.

Nous avons également appliqué la photométrie de déconvolution avec DECPHOT. Cela a été un succès sur les données à  $8 \mu\text{m}$  puisqu'elle a amélioré la qualité photométrique de 6 %. Il s'agit des données *Spitzer* les plus affectées par le fond de ciel dans l'étude de CoRoT-2 b. Nous avons construit la PSF partielle à partir de images elles-mêmes (Sect. 4.2.3) de la même manière que nous l'avons fait avec les données IRS de GJ 436. L'amélioration de la photométrie par DECPHOT vient probablement du fait que cette façon d'opérer optimise la séparation du flux stellaire de celui du fond de ciel et du compagnon stellaire comme nous l'avons déjà mentionné. Un avantage supplémentaire est que nous n'avons plus besoin de corriger la courbe de lumière résultante de la dilution.

Les courbes de lumière choisies sont présentées sur la figure 6.6.

Une fois de plus, DECPHOT ne peut pas améliorer la réduction des données issues de détecteurs en InSb (canaux de IRAC à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$ ) étant donné que la forme de la PSF varie selon la position du centre de la PSF sur le pixel. Nous avons tout de même utilisé DECPHOT (voir Sect. 4.6 et Triaud et al. 2014) afin d'obtenir le facteur de dilution, c'est-à-dire la correction nécessaire au flux mesuré pour enlever la dilution causée par le compagnon visuel de CoRoT-2 et la faible résolution des images IRAC (largeur du pixel =  $1.2''$ ).



**Figure 6.6** – Occultations de CoRoT-2b observées avec l’instrument IRAC dans les canaux 1 (en haut), 2 (au milieu) et 4 (en bas). Des décalages dans l’échelle des flux relatifs sont appliqués par souci de clarté. Les courbes de gauche indiquent les données brutes moyennées (noir) ou non (cyan) par intervalle de temps de 7 minutes, celles du milieu, les données corrigées des systématiques et moyennées, et celles de droite, les données résiduelles toujours moyennées sur un même intervalle de temps. La surface verte ombrée souligne les phases d’occultation.

## 6.4 Analyse des données

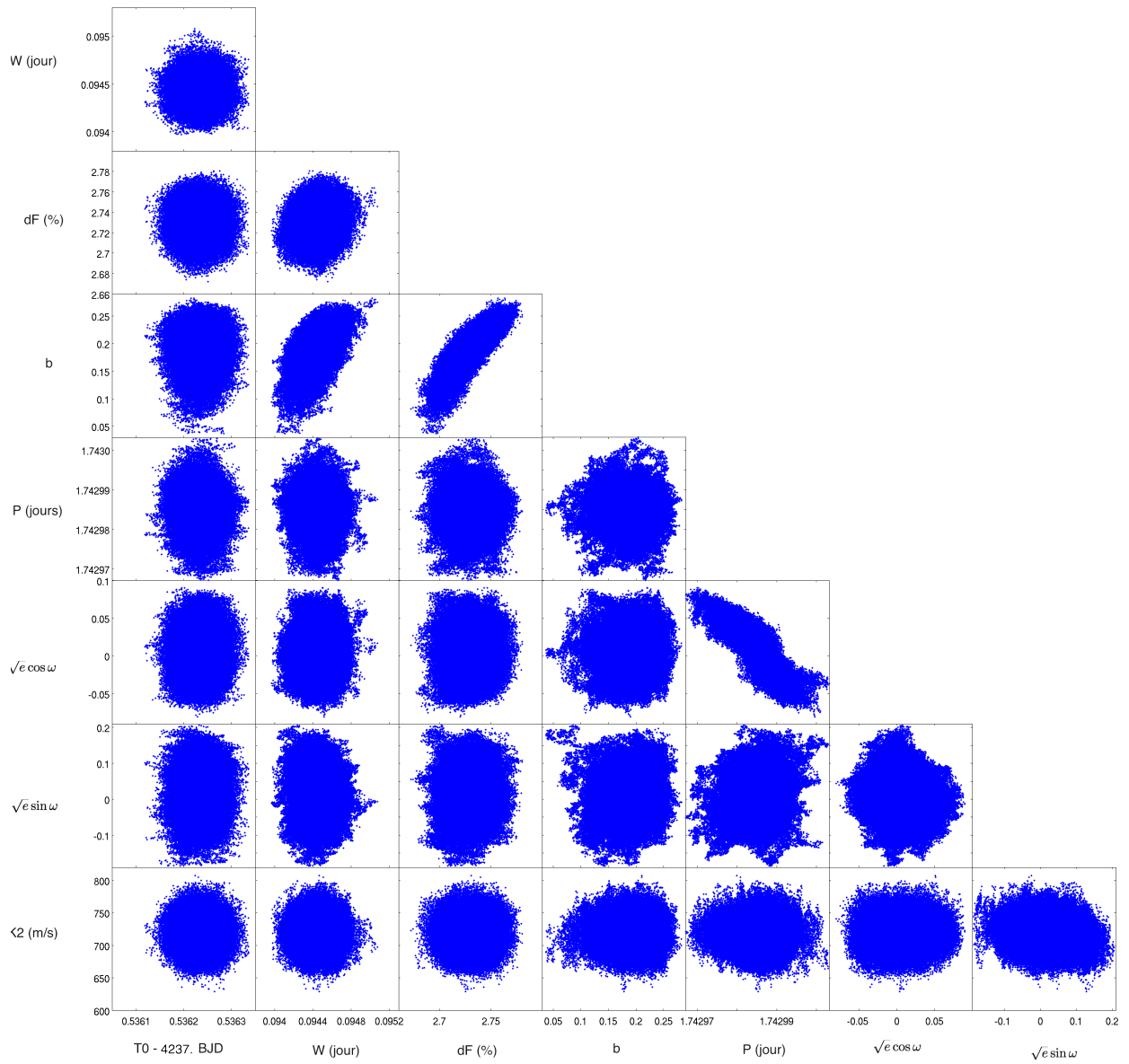
Tout comme lors de notre étude de GJ 436, l’analyse des données a principalement consisté en une succession d’analyses MCMC, dans un premier temps afin de choisir la stratégie de réduction optimale pour chaque observation (choix des étoiles de référence, du retrait du ciel, du rayon d’ouverture, ...), et dans un second temps afin de déterminer le modèle de base qui représente au mieux les mécanismes instrumentaux et stellaire ( $\mu_{phot,syst}(x,y,w_x,w_y,t,ciel,A)$ , Sect. 4.7) pour chacune des courbes de lumière (tableau 6.2).

**Table 6.2** – Présentation des trois jeux de données *Spitzer* de CoRoT-2 utilisés dans cette étude. Ils sont classés par ordre ascendant de longueur d’onde centrale. La première colonne fournit le centre de la bande passante des canaux de IRAC, la seconde le mode d’observation du champ, la troisième le numéro de programme et son AOR correspondant dans la quatrième colonne. Le contenu des colonnes suivantes dérive de notre réduction des données. La colonne 5 donne le rayon d’ouverture photométrique choisi. La sixième colonne fournit la contribution du fond de ciel relative à l’ouverture choisie. Les colonnes 7 et 8 fournissent les coordonnées moyennes du centre de la PSF selon les axes  $x$  et  $y$ , en ayant considéré les coordonnées  $(0,0)$  pour le coin inférieur gauche de l’image. Le centre a été mesuré en ajustant une gaussienne elliptique à deux dimensions pour les bandes passantes à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . Autrement, il a été calculé en même temps que la photométrie de déconvolution. Les colonnes suivantes concernent l’analyse des données. La neuvième colonne indique le modèle de base choisi, les dix- et onzième les facteurs de rééchelonnement  $\beta_w$  et  $\beta_r$ . Les modèles de base  $\mu_{phot,syst}$  sont exprimés selon les annotations suivantes :  $p(\epsilon^N)$  correspond à une fonction polynomiale d’ordre  $N$  selon le temps ( $\epsilon = t$ ), le logarithme du temps ( $\epsilon = l$ ), et les coordonnées ( $\epsilon = [xy]$ ) et largeurs à mi-hauteur de la PSF suivant les axes  $x$  et  $y$  ( $\epsilon = w_x$  et  $\epsilon = w_y$ ).

Bande passante ( $\mu\text{m}$ )	Mode de d’observation	Programme ID	AOR	Rayon d’ouverture (pixels)	Contribution du ciel (%)	Centre de la PSF (pixels)		Modèle de base	$\beta_w$	$\beta_r$
						x	y			
3,6	sub	60021	31774976	1,8	0,02	15,71	16,01	$p(xy^1 + w_y^2) + \text{BLISS}$	1,31	1,89
4,5	full	486	28640000	4,0	0,02	193,00	240,16	BLISS	1,10	1,75
8,0	full	486	28640000	-	0,03	189,63	238,98	$p(l^2)$	1,88	1,00

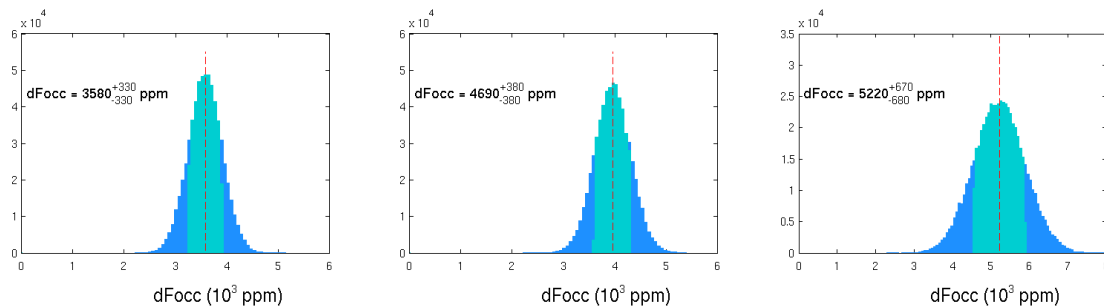
En plus de la photométrie HAWK-I et *Spitzer* que nous venons de détailler, nous avons exploité la courbe de lumière *CoRoT* des transits repliés en phase présentée dans Alonso et al. (2008a), ainsi que les courbes de vitesses radiales SOPHIE et HARPS publiées par Alonso et al. (2008a) et Bouchy et al. (2008), en tant que données supplémentaires dans notre analyse globale afin d’augmenter les contraintes sur les paramètres physiques et orbitaux de CoRoT-2 b. Nous avons ensuite lancé une analyse complète afin de déterminer les facteurs de correction et de jitter, et de ré-échelonner les barres d’erreurs des données (Sect. 4.7).

Nous avons conduit une analyse globale MCMC de deux chaînes de 300 000 pas atteignant la convergence afin d’évaluer les fonctions de densité de probabilité des paramètres de saut et physiques. Le tableau 6.4 fournit la médiane résultante de ces valeurs ainsi que leur intervalle de confiance à 68,3 % de probabilité. La figure 6.7 présente leurs projections. Nous avons également calculé la température de brillance de la planète (tableau 6.3) à partir des rapports de flux planète-étoile,



**Figure 6.7** – Diagrammes de corrélation des densités de probabilité a posteriori issues de notre analyse MCMC globale des données *Spitzer*, HAWK-I, *CoRoT*, SOPHIE et HARPS pour CoRoT-2 b.

en considérant une émission de corps noir pour la planète dans les différentes bandes passantes et en utilisant un modèle d’atmosphère stellaire PHOENIX ( $T_{\text{eff}} = 5625$  K,  $\log g = 4,55$ , et une métallicité solaire). Signalons toutefois que les barres d’erreurs ne tiennent pas compte des erreurs du modèle. Les courbes de lumière IRAC sont comparées aux données dans la figure 6.6 et celle de HAWK-I est présentée et discutée dans la Sect. 6.5.



**Figure 6.8** – PDF des profondeurs d’occultation obtenues dans les canaux d’IRAC à 3,6, 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  de gauche à droite respectivement. La valeur de la médiane et l’intervalle à  $1\sigma$  de ces distributions sont indiqués sur les graphes. Notons que l’échelle de l’axe vertical diffère sur l’histogramme de droite.

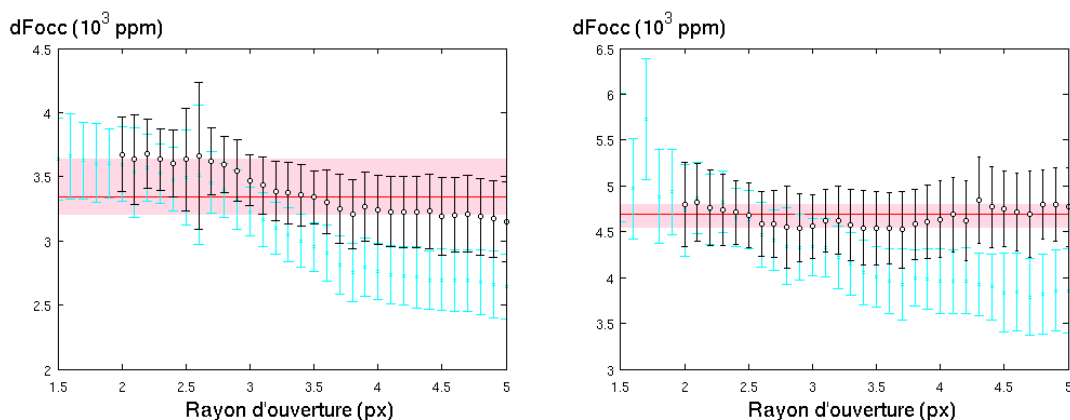
La dilution du flux dans le système de CoRoT-2 due à son compagnon stellaire visuel est un paramètre de saut dans l’analyse MCMC, avec comme distribution de probabilité a priori une gaussienne basée sur nos mesures de dilution préliminaire, pour la photométrie *Spitzer* à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . Afin d’accéder à l’impact de possibles erreurs systématiques de ces facteurs de dilution sur les profondeurs d’occultations mesurées, nous avons conduit de nouvelles analyses MCMC séparées pour les courbes de lumière IRAC issues des instruments InSb pour des rayons allant de 2 à 5 pixels, bénéficiant des fortes contraintes apportées par l’analyse globale. Les résultats sont donnés sur la figure 6.9.

Hormis la profondeur d’occultation mesurée à 2,09  $\mu\text{m}$  et discutée dans la section suivante, nos résultats sont globalement en accord avec les résultats précédents. Nous mesurons une excentricité orbitale faible, en accord avec Deming et al. (2011) et Wilkins et al. (2014), mais un peu moins avec celle de Gillon et al. (2010). Notre profondeur d’occultation à 3,6  $\mu\text{m}$  est en accord parfait avec celle de Deming et al. (2011), celles à 4,5  $\mu\text{m}$  et à 8  $\mu\text{m}$  sont respectivement plus basse et plus haute de  $\sim 1\sigma$  que celles de Deming et al. (2011) et Gillon et al. (2010). Notre mesure à

$8 \mu\text{m}$  n'est pas entachée du choix de la modélisation de l'effet de rampe selon que l'on adopte une fonction logarithmique ou exponentielle contrairement à celle de Deming et al. (2011).

**Table 6.3** – Température de brillance de CoRoT-2 b évaluée pour chaque bande passante. La seconde colonne donne la température du côté jour de la planète en considérant un modèle stellaire de PHOENIX avec  $T_{\text{eff}} = 5625 \text{ K}$  et une métallicité solaire. La seconde température de brillance donnée pour la bande passante à  $2,09 \mu\text{m}$  de HAWK-I correspond à la profondeur d'occultation fournie par la PDF combinée des diverses analyses présentées sur les figures 6.12 et 6.13 ( $dF_{\text{occ}} = 2810 \pm 760 \text{ ppm}$ ).

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	$T_b$ (K)
2,09	$2424^{+91}_{-95}$
2,09*	$2264^{+183}_{-205}$
3,6	$1867^{+69}_{-100}$
4,5	$1829^{+69}_{-70}$
8,0	$1584^{+117}_{-122}$



**Figure 6.9** – Profondeurs d'occultation obtenues pour différents rayons d'ouverture à  $3,6$  et  $4,5 \mu\text{m}$  (à gauche et à droite respectivement). Les croix en cyan et les cercles noirs correspondent respectivement aux profondeurs qui n'ont pas et ont été corrigées de la dilution stellaire. La ligne rouge indique la valeur médiane des profondeurs d'occultation corrigées. La région rose pâle ombrée indique leur distribution à  $1 \sigma$  qui est plus petite que la moyenne de leur barre d'erreur.



**Table 6.4** – Paramètres du système CoRoT-2 obtenus à la suite de notre analyse globale.

Paramètre	Valeur
<i>Paramètres stellaires</i>	
$\rho_*/\rho_\odot$	$1,352^{+0,031}_{-0,036}$
$M_*$ ( $M_\odot$ )	$0,942^{+0,024}_{-0,022}$
$R_*$ ( $R_\odot$ )	$0,887^{+0,012}_{-0,011}$
$V \sin(i)$ (km/s)	$11,00^{+0,28}_{-0,28}$
<i>Paramètres planétaires</i>	
$dF$ (%)	$2,731^{+0,015}_{-0,015}$
$b = \frac{a \cos i}{R_*}$	$0,194^{+0,029}_{-0,033}$
Durée (jour)	$0,09445^{+0,00013}_{-0,00013}$
$T_0$ (BJD <sub>TT</sub> )	$4237,536234^{+0,000027}_{-0,000027}$
$P$ (jours)	$1,7429848^{+0,000041}_{-0,000048}$
$K$ (m/s)	$599^{+17}_{-17}$
$e$	$0,0037^{+0,0064}_{-0,0027}$
$\omega$ (°)	$88^{+170}_{-71}$
$a$ (au)	$0,02777^{+0,00023}_{-0,00022}$
$a/R_*$	$6,739^{+0,050}_{-0,060}$
$i$ (°)	$88,35^{+0,29}_{-0,26}$
$\beta$ (°)	$-3,4^{+8,7}_{-8,0}$
$R_p(R_J)$	$1,458^{+0,021}_{-0,020}$
$M_p(M_J)$	$3,42^{+0,11}_{-0,11}$
<i>Profondeurs d'occultation (ppm)</i>	
2,09 $\mu\text{m}$	$3470^{+400}_{-400}$
3,6 $\mu\text{m}$	$3570^{+340}_{-340}$
4,5 $\mu\text{m}$	$4690^{+350}_{-360}$
8 $\mu\text{m}$	$5220^{+660}_{-670}$

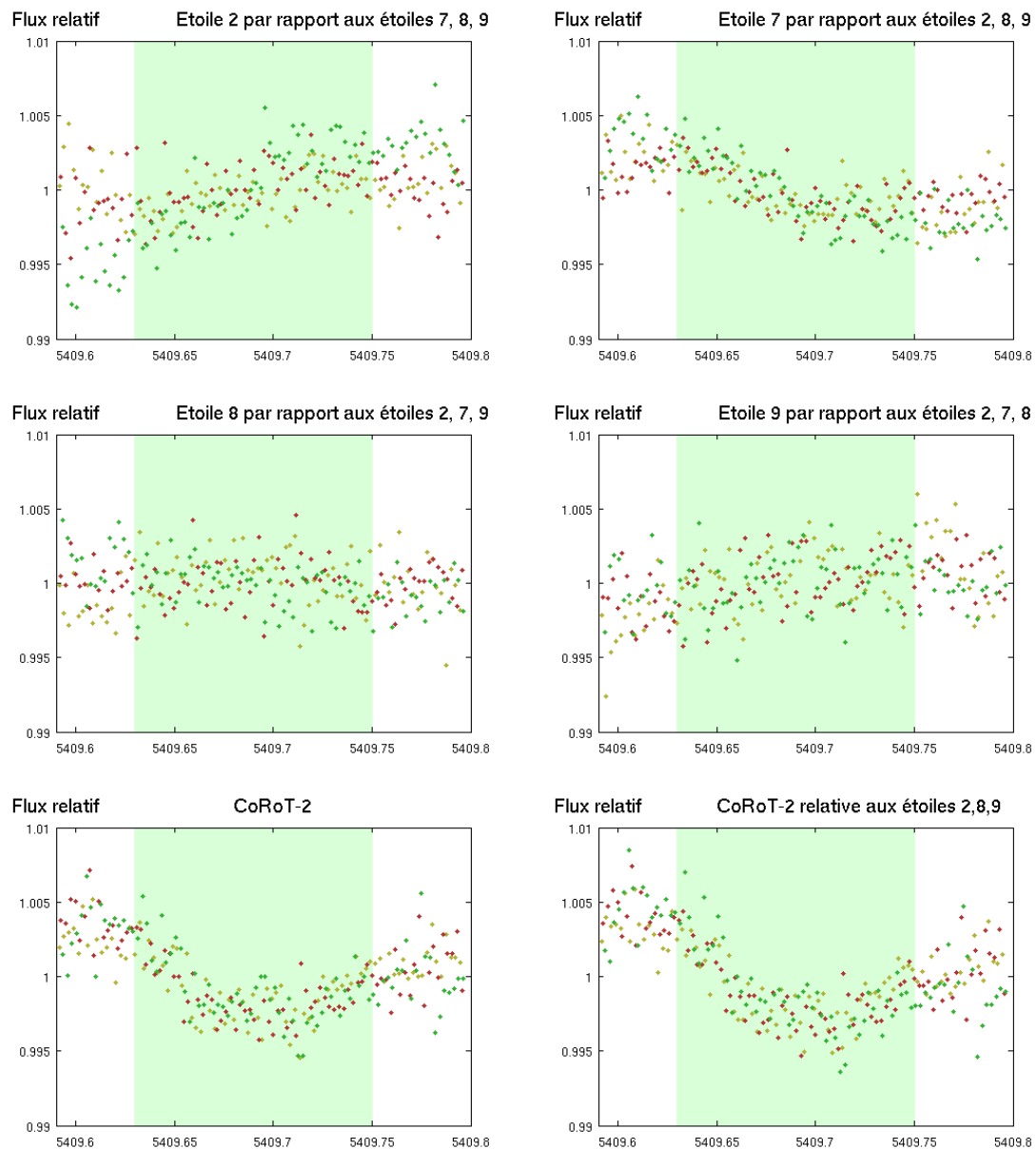
## 6.5 Discussion

---

Nous discutons dans cette section les résultats que nous avons obtenus suite à notre analyse MCMC. Dans un premier temps nous cherchons à comprendre la profondeur d’occultation élevée que nous mesurons dans le filtre NB2090. Nous comparons ensuite nos mesures à des modèles atmosphériques planétaires et à celles d’autres planètes.

### Autocritique de notre mesure de la profondeur de l’occultation à 2,09 $\mu\text{m}$

Nous avons obtenu une profondeur d’occultation à 2,09  $\mu\text{m}$  ( $dF_{occ} = 3470 \pm 400$  ppm) qui est beaucoup plus grande qu’attendue, en particulier quand on la compare avec la profondeur de  $0,16 \pm 0,09 \%$  qu’Alonso et al. (2010) ont obtenue dans la bande  $K_s$ . Alors que les largeurs des filtres (1,99–2,31  $\mu\text{m}$  pour le filtre  $K_s$  et 2,08–2,11  $\mu\text{m}$  pour le filtre NB2090) pourraient expliquer une différence, nous devons vérifier tous les paramètres affectant nos données. Nous avons dans un premier temps vérifié que le détecteur ne montrait pas de signe de non-linéarité à partir de la base mensuelle des images de calibration de l’ESO. Nous avons mesuré une non-linéarité de 0,3 % en-dessous de 25 000 ADU, durant la période de nos observations, ce qui est meilleur que le maximum de 1 % garanti par l’ESO. Le nombre maximum de photoélectrons enregistré au sein d’un pixel provient de CoRoT-2, qui est l’étoile la plus brillante du champ, et correspond à 15 000 ADU (Fig. 6.3). À côté de cette non-linéarité classique, nous avons discuté dans la section 3.4 de la linéarité dépendant du niveau de flux incident. Si ce phénomène existe également dans le détecteur HAWK-I, cela signifierait que les plus faibles nombres de photoélectrons présents au sein d’un pixel (dans notre cas, en dehors de la phase d’occultation en raison des conditions atmosphériques, Fig. 6.3) seraient sous-évalués par rapport aux autres. En même temps, les valeurs maximales obtenues au sein d’un pixel sont atteintes lors de la phase d’occultation, ce qui indique que ce nombre de photoélectrons devrait être plus correctement estimé. Le tout aurait pour effet d’approfondir l’occultation, et que notre valeur par conséquent la sous-estime. La non-linéarité dépendante du flux ne peut donc pas expliquer notre mesure.

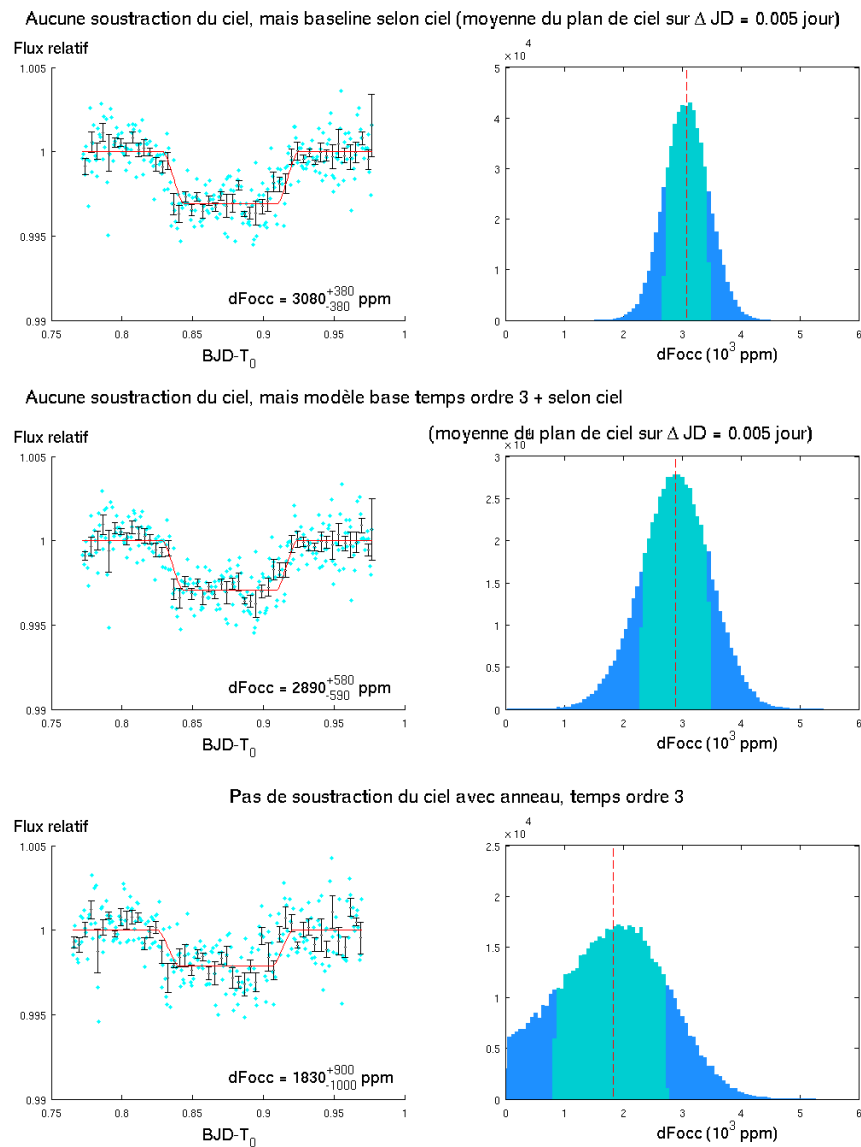


**Figure 6.10** – Courbes de lumière relatives d'étoiles dans le champ de HAWK-I. Les quatre graphiques du haut montrent la photométrie différentielle des quatre étoiles de référence en utilisant les autres étoiles de référence en tant qu'étoile de comparaison comme cela est indiqué. La surface verte ombrée met en évidence la phase d'occultation. Hormis l'étoile de référence numéro 7, les étoiles de référence choisies ne montrent pas de caractéristique durant l'occultation. En bas, la forme de la courbe de lumière de CoRoT-2 ne varie pas que l'on utilise (à gauche) ou non (à droite) l'étoile numéro 7 comme étoile de référence. Les trois différentes couleurs de points correspondent aux mesures des trois différents emplacements de CoRoT-2 sur le détecteur.

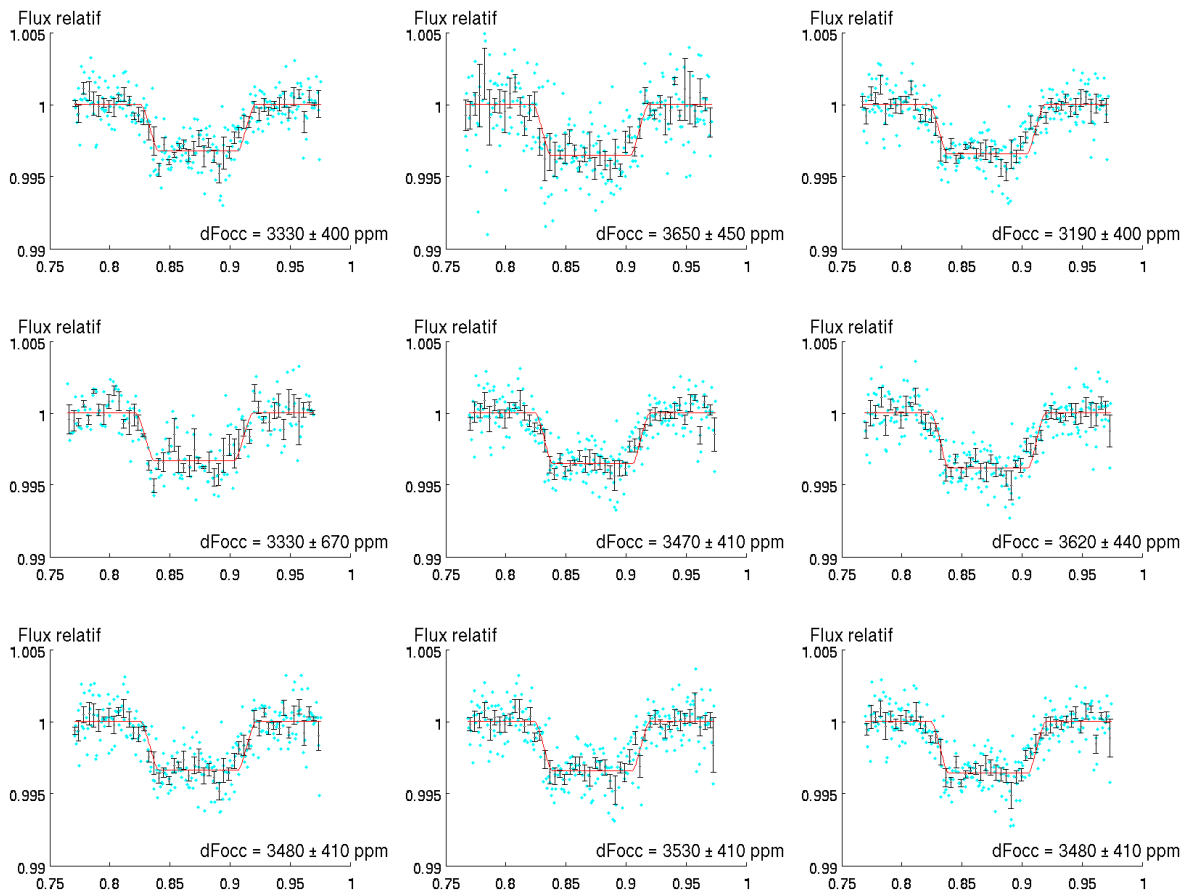
Les variations de la masse d'air, du seeing, du fond de ciel et du pointage ne sont pas corrélées avec la structure de l'occultation (Fig. 6.3). Les étoiles de référence ne montrent pas de structure capable de produire un signal ressemblant à l'occultation détectée lorsqu'on les compare entre elles (Fig. 6.10). La profondeur d'occultation est similaire pour d'autres choix de mesure du ciel, mode de centrage, rayon d'ouverture, et d'étoiles de référence (Fig. 6.12).

Nos étoiles de référence diffèrent de celles choisies par Alonso et al. (2010) si bien que nous avons réalisé une analyse MCMC considérant uniquement l'étoile de référence (numéro 3 dans cette étude) de Alonso et al. (2010). Nous avons supprimé une des trois courbes de lumière car l'étoile numéro 3 était positionnée sur un mauvais pixel lors d'un des trois pointages. La courbe de lumière résultante est donc plus bruitée comme on peut le voir sur la figure 6.12, mais donne une profondeur d'occultation en accord avec nos résultats. Le retrait du ciel effectué avant la photométrie d'ouverture n'affecte pas non plus nos résultats (Fig. 6.12). Nous montrons l'impact de la soustraction du ciel sur les images sur la figure 6.11 : si le ciel n'est soustrait à aucun moment lors de la réduction des données, il est primordial de modéliser sa variation au cours du temps. Notons enfin que notre mesure du flux relatif de CoRoT-2 n'est pas affectée par celui de son compagnon visuel, alors qu'il l'était pour les données de Alonso et al. (2010) puisqu'ils avaient opté pour une défocalisation importante du télescope. Cependant, une sous-estimation possible de leur facteur de dilution ne peut pas expliquer nos différences de profondeur.

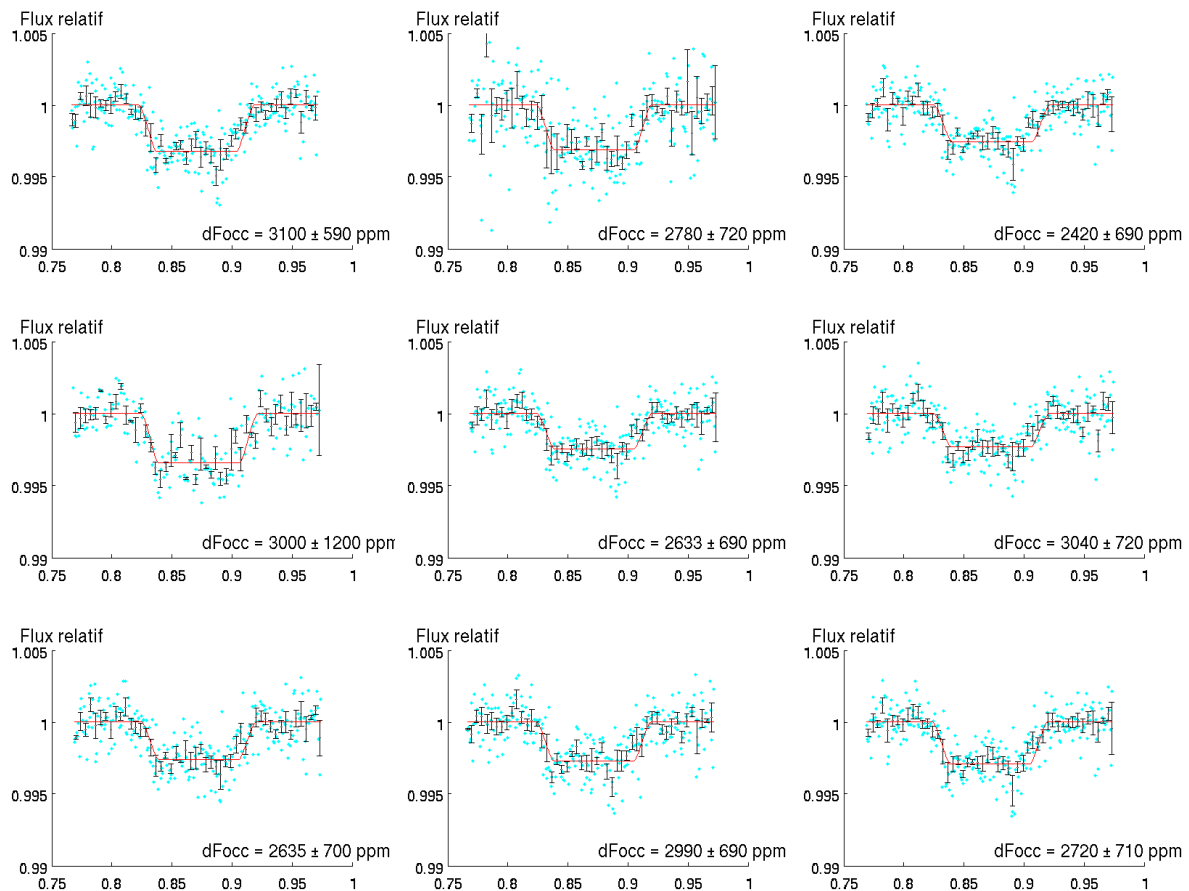
Nous avons également suivi la piste de l'activité stellaire. La normalisation est cependant insuffisante pour expliquer notre profondeur d'occultation si l'étoile varie de 6 % entre les observations d'Alonso et al. (2010) et les nôtres. Par contre, la modulation du flux de CoRoT-2 due à la présence de taches sur la surface stellaire et à la rotation de l'étoile doit être corrigée sur les courbes de lumière. Snellen et al. (2010b) ont tenu compte de cette modulation, alors qu'ils mesuraient la profondeur d'occultation dans le visible, en ajustant des polynômes fonction du temps avec des ordres de 2 à 4 et en variant le domaine de phase ( $\phi$ ) de  $0.2 < \phi < 0.8$  et  $0.4 < \phi < 0.6$ . Ils n'ont pas trouvé de déviation claire dans leurs résultats selon le domaine de phase et l'ordre du polynôme utilisés, sauf lorsque le quatrième ordre était utilisé sur le plus court domaine de phase. Malheureusement, notre courbe de lumière n'est pas assez longue ( $\Delta\phi \approx 0.2$ ) pour réaliser une telle analyse et identifier la variation du flux stellaire. Nous ne pouvons donc pas vérifier l'impact de l'activité



**Figure 6.11** – Effet du choix des paramètres de réduction et d’analyse sur la profondeur de l’occultation observée à  $2,09 \mu\text{m}$ . Nous testons l’effet de la soustraction du ciel. Le ciel n’a pas été soustrait aux images avant d’effectuer la photométrie d’ouverture. En haut, le modèle de base tient compte des variations du ciel moyen qui a été soustrait au préalable dans notre analyse globale (mais pas dans le jeu de données considéré ici). Au milieu, idem, mais en ajustant en plus un modèle de base tenant compte du temps par un polynôme du troisième ordre. En bas, le modèle de base ne tient pas compte de la variation du ciel, mais bien du temps par un polynôme du troisième ordre. Dans ce cas, la profondeur d’occultation n’est pas significative suite au manque de correction de la variation du fond de ciel.



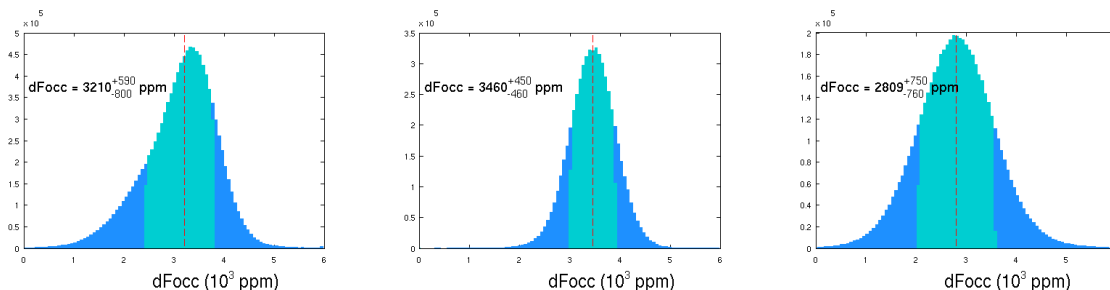
**Figure 6.12** – Courbes de lumière de CoRoT-2 dans le filtre NB2090 en utilisant différents paramètres lors de la réduction de données. Les profondeurs d’occultation résultantes sont indiquées sur chaque graphe. Celui du centre montre la courbe de lumière que nous avons choisie comme résultat final, c’est-à-dire avec les étoiles de référence numéro 2, 7, 8 et 9, le rayon d’ouverture de 13,7 pixels, le fond de ciel mesuré avec un anneau de rayon interne de 17 pixels et une largeur de 15 pixels, et un ciel soustrait avant d’effectuer la photométrie d’ouverture et construit à partir des images ayant un intervalle temporel de  $X = 7.2$  minutes. Au milieu à gauche, nous n’avons utilisé que l’étoile de référence numéro 3 et au milieu à droite les numéros 2, 8 et 9 (sans la 7). En haut au milieu, un rayon d’ouverture plus faible de 8 pixels est choisi et à son bas, un plus grand de 15 pixels. En haut à gauche, le ciel n’a pas été soustrait avant la photométrie d’ouverture et en bas à droite,  $X = 14,4$  minutes. En bas à gauche, l’anneau est plus étroit (6 pixels) et en haut à droite, il est plus large (rayon = 27 pixels).



**Figure 6.13** – Même chose que dans la figure 6.12 avec l'utilisation d'un modèle de base incluant un polynôme fonction du temps d'ordre 3.

stellaire sur nos courbes. Nous pouvons tout de même mettre en avant l'effet de différents modèles sur l'estimation de l'émission de la planète. Dans notre analyse globale, nous avons utilisé un polynôme d'ordre 1 du temps. En augmentant cet ordre à 3, nous diminuons la mesure de la profondeur d'occultation et augmentons son erreur (Fig. 6.12 et Fig. 6.13). Nous montrons sur la figure 6.14 les fonctions de distributions postérieures combinées des profondeurs d'occultation HAWK-I selon plusieurs rayons d'ouverture, choix des étoiles de référence, mesures du ciel et soustraction du ciel. L'augmentation de deux degrés de liberté dans le modèle de base conduit à une élévation de la barre d'erreur de la profondeur d'occultation et à la diminution de la profondeur.

Nous concluons donc à une profondeur d'occultation importante et encourageons sa confirmation à travers d'autres observations dans la même bande passante simultanément à un suivi dans le domaine visible afin de corriger proprement les modulations stellaires.



**Figure 6.14** – Fonctions de distribution postérieure combinée des profondeurs d'occultation à  $2,09 \mu\text{m}$  basées sur les PDF individuelles déduites des analyses de courbes de lumière selon les différents choix de rayons d'ouverture, d'étoiles de référence, de mesures du ciel et de soustraction du ciel, que nous avons considérés pour les figures 6.12 et 6.13. Sur chaque histogramme, la ligne verticale rouge indique la médiane de la fonction et l'aire verte centrale délimite la distribution à  $1\sigma$ . L'échelle horizontale est conservée. A gauche : Nous considérons toutes les analyses utilisant le premier et le troisième ordre du polynôme fonction du temps. Au milieu : Seul le polynôme de premier ordre fonction du temps est utilisé afin de modéliser les variations stellaires. A droite : Il s'agit du polynôme de troisième ordre. L'ajout de deux degrés de liberté dans le modèle de base conduit à l'étalement des PDF, augmentant la barre erreur de la profondeur d'occultation.

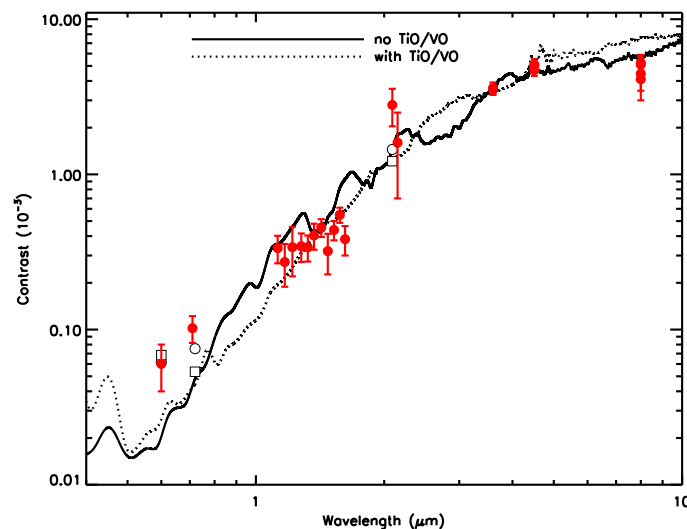
## Etude atmosphérique

Notre collaborateur Travis Barman du Lowell Observatory s'est chargé de la modélisation des mesures d'émission. Il a construit plusieurs modèles de l'atmosphère du côté jour de CoRoT-2b, mais aucun ne s'ajuste à mieux de  $2\sigma$  notre profondeur d'occultation la plus faible ( $dF_{occ} = 2810 \pm 760$  ppm, considérant un polynôme du temps d'ordre 3 pour tenir compte de la variabilité stellaire) à  $2,09 \mu\text{m}$ . Les deux modèles d'atmosphère présentés utilisent le code PHOENIX<sup>3</sup> (ex. : Barman et al., 2001), qui inclut de lui-même l'irradiation de l'étoile hôte. Ils supposent les équilibres chimique et thermodynamique local. Dans un tel modèle d'atmosphère,

3. [www.hs.uni-hamburg.de/EN/For/ThA/phoenix](http://www.hs.uni-hamburg.de/EN/For/ThA/phoenix)



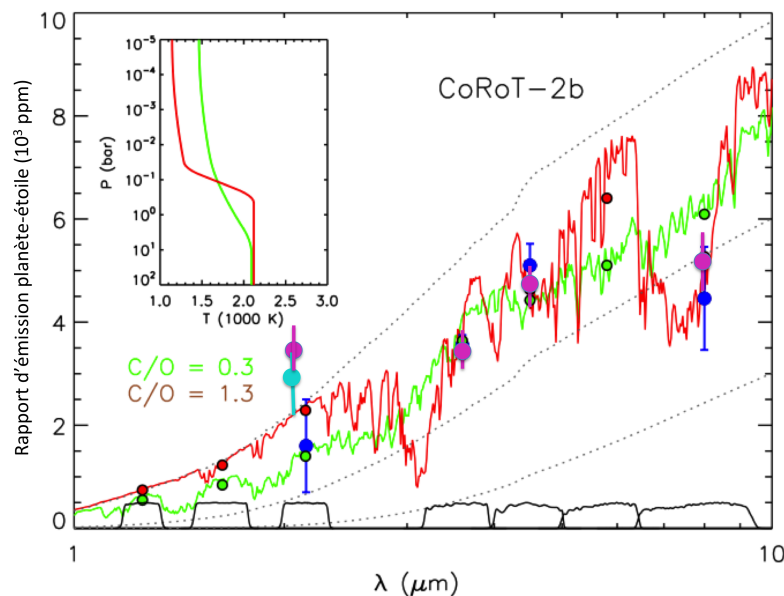
les pression et température locales déterminent les rapports de mélange des constituants atmosphériques. De plus, ce type de modèle implique un fort couplage entre le spectre en émission et la forme du profil de température. Ils considèrent une atmosphère contenant ou non du TiO et sont fort similaires à ceux présentés dans Gillon et al. (2010), à l'exception de la liste des raies moléculaires qui a été mise à jour avec les dernières données du groupe ExoMol (Yurchenko & Tennyson, 2014) comme décrit dans Barman et al. (2015). La limitation de ces modèles (et de tous les modèles similaires) est l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL). Comme discuté dans Barman et al. (2002) et Barman et al. (2004), un écart de cet équilibre peut conduire à des effets extrêmes sur les raies d'émission et d'absorption en présence d'irradiation intense. Suite à une émission forte inattendue à  $3,25 \mu\text{m}$ , Swain et al. (2010) ont déjà proposé une possible émission du méthane en non-ETL pour la planète HD 189733b. Assouplir l'hypothèse de ETL complique fortement les modèles d'atmosphère et pour la majorité des espèces atomiques et moléculaires, les sections efficaces de collision associées ne sont pas disponibles actuellement. Il conviendra à l'avenir d'explorer de manière approfondie la possibilité d'une origine non-ETL à notre mesure à  $2,09 \mu\text{m}$ .



**Figure 6.15** – Modèles PHOENIX comme décrits dans le texte de l'atmosphère de CoRoT-2b côté jour comparés aux mesures d'occultation. Les modèles en traits pleins et discontinus considèrent respectivement une atmosphère dépourvue ou non de TiO/VO.

En comparant les modèles au reste des émissions, on observe que le modèle comprenant du TiO, celui qui s'ajuste le mieux aux données WFC3, a un profil de température et de pression assez plat, ce qui signifie que la radiation émise par la planète est similaire à celle d'un corps noir dans le proche infrarouge. Nos mesures d'occultation *Spitzer* et HAWK-I favorisent quant à elles le modèle d'atmosphère sans TiO. Nous ne pouvons donc trancher entre la présence ou l'absence d'une inversion thermique dans l'atmosphère.

Les modèles présentés considèrent également une atmosphère en équilibre chimique, si bien qu'un déséquilibre chimique pourrait également ajuster nos mesures. Nous comparons donc nos mesures avec les modèles d'atmosphère de Madhusudhan (2012, Fig. 6.16). Ces derniers considèrent différents rapports atmosphériques C/O. Nos profondeurs d'occultation suggèrent un rapport C/O  $> 1$ , néanmoins notre mesure d'émission planétaire à  $2,09 \mu\text{m}$  reste supérieure à celle attendue par ces modèles, et suggère C/O  $> 1,3$ , en particulier si on considère que l'étoile hôte a une photométrie stable durant notre observation.



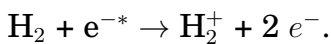
**Figure 6.16** – Modèles d'atmosphère de CoRoT-2b considérant un rapport C/O  $> 1$  (rouge) et C/O  $< 1$  (vert). Nos mesures de profondeurs d'occultation sont indiquées en fushia et en bleu-vert, elles favorisent un modèle d'atmosphère avec un rapport C/O important. Crédit : adapté de Madhusudhan (2012).

Plus d'observations sont nécessaires, de même que des efforts dédiés à l'inclusion d'effets non-ETL dans les modèles d'atmosphère exoplanétaire.

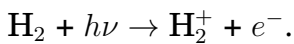
### Possible émetteur en non-ETL

Une émission en non-ETL pourrait peut-être expliquer la différence d'émissions observées entre la bande  $K_s$  et le filtre étroit NB2090. Nous avons identifié l'ion excité  $H_3^{+*}$  comme un possible émetteur, l'émission aurorale de Jupiter de cet ion ayant déjà été observée dans la bande passante de 2,08 à 2,10  $\mu\text{m}$  (ex. : Raynaud et al., 2004). En outre, Lindsay & McCall (2001) ont recensé environ 900 raies de  $H_3^{+*}$  dans le domaine de longueur d'onde allant de 0,805 à 6,47  $\mu\text{m}$ , dont une raie forte à 2,093  $\mu\text{m}$  (Raynaud, 2004).

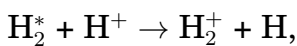
L'origine de cet ion est souvent exposée comme étant double et nécessite la formation de  $H_2^+$ . Sur Jupiter, cette dernière a lieu dans l'ionosphère, essentiellement suite à l'ionisation de la molécule d'hydrogène par la précipitation d'électrons de haute énergie de la magnétosphère le long des lignes de champ magnétique :



Sur les Jupiters chauds, cette étape se ferait principalement à travers les radiations UV de hautes énergies (ex. : Shkolnik et al., 2006) :

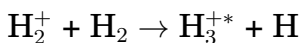


En présence de molécules  $H_2$  occupant un haut niveau d'énergie vibrationnelle, Maillard & Miller (2011) signalent que la réaction :



pourrait présenter une troisième alternative efficace.

La réaction exothermique :



suit la formation de  $H_2^+$ . Lors de sa désexcitation (rapide), l'ion  $H_3^{+*}$  émet un rayonnement infrarouge avant de se dissocier plus de  $\sim 10$  secondes plus tard (Achilleos et al., 1998).

Il est attendu que les Jupiters chauds ( $a \in [0,01;0,1]$  au) aient une émission de  $H_3^+$  cent mille fois plus intense que Jupiter, c'est-à-dire un taux d'émission de 82 erg/(cm<sup>2</sup>.s) (Yelle, 2004). Cependant, nous avons calculé que ces prédictions ne sont clairement pas suffisantes à elles seules pour pouvoir expliquer notre mesure de profondeur d'occultation à 2,09  $\mu\text{m}$ . Afin d'obtenir une limite supérieure

de l'émission de  $H_3^+$  produite par radiation en ultraviolet extrême (EUV), nous considérons que chaque photon EUV reçu sur la planète conduit à la production d'un photon à  $2,09 \mu\text{m}$  lors de la désexcitation de  $H_3^+$ . Sur base du taux d'émission de CoRoT-2 de  $4,3 \times 10^5 \text{ erg}/(\text{cm}^2.\text{s})$  à la distance de CoRoT-2 b (Schröter et al., 2011), nous calculons que l'émission (supplémentaire) de la planète devrait être de l'ordre 100 ppm, ce qui est trop peu pour expliquer notre mesure de profondeur d'occultation élevée. A moins d'une forte sous-estimation du taux EUV de CoRoT-2, l'émission à  $2,09 \mu\text{m}$  de  $H_3^+$  nécessiterait la formation de  $H_2^+$  par les deux autres processus.

Puisque  $H_3^+$  est absent dans les atmosphères stellaires, la détection potentielle de ces raies d'émission indiquerait une provenance planétaire (ex. : Yelle, 2004). Cette hypothèse devrait pouvoir être vérifiée par spectroscopie à haute résolution (Sect. 1.1).

## Etude comparative

Peu de mesures de profondeurs d'occultation ont été faites dans le filtre NB2090. L'émission thermique du Jupiter chaud WASP-19 b est également plus forte dans le filtre étroit NB2090 ( $dF_{occ, 2,09 \mu\text{m}} = 3660 \pm 720 \text{ ppm}$ , Gibson et al., 2010) que dans la bande passante plus large  $K_s$  ( $dF_{occ, K_s} = 2870 \pm 200 \text{ ppm}$ , Zhou et al., 2014), mais ces mesures restent en accord vu les barres d'erreurs. On compte également WASP-43 b ( $dF_{occ, 2,09 \mu\text{m}} = 1560 \pm 140 \text{ ppm}$ , Gillon et al., 2012) et CoRoT-1 b ( $dF_{occ, 2,09 \mu\text{m}} = 2780 \pm 660 \text{ ppm}$ , Gillon et al., 2009). Encore une fois, les mesures de profondeurs d'occultations sont en accord avec celles à  $K_s$ , vu les barres d'erreurs ( $dF_{occ, K_s} = 1810 \pm 270 \text{ ppm}$ , Zhou et al. 2014,  $dF_{occ, K_s} = 3360 \pm 420 \text{ ppm}$ , Rogers et al. 2009, respectivement).

Un plus grand nombre d'occultations ont été mesurées dans le filtre plus large  $K_s$ . Les modèles d'atmosphère ne semblent pas pouvoir reproduire les mesures d'émissions thermiques à  $1 \sigma$  dans la bande  $K_s$  pour le groupe suivant de planètes : WASP-12 b ( $dF_{occ, K_s} = 3090 \pm 130 \text{ ppm}$ ,  $2990 \pm 650 \text{ ppm}$ , Croll et al., 2011; Zhao et al., 2012b), WASP-33 b ( $dF_{occ, K_s} = 2440 \pm 270 \text{ ppm}$ , de Mooij et al., 2013), HAT-P-23 b ( $dF_{occ, K_s} = 2340 \pm 460 \text{ ppm}$ , O'Rourke et al., 2014), WASP-3 b ( $dF_{occ, K_s} = 1810 \pm 200 \text{ ppm}$ , Zhao et al., 2012a), HAT-P-1 b ( $dF_{occ, K_s} = 1090 \pm 250 \text{ ppm}$ , de Mooij et al., 2011), WASP-10 b ( $dF_{occ, K_s} = 1370 \pm 130 \text{ ppm}$ , Cruz et al., 2015) et CoRoT-1 b ( $dF_{occ, K_s} = 3360 \pm 420 \text{ ppm}$ , Rogers et al., 2009),

mais bien dans ce groupe suivant : WASP-4 b ( $dF_{occ, K_s} = 1850 \pm 140$  ppm, Cáceres et al., 2011), TrES-3 b ( $dF_{occ, K_s} = 2410 \pm 430$  ppm,  $1330 \pm 180$  ppm, de Mooij & Snellen, 2009; Croll et al., 2010b), WASP-48 b ( $dF_{occ, K_s} = 1090 \pm 270$  ppm, O'Rourke et al., 2014), TrES-2 b ( $dF_{occ, K_s} = 620 \pm 130$  ppm, Croll et al., 2010a), WASP-43 b ( $dF_{occ, K_s} = 1810 \pm 270$  ppm, Zhou et al., 2014). Nous n'avons cependant pas trouvé de propriétés communes aux exoplanètes et leurs étoiles hôtes composant chaque groupe (celui dont la profondeur d'occultation dans la bande  $K_s$  peut être reproduit par les modèles d'atmosphère, et celui dont elle ne peut pas). Nous avons remarqué qu'à ces deux groupes ne correspondent pas des irradiations moyennes sensiblement différentes. Le taux d'irradiation ne semble<sup>4</sup> pas à lui seul déterminer les profondeurs d'occultation dans ces bandes spectrales.

## 6.6 Conclusion

---

Nous avons observé CoRoT-2 durant l'occultation de sa planète à travers le filtre étroit à  $2,09 \mu\text{m}$  avec l'instrument HAWK-I. Nous avons conduit une analyse indépendante des trois jeux de données *Spitzer* et employé les VR publiées et la courbe de lumière de transit CoRoT repliée afin d'ajouter plus de contraintes aux paramètres du système. Nous avons particulièrement fait attention aux paramètres sélectionnés lors de la réduction et l'analyse de données qui pourraient affecter nos mesures, en particulier pour la courbe de lumière HAWK-I.

Nous avons mesuré une profondeur d'occultation significative à  $2,09 \mu\text{m}$ , indépendamment de la manière de soustraire le ciel et du choix des étoiles de référence, des rayons d'ouverture et du modèle de base. Selon notre manière de tenir compte de l'activité stellaire, nous avons mesuré une émission planétaire de  $3470 \pm 400$  ppm et  $2810 \pm 760$  ppm en utilisant respectivement un polynôme fonction du temps, de premier et de troisième ordre. Ces mesures sont supérieures à celles attendues, si bien qu'aucun modèle d'atmosphère en équilibre thermodynamique local et chimique ne peut s'ajuster à nos mesures dans leurs barres d'erreurs à  $1 \sigma$ . Ceci suggère qu'un processus de non-équilibre thermodynamique local pour-

---

4. Il faut rester néanmoins prudent puisque les modèles d'atmosphères employés dans ces études diffèrent.

rait être nécessaire pour expliquer l'émission dans le filtre étroit à  $2,09 \mu\text{m}$ . Nous avons aussi proposé  $\text{H}_3^{+*}$  comme émetteur potentiel en soulignant toutefois que son émission semblerait insuffisante. Nous notons cependant que la profondeur d'occultation importante de CoRoT-2 b n'est pas la seule à ne pas être expliquée par des modèles atmosphériques dans cette région spectrale. Nous avons en effet recensé plusieurs cas où la profondeur d'occultation dans une autre bande passante plus large,  $K_s$ , est plus élevée que celle attendue par les modèles d'atmosphère. Malgré l'absence de corrélation apparente entre ces différents cas, il est possible qu'un processus commun conduise à de si fortes émissions.

Afin de confirmer notre profondeur d'occultation élevée à  $2,09 \mu\text{m}$ , nous suggérons de nouvelles observations de l'occultation de CoRoT-2 b avec un filtre NB2090, combinées au suivi de l'activité stellaire. L'hypothèse de l'émission de  $\text{H}_3^{+*}$  pourrait être confirmée par spectroscopie à haute résolution. Nous encourageons par ailleurs les efforts visant à inclure les effets non-ETL dans les modèles d'atmosphère planétaire ainsi que la construction de tables incluant les sections efficaces des collisions des atomes et molécules présents dans les atmosphères planétaires, pour des conditions non-ETL.

# Conclusion et perspectives

Cette thèse a consisté en l'élaboration et l'optimisation d'outils permettant d'acquérir des mesures photométriques de haute précision de systèmes planétaires observés dans l'infrarouge. Grâce aux mesures dans ce domaine de longueur d'onde, nous avons également poursuivi l'objectif de mesurer l'émission thermique des planètes, sans avoir à résoudre leur lumière de celle de leur étoile hôte. L'étude des courbes de lumière d'exoplanètes en transit regorgeant d'une multitude d'informations supplémentaires quant au système planétaire, nous avons pu caractériser ceux de GJ 436 et de CoRoT-2. Dans cette section, nous présentons nos conclusions, ainsi que les perspectives soulevées par notre thèse.

## Traitement et analyse de données

---

La majorité des mesures d'émission thermique exoplanétaire ont été obtenues grâce au télescope spatial *Spitzer* (Sect. 3.3.2). Cependant, la manière de traiter les effets systématiques (Sect. 3.5) a en plusieurs occasions conduit à des résultats divergents (Tinetti et al., 2007; Désert et al., 2009) sur base d'un même échantillon de données. Des réanalyses indépendantes sont donc nécessaires afin de confirmer les résultats précédents et détecter les sources de divergence.

La contribution du ciel est particulièrement élevée dans les images infrarouges (Sect. 3.1). Il est primordial d'utiliser une méthode permettant de séparer proprement la contribution du flux stellaire (étoile+planète) de celle du ciel afin d'acquérir la meilleure précision photométrique possible. Nous avons à cette fin adapté le programme de photométrie de déconvolution partielle DECPHOT (Sect. 4.2, Gillon et al., 2006, 2007b) aux images *Spitzer* et nous l'avons optimisé afin qu'il

puisse construire une PSF partielle sur base de plusieurs images d'observations (et non uniquement sur les PSF totales suréchantillonnées fournies par *Spitzer*, Sect. 4.2.3). Pour les détecteurs *Spitzer* IRAC et IRS à 8 et 16  $\mu\text{m}$  respectivement, l'introduction de cette méthode était particulièrement importante car les PSF totales disponibles pour ces instruments se sont avérées peu représentatives des observations. Malheureusement, la méthode s'est avérée non applicable aux données IRAC à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ , les deux seuls canaux de *Spitzer* encore en activité, à cause de leur forte inhomogénéité de sensibilité intrapixel.

Dans les cas où une PSF partielle ne peut être parfaitement déterminée, nous avons en lieu et place utilisé la photométrie d'ouverture DAOPHOT (Stetson, 1987) que nous avons améliorée au sein de notre pipeline EXOPHOT (Sect. 4.3) en vue de l'acquisition d'un centrage de l'ouverture mieux adapté aux données *Spitzer* et d'une détermination de l'étalement de la PSF. Pour ce faire, nous avons utilisé un algorithme ajustant une gaussienne elliptique à deux dimensions. La précision du centrage est d'autant plus cruciale que la contribution du fond de ciel est importante et nécessite l'utilisation d'un rayon d'ouverture faible pour obtenir le meilleur rapport signal sur bruit.

Outre la réduction des données, nous nous sommes appliqués à l'analyse des courbes de lumière afin de contraindre les paramètres des systèmes exoplanétaires étudiés. Cette analyse doit prendre en compte les modèles d'éclipse, mais également les effets systématiques des instruments, les conditions d'observation, la façon d'opérer les mesures (effet de pixellisation), et les variations stellaires. L'utilisation d'un algorithme Monte Carlo par chaînes de Markov (MCMC, Sect. 4.7) est idéale pour cette analyse puisqu'il explore les paramètres autour de la solution, produisant des intervalles de confiance sur chaque paramètre et permettant de comparer plusieurs modèles entre eux. Nous avons employé l'algorithme implémenté par Gillon et al. (2010, 2012) en l'enrichissant d'une nouvelle manière de modéliser la variation de sensibilité intrapixel (Sect. 3.5.3) des instruments *Spitzer* les plus utilisés en exoplanétologie, à savoir les canaux de IRAC à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$ . Nous avons de plus ajouté la modélisation de courbe de phase, adaptée pour une orbite excentrique.

Enfin, nous avons complété cette analyse avec la construction d'un algorithme permettant de détecter rapidement la présence d'une planète en transit dans les courbes de lumière, sur base de Berta et al. (2012, MISS MarPLE, Sect. 4.8).



Les données *Spitzer* peuvent être affectées, selon les instruments utilisés, de deux effets systématiques qui peuvent s'avérer problématiques lors de mesures de paramètres : la variation de sensibilité intrapixel et l'effet de rampe (Sect. 3.5). Lors de nos analyses, nous avons amélioré la manière de prendre en compte le premier effet. La manière de modéliser le second effet n'a pas changé nos résultats. Notre nouveau modèle de base permet une diminution sensible du bruit rouge et de la dispersion des mesures résiduelles des courbes de lumière sur nos jeux de données. Il est depuis utilisé dans d'autres études *Spitzer* (ex. : Demory et al., 2015; Triaud et al., 2015), et a notamment permis la détection du transit de l'exoplanète rocheuse la plus proche à ce jour (Motalebi et al., 2015). Cet effet peut également être corrigé lors de la mesure photométrique (réduction de données) à l'aide d'une ouverture circulaire de rayon variable dépendant de l'étalement de la PSF au cours du temps (Lewis et al., 2013). Nous n'avons pas observé d'amélioration en utilisant cette technique, probablement parce que la forme de la PSF n'a pas une symétrie centrale (voir la cartographie partielle des largeurs à mi-hauteur horizontales et verticales de la PSF au sein d'un pixel dans la section 3.5.3). L'utilisation d'une ouverture elliptique dont les petit et grand axes (variables) dépendent des largeurs à mi-hauteur mesurées de la PSF pourrait sans doute améliorer la technique proposée par Lewis et al. (2013).

## Application à GJ 436b

---

GJ 436b est une cible de première importance puisqu'elle est toujours considérée à l'heure actuelle comme le prototype des Neptunes chauds. Différentes manières de conduire la réduction et l'analyse des données ont déjà mené à des résultats différents pour cette exoplanète : par exemple entre Stevenson et al. (2010) et Beaulieu et al. (2011), quant à sa profondeur d'occultation à  $3,6 \mu\text{m}$ . Quelle que soit la technique de mesure photométrique et les modèles employés, nous avons donc toujours pris soin de vérifier l'impact des choix des paramètres (mode de centrage, rayon d'ouverture, choix des modèles de base) sur nos mesures lors de l'analyse des données. Les résultats de ces auteurs diffèrent en raison d'un choix de rayon d'ouverture et de la prise en compte d'un nombre différent de données. Lors de notre investigation (Chap. 5), nous avons obtenu une profondeur d'occul-

tation indépendante de ces choix grâce à notre modélisation de l'effet intra-pixel à l'aide des mesures des largeurs à mi-hauteur de la PSF. Nos propres mesures divergent des leurs de plus de  $\sim 4\sigma$  dans le canal de IRAC à  $3,6\ \mu\text{m}$ , mais restent toutes plus élevées qu'attendues, particulièrement face au manque d'émission à  $4,5\ \mu\text{m}$  (Madhusudhan et al., 2011). Si bien que, comme le pointent Crossfield et al. (2015), ces mesures conduisent probablement au résultat *Spitzer* le plus robuste : l'atmosphère de GJ 436b est enrichie en mono- et dioxyde de carbone et déplétée en méthane. Nos propres mesures restent cohérentes avec une atmosphère riche en métaux (Moses et al., 2013), mais peut-être moins que supposée initialement. Elles concordent également selon une étude postérieure (Hu et al., 2015) avec une atmosphère riche en hélium.

Outre des contraintes sur le spectre d'émission, nos réductions et analyses de données combinées aux mesures de vitesse radiale (VR) HARPS témoignent également :

- d'un spectre de transmission plat, suggérant la présence de condensats,
- d'une étoile hôte calme,
- de l'absence d'autres planètes en transit dont l'éphéméride coïncide avec les observations et/ou induisant une variation suffisante du temps de transit de GJ 436b,
- d'une limite maximale sur la masse d'un compagnon planétaire potentiel, ayant une période orbitale inférieure à quelques centaines de jours, de 10 fois la masse de la Terre,
- d'un affinement des masses stellaire et planétaire et des paramètres orbitaux,
- de la non-détection de l'effet Rossiter-McLaughlin.

Nous n'avons pas identifié la cause induisant l'excentricité orbitale inattendue de GJ 436b et ne pouvons affirmer la présence d'un compagnon planétaire. Un suivi de mesures de VR à long terme pourrait permettre d'affiner les contraintes sur la présence d'un ou de plusieurs compagnons planétaires potentiellement responsables de l'excentricité de ce Neptune chaud (voir par ex. : Beust et al., 2012).

Les contraintes sur l'amplitude de la courbe de phase à  $8\ \mu\text{m}$  déterminées dans ce travail sont significatives à  $\sim 2\sigma$ . Afin de valider et affiner celle-ci, de nouvelles mesures devront être réalisées à l'aide des futurs observatoires spatiaux infrarouges. Une confirmation du haut contraste de température entre le côté jour et le côté nuit de la planète suggérerait, en accord avec les mesures d'émission et

de d'absorption, que l'atmosphère de GJ 436b est très riche en métaux. De plus, l'étude des courbes de phase est très puissante puisqu'elle permet la cartographie longitudinale de la température de brillance de la surface entière de la planète. Ainsi, nous encourageons l'observation des planètes fortement irradiées en transit et occultation, dont GJ 436b, durant une période orbitale dans les différentes bandes passantes des futurs instruments, afin d'établir des courbes de phase. En particulier, pour GJ 436b, nous conseillons les longueurs d'onde au-delà de  $8 \mu\text{m}$  (bandes spectrales où la profondeur d'occultation commence seulement à être importante dans ce cas-ci) avec en parallèle un suivi simultané de l'activité stellaire afin d'écartier une fluctuation du flux mesuré de l'étoile.

## Application à CoRoT-2 b

---

CoRoT-2 b est un Jupiter chaud fortement irradié, dont l'étoile hôte présente de l'activité. Les mesures d'émission photométrique de la planète ne peuvent actuellement confirmer ou infirmer la présence d'une inversion thermique du côté jour de l'atmosphère. Des mesures au sol sont nécessaires afin de mieux contraindre le spectre d'émission. Nous avons dans cette optique réanalysé les données photométriques *Spitzer*, et obtenu des observations HAWK-I (Sect. 3.3.1) inédites prises lors de la phase d'occultation de CoRoT-2b (Chap. 6). Nous les avons complétées avec les courbes de lumière *CoRoT* et de vitesses radiales SOPHIE et HARPS afin de mieux contraindre les paramètres du système. Notre analyse :

- soutient une excentricité faible mais non nulle à un niveau de confiance de  $\geq 1\sigma$ . La confirmation d'une excentricité non-nulle à l'aide de futures observations photométriques durant la phase d'occultation plaiderait en faveur d'une étoile jeune (le temps de circularisation attendu est inférieur à 100 millions d'années, Cassen et al., 2007; Correia & Laskar, 2010),
- n'indique pas la présence de variations de flux stellaire rapides (ex. : flare) dans les courbes de lumière *Spitzer* et HAWK-I,
- conduit à une mesure de profondeur d'occultation importante à  $2,09 \mu\text{m}$  ne semblant pas être affectée par une possible non-linéarité du détecteur, ni par notre manière de réduire les données. Par contre, la courte durée d'observation nous empêche de vérifier l'impact de l'activité stellaire sur notre courbe

- de lumière. Nous proposons ainsi deux mesures de profondeur d'occultation à  $2,09 \mu\text{m}$  qui dépendent de la manière de modéliser l'activité stellaire,
- confirme une redistribution de chaleur inefficace vers le côté nuit de la planète,
  - suggère une atmosphère exoplanétaire en non équilibre thermodynamique local (ETL) et/ou chimique.

La plus faible de nos mesures de profondeur d'occultation à  $2,09 \mu\text{m}$  est plus élevée de  $\sim 2\sigma$  de celle attendue par les modèles d'atmosphère en ETL et en équilibre chimique. Nous avons identifié l'ion excité  $\text{H}_3^{+*}$  comme un potentiel émetteur dans cette bande spectrale. L'origine de son émission non ETL est aurorale sur Jupiter, et pourrait être causée par les radiations UV de haute énergie sur un Jupiter chaud (Shkolnik et al., 2006). Cependant, nos calculs suggèrent que ce dernier mécanisme ne serait pas suffisant pour produire l'émission observée. L'hypothèse de l'émission importante de  $\text{H}_3^{+*}$  (quelle que soit l'origine de sa formation) reste à vérifier, tout d'abord par une nouvelle et plus longue observation de l'occultation à  $2,09 \mu\text{m}$  afin de valider et de contraindre sans ambiguïté la profondeur de l'occultation (idéalement à l'aide d'un suivi simultané de l'activité stellaire), et ensuite par spectroscopie à haute résolution, l'émission du  $\text{H}_3^{+*}$  n'étant attendue que depuis l'atmosphère planétaire.

Les jeux de données que nous avons de CoRoT-2 sont moins nombreux (et plus courts) que ceux de GJ 436. Ils nous empêchent donc une recherche approfondie d'un potentiel compagnon planétaire ou encore l'étude de courbe de phase. Les observations visant à obtenir une courbe de phase devraient être effectuées à de grandes longueurs d'onde afin de minimiser l'impact sur les courbes de lumière de la variation de flux de l'étoile due à la présence de taches à sa surface et à sa rotation. Elles devraient être idéalement combinées avec un suivi de l'activité stellaire. De même, le spectre de transmission des limbes de l'atmosphère ne devrait être construit que sur base d'observations simultanées dans plusieurs bandes spectrales. Czesla et al. (2009) ont en effet calculé à partir des courbes de lumière *CoRoT* une différence de 0,005 entre les rapports des rayons planétaire-stellaire selon la prise en compte ou non des effets de l'activité stellaire. La variation de profondeur de transit liée à cette mesure (25 ppm) est trop proche de la variation de profondeur de transit attendue pour un Jupiter chaud à différentes longueurs d'onde ( $\sim 100$  ppm) pour pouvoir contraindre le spectre de transmission.

## Perspectives générales

---

Lors de ce travail de thèse, nous avons pu confirmer le potentiel de l'étude infrarouge pour les études individuelles des atmosphères planétaires et encourageons sa poursuite. D'une part, elles présentent probablement une riche variété de composition et de propriétés atmosphériques (ex. : Seager & Lissauer, 2010), et d'autre part, la comparaison de leurs propriétés peut amener à mieux les comprendre et les classer (ex. : Knutson et al., 2010). Notre effort devrait ainsi porter sur des campagnes de suivi importantes de quelques exoplanètes-types bien ciblées : celles-ci comprendraient l'observation simultanée des différentes phases de l'orbite afin de pouvoir quantifier l'impact de la variabilité stellaire sur les mesures et d'enlever les variations météorologiques possibles de l'atmosphère planétaire, lors de la modélisation de l'atmosphère.

La réduction et l'analyse de données photométriques infrarouges fournissent des mesures qui prennent leurs sens une fois comparées à des modèles d'atmosphère exoplanétaire, et à la condition de connaître les propriétés stellaires. Alors qu'au début de l'étude des atmosphères exoplanétaires, ces modèles étaient en avance sur les observations (ex. : Seager & Deming, 2010), les observations ont désormais comblé ce retard. En effet, nous avons fait face, lors de nos études, en particulier de CoRoT-2 b, à un manque d'accord entre les modèles et les observations. Des efforts supplémentaires doivent donc être fournis dans le domaine de modélisation, mais également dans les mesures des données atomiques et moléculaires utilisées pour les modèles.

De même, une meilleure caractérisation des étoiles hôtes est également importante en vue de mieux contraindre les propriétés des exoplanètes du système (structure, atmosphère, formation, évolution). Rappelons que la majeure partie des connaissances que nous avons actuellement sur les exoplanètes dépend des modèles d'atmosphère stellaire et de la détermination des rayons, masses, températures, compositions, et âges stellaires. De plus, la caractérisation des courbes de lumière peut être mal interprétée à cause de l'activité stellaire. Des avancées dans le domaine stellaire sont donc d'une très haute importance. Notons que les courbes

de lumière, lorsqu'elles sont nombreuses et de haute qualité photométrique, sont également porteuses d'informations sur les propriétés stellaires (ex. : densité stellaire moyenne, présence de taches stellaires) et leur analyse est partie prenante pour une meilleure caractérisation de l'étoile.

L'arrivée des nouveaux observatoires comme l'Extremely Large Telescope et le *James Webb Space Telescope* (et peut-être *ARIEL*) offre de belles perspectives à l'exoplanétologie (ex. : Seager et al., 2009). L'apport d'images de plus haute précision affinera les mesures actuelles, mais révélera également des détails dans les courbes de lumière que nous ne pouvons actuellement modéliser qu'à l'aide d'un cumul d'observations identiques sur plusieurs phases orbitales dans de rares situations (ex. : carte 2D de l'émission planétaire, de Wit et al., 2012; Majeau et al., 2012). Cette meilleure sensibilité accroîtra également la nécessité de vigilance quant à l'origine des variations de flux : planétaire, stellaire, instrumentale, météorologique ou autre. Il faudra très certainement mettre au point de nouveaux modèles incluant ces effets, dans le même esprit qu'une partie des objectifs de cette thèse.

Elle permettra également de confirmer et d'affiner les résultats *Spitzer*. La comparaison des mesures *Spitzer* et *JWST* pourrait aider à mieux comprendre les effets instrumentaux des détecteurs infrarouges. Rappelons que les détecteurs infrarouges sont en pleine évolution, la compréhension de ces effets pourrait également aider à les atténuer dans le futur lors de leur construction. Notons que *Spitzer* n'était initialement pas conçu pour l'acquisition de mesures de haute précision photométrique nécessaire à la caractérisation d'atmosphères de planètes en transit ; ses effets systématiques ont néanmoins pu être corrigés à partir des mesures elles-mêmes (ex. : Seager & Deming, 2010).

L'étude des planètes en transit est pleine de promesses. Faut-il rappeler que l'étude de leurs courbes de lumière a permis de lever le voile sur des propriétés inimaginables de ces systèmes ? Par exemple, il y a quelques années à peine, il était communément admis que les courbes de lumière n'étaient pas porteuses d'information sur la masse planétaire (ex. : la revue de Winn, 2010). Mais il s'est avéré peu de temps après que cela était possible (par exemple via l'étude de variations de temps de transit combinée aux contraintes astérosismiques, Carter et al., 2012).

Dans le futur, gageons que l'étude des planètes en transit (et de leurs courbes de lumière) continuera d'ouvrir de nouvelles fenêtres sur d'autres mondes. Comme le disait Carl Sagan (1934–1996) :

*“Somewhere, something incredible is waiting to be known.”*

\* \* \*

*“Quelque part, quelque chose d'incroyable attend d'être connu.”*





# Annexes



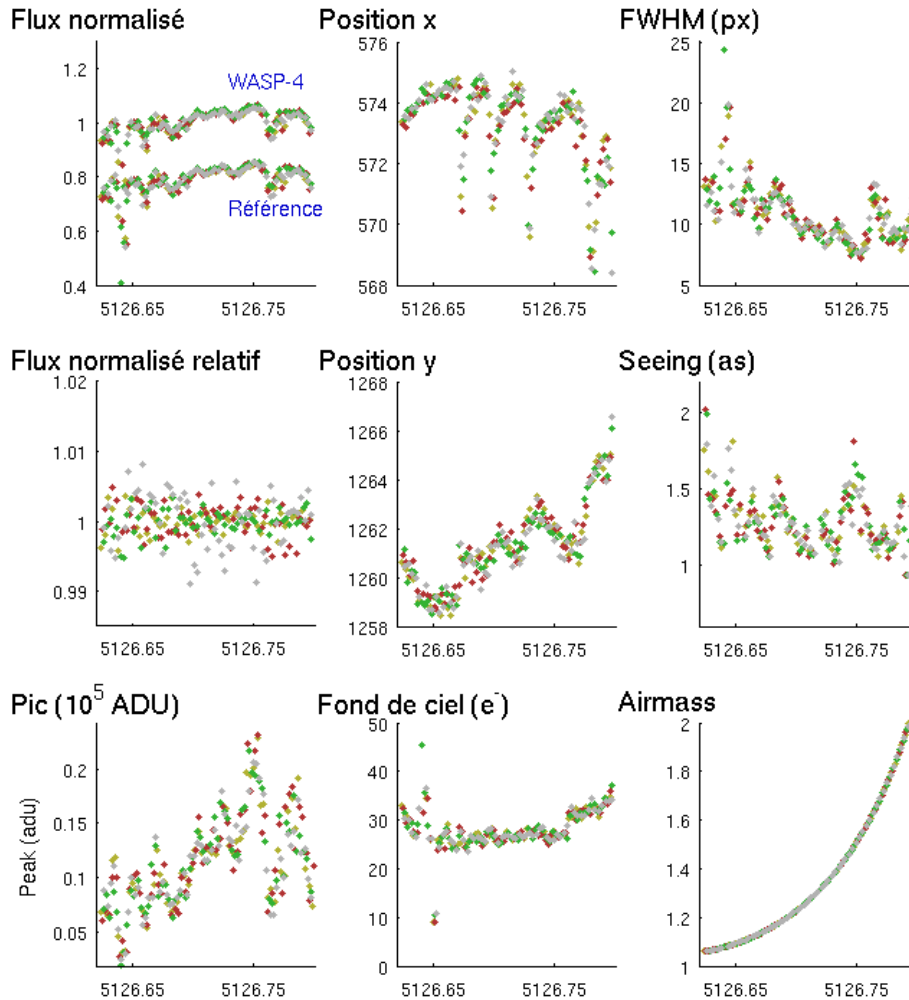
# Autres observations HAWK-I

Au cours de ce travail de thèse, nous avons analysé d'autres données de l'instrument HAWK-I durant les phases d'occultation d'autres planètes. Celles-ci proviennent des demandes de temps d'observation 085.C-0841 (WASP-4, avec le filtre NB2090), 084.C-0532 (WASP-4 et CoRoT-1, avec le filtre NB1190) et 086.C-0222 (CoRoT-1 avec le filtre NB2090). WASP-4 b et CoRoT-1 b sont deux Jupiters chauds fortement irradiés présentant un rayon enflé. L'atmosphère de WASP-4 b ne semble pas présenter une inversion thermique (Cáceres et al., 2011; Ranjan et al., 2014), contrairement à CoRoT-1 b (Zhao et al., 2012b). Nous ne présentons ici que la réduction et l'analyse des données préliminaires.

## WASP-4

---

WASP-4 est une étoile se situant dans la constellation du Phoenix ( $\alpha = 23$  h 34 m 15,1 s,  $\delta = -42^\circ 03' 41.1''$ ) à une distance de 300 pc (Wilson et al., 2008). Elle a été observée à deux reprises par l'instrument HAWK-I, le 22 octobre 2009 de 2h54 à 7h45 UT avec le filtre NB1190 et le 3 août 2010 de 3h32 à 8h21 UT avec le filtre NB2090 (programme 084.C-0532 et 085.C-0841, respectivement, P.I. M. Gillon). Les temps d'exposition respectifs étaient de 7 et 2,5 secondes, conduisant à 246 et 252 images. La stratégie d'observation a été la même pour les observations à travers ces deux filtres et a consisté à alterner la position de l'étoile selon 4 emplacements différents (selon deux coordonnées horizontales et deux verticales) sur un même détecteur (CHIP 1).



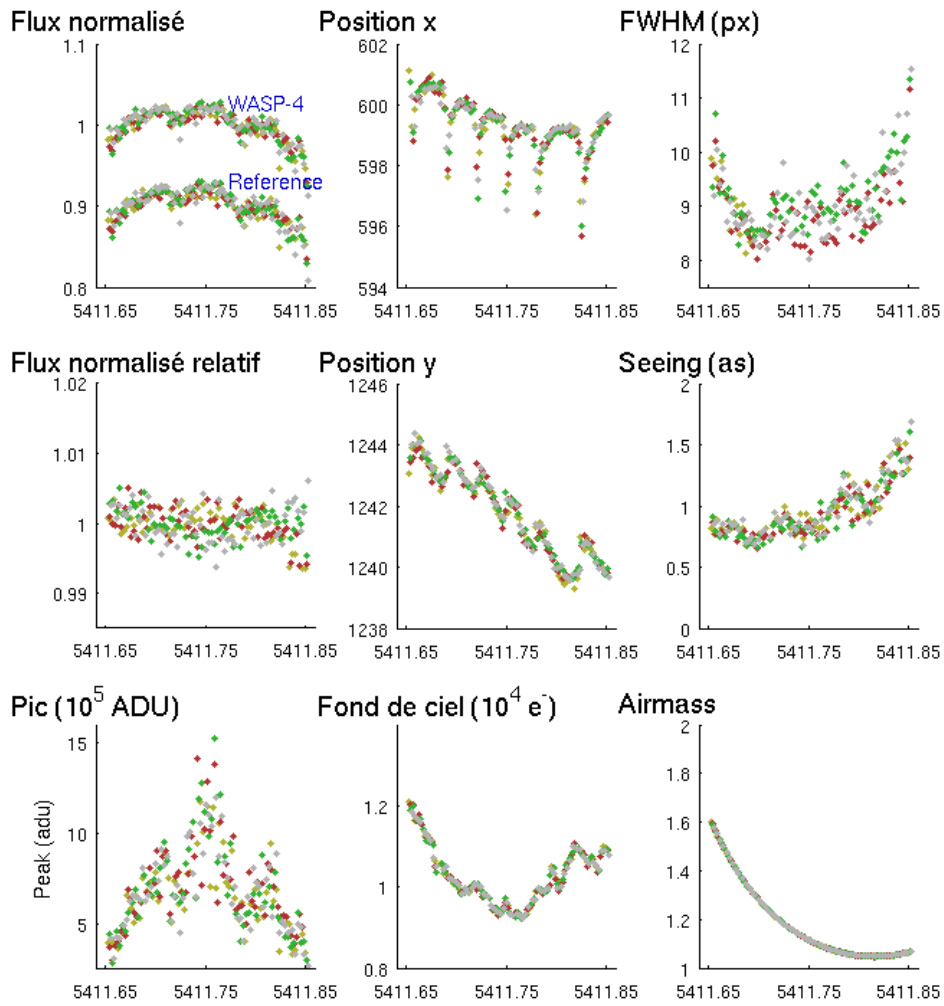
**Figure 1** – Evolution des paramètres externes durant l’observation de WASP-4 dans le filtre NB1190, incluant de haut en bas, de gauche à droite, les courbes de lumière normalisées de WASP-4 et des étoiles de référence, la courbe de lumière normalisée relative de WASP-4, la valeur maximale des pixels où WASP-4 est placé sur le détecteur, le centre de la PSF de WASP-4 selon les axes x et y, la valeur du fond de ciel qui tient compte de la moyenne du ciel mesurée sur l’image “ciel” et de celle mesurées à partir d’un anneau centré sur WASP-4 durant le processus de photométrie d’ouverture, la FWHM moyenne mesurée, le seeing et la masse d’air. Les différentes couleurs des points correspondent aux 4 emplacement différents de WASP-4 sur le détecteur. Les coordonnées horizontales et verticales sont décalées sur le graphique à l’emplacement de WASP-4 sur la première image.

Nous avons réduit les données de la même manière que celle que nous avons utilisée pour les observations HAWK-I de CoRoT-2. En résumé, nous avons premièrement réalisé les calibrations standards, testé différents retraits du ciel avant d'effectuer la photométrie par ouverture et par déconvolution. Comme nous l'avons montré dans la section 4.2.4, nous ne pouvons pas exploiter la photométrie de déconvolution sur le détecteur HAWK-I. Nous avons employé notre pipeline EXOPHOT pour la réduction des données. Contrairement aux observations de CoRoT-2, seules trois étoiles dont WASP-4 sont présentes sur le détecteur. L'étoile de comparaison la plus brillante a un flux perçu équivalent à environ 65 % de celui de WASP-4 et la seconde étoile de seulement 20 %, dans les deux filtres. L'utilisation de la deuxième étoile de comparaison ne modifie pas les résultats.

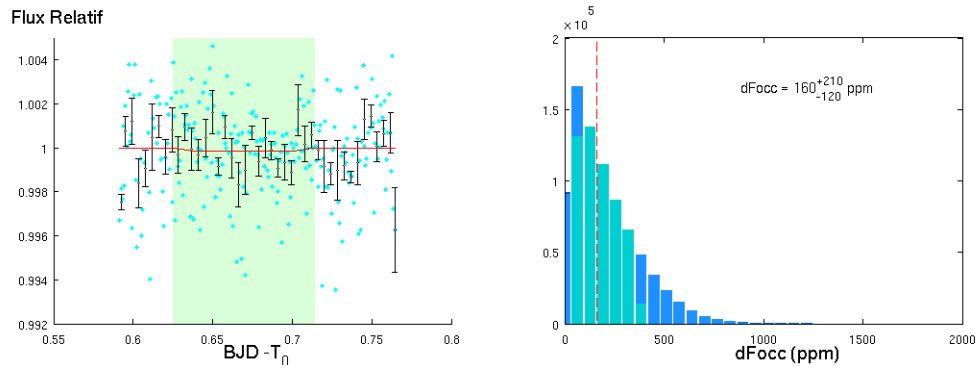
Nous avons utilisé les courbes de lumière de *Spitzer* dans les canaux 1 et 2 afin de contraindre la phase d'occultation lors de la recherche des paramètres de photométrie d'ouverture optimaux, ainsi que lors de l'analyse globale.

Nous avons opté pour un rayon d'ouverture de 14,1 pixels et un retrait du ciel avec un anneau de rayon interne de 27 pixels et de largeur de 15 pixels, pour les données issues du filtre NB1190. Nous obtenons une profondeur de  $160_{-120}^{+210}$  ppm, sa détection est non significative au niveau des  $3\sigma$ . Cette mesure permet néanmoins de contraindre une profondeur maximale de 910 ppm. Cette valeur est en accord avec la profondeur d'occultation de  $320 \pm 160$  ppm dans le domaine de longueur d'onde situé entre 1,159 et 1,210  $\mu\text{m}$  obtenue par Ranjan et al. (2014) à l'aide de l'instrument WFC3/*Hubble*.

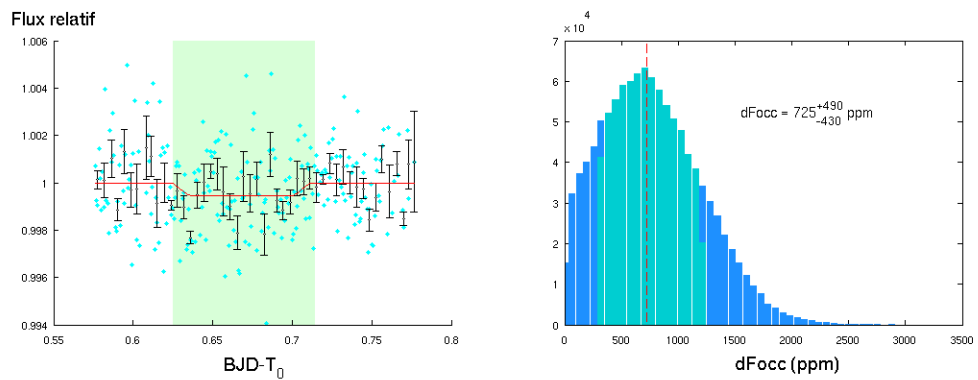
Pour les données issues du filtre NB2090, nous avons choisi un rayon d'ouverture de 12,6 pixels et un retrait du ciel avec un anneau de rayon interne de 17 pixels et de largeur de 12 pixels. Nous obtenons une profondeur de  $725_{-430}^{+490}$  ppm, non significative au niveau des  $3\sigma$ . Cette mesure permet néanmoins de contraindre une profondeur maximale de 2200 ppm. Notre valeur est plus faible que la profondeur d'occultation de  $1850 \pm 140$  ppm dans la bande  $K_s$  obtenue par Cáceres et al. (2011) avec l'instrument ISAAC/VLT. La différence est néanmoins peu significative ( $2.2\sigma$ ). La haute précision photométrique atteinte par Cáceres et al. (2011) est notamment due à la haute cadence des observations permettant de fournir  $\sim 30\,000$  images de 0,6 seconde de temps d'exposition durant 310 minutes.



**Figure 2** – Idem que Fig. 1 pour l'observation de WASP-4 dans le filtre NB2090.



**Figure 3** – A gauche : Courbe de lumière de WASP-4 lors de l’observation de l’occultation de sa planète dans le filtre NB1190 de HAWK-I. A droite : PDF de la profondeur de l’occultation ci-contre. La profondeur mesurée est non significative.



**Figure 4** – A gauche : Courbe de lumière de WASP-4 lors de l’observation de l’occultation de sa planète dans le filtre NB2090 de HAWK-I. A droite : PDF de la profondeur de l’occultation ci-contre.

## CoRoT-1

---

CoRoT-1 est une étoile se situant dans la constellation de la Licorne ( $\alpha = 6\text{ h } 48\text{ m } 19,2\text{ s}$ ,  $\delta = -03^\circ 06' 07,7''$ ). Elle a été observée durant une phase d'occultation de sa planète le 16 décembre 2009 de 3h48 à 8h23 UT avec un temps de pose de 8 secondes dans le filtre NB1190, fournissant 224 images (programme 084.C-0532, P.I. M. Gillon). La position de CoRoT-1 est alternée selon 4 emplacements sur le détecteur. La figure 5 montre que le flux normalisé des étoiles varie fortement en début et en fin d'observation. Cette modulation a également lieu sur la mesure du pic d'émission de CoRoT-1 et un peu sur le fond de ciel et la largeur à mi-hauteur de la PSF. En analysant les conditions ambiantes d'observation<sup>5</sup> de l'ESO à Paranal à cette date (Fig. 6), nous constatons que ces variations des paramètres extérieurs correspondent à des variations de transparence.

Un an plus tard, CoRoT-1 a été observé le 11 janvier 2011 de 0h25 à 4h50 UT dans le filtre NB2090 (programme 086.C-0222) avec un temps d'exposition de 7 secondes, fournissant un total de 264 images. Un seul emplacement de CoRoT-1 a été choisi sur le champ. Les variations de seeing, masse d'air et fond de ciel sont montrées sur la figure 7.

Pour ces deux jeux de données, nous avons considéré initialement 25 étoiles de comparaison, mais conservé les 7 plus brillantes car les autres présentaient une déviation plus importante (Fig. 8). Nous avons choisi sur base d'analyses multiples de garder les étoiles numéro 3, 6 et 7 pour le filtre NB1190 et numéro 6 et 7 pour NB2090 (Fig. 9).

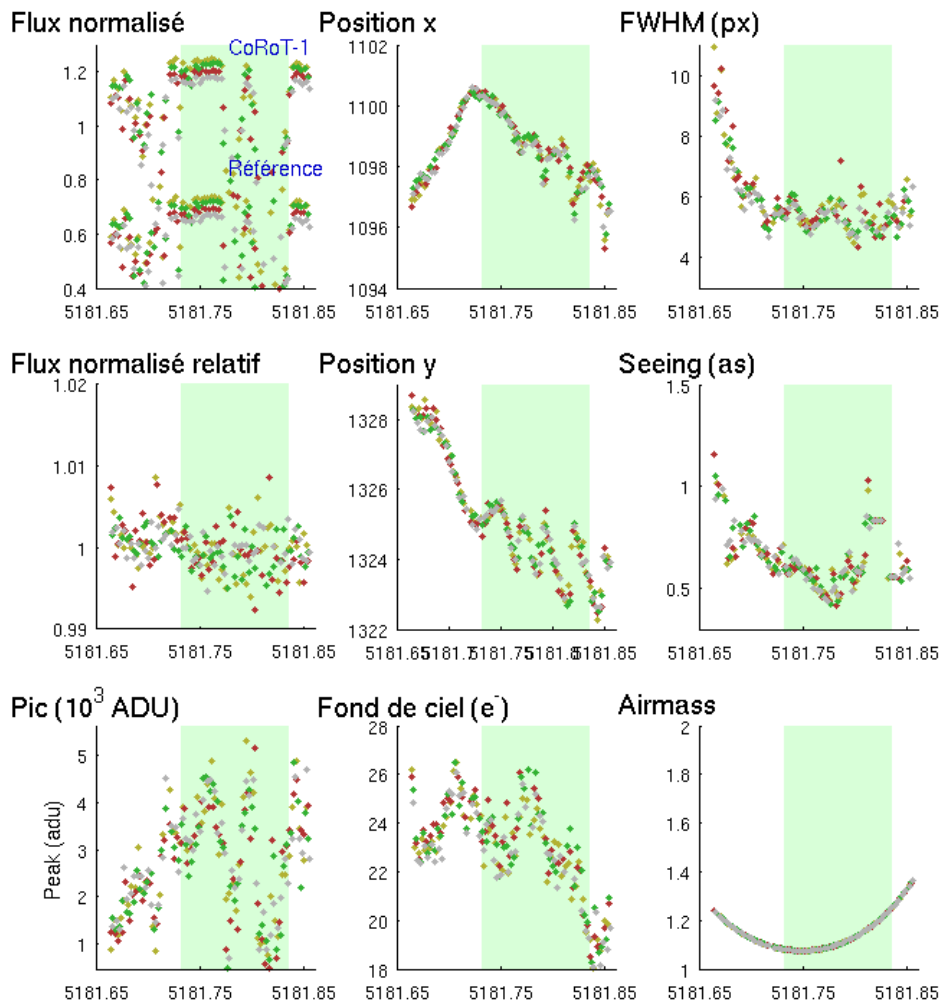
Nous avons utilisé les courbes de lumière de transit dans le filtre R de FORS1 et l'occultation dans le filtre NB2090 publiées<sup>6</sup> par Gillon et al. (2009), les quelques mesures de vitesses radiales SOPHIE (Barge et al., 2008), et une courbe de lumière *Spitzer* à  $3,6\ \mu\text{m}$  lors d'une occultation, afin de contraindre la phase d'occultation lors de la recherche des paramètres de photométrie d'ouverture optimaux, ainsi que lors de l'analyse globale.

---

5. <http://archive.eso.org/asm/ambient-server?night=16+Dec+2009&site=paranal>

6. Elles sont corrigées et notamment disponibles sur <http://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/>. La courbe de lumière de l'occultation à  $2,09\ \mu\text{m}$  est liée à une observation antérieure à celle que nous analysons dans cette annexe.

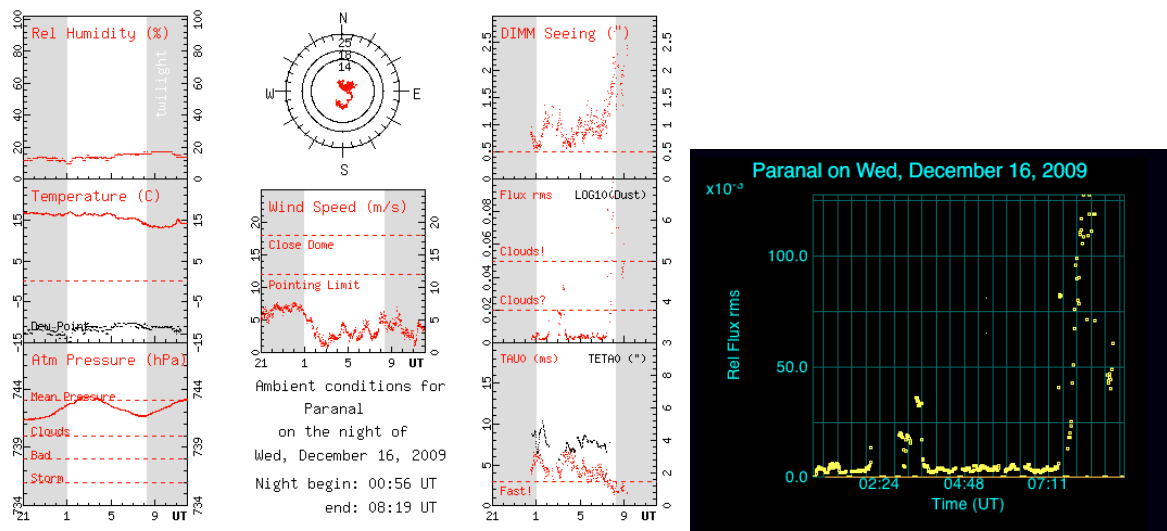




**Figure 5** – Idem que Fig. 1 pour l’observation de CoRoT-1 dans le filtre NB1190.

Nous mesurons une profondeur d’occultation significative à travers le filtre NB1190. Nous avons opté pour un rayon d’ouverture de 13,5 pixels et un retrait du ciel avec un anneau de rayon interne de 27 pixels et de largeur de 13 pixels car ce jeu de paramètres fournissait la plus faible dispersion de la courbe résiduelle. Nous avons obtenu une profondeur de  $1990 \pm 420$  ppm (Fig. 10).

Pour les observations à travers le filtre NB2090, nous avons choisi un rayon d’ouverture de 9,5 pixels et une mesure du ciel avec un anneau de rayon interne de 27 pixels et de largeur de 13 pixels. Nous évaluons une profondeur de  $2000 \pm 560$  ppm (Fig. 11). Celle-ci est en accord avec la profondeur d’occultation de  $2780 \pm$



**Figure 6** – Conditions d’observation sur le site de Paranal durant la nuit du 16 décembre 2009 lors de l’observation de l’occultation de CoRoT-1b à travers le filtre NB1190. La RMS du flux indique la présence de nébulosités. Crédit : ESO.

430 ppm déterminée par Gillon et al. (2009) avec le même instrument et le même filtre avec une observation antérieure. En combinant notre courbe de lumière et celle de Gillon et al. (2009) à  $2,09 \mu\text{m}$ , nous réévaluons la profondeur de cette occultation à  $2600 \pm 510$  ppm. Ces résultats sont préliminaires et nécessitent la réanalyse des observations antérieures dans le filtre NB2090 afin d’harmoniser la réduction de données. En déterminant la profondeur d’occultation par une analyse jointe des deux courbes, nous contraignons cette dernière à  $2320 \pm 380$  ppm (Fig. 12).

Signalons avant toute chose que ces résultats sont préliminaires. Nous n’avons en effet pas encore évalué l’impact du choix des paramètres de réduction et d’analyse de données sur les mesures présentées ici.

Nous comparons nos mesures préliminaires avec des modèles d’atmosphère présentés dans Gillon et al. (2009); Deming et al. (2011); Zhao et al. (2012b, Fig. 13). La mesure combinée des deux occultations observées à  $2,09 \mu\text{m}$  semble être mieux reproduite que celle obtenue initialement par Gillon et al. (2009) par les modèles d’atmosphère présentés dans ces études, en particulier avec le modèle de Deming et al. (2011) considérant une inversion thermique. Comme toutes les autres mesures, elle favorise une redistribution de la chaleur inefficace.

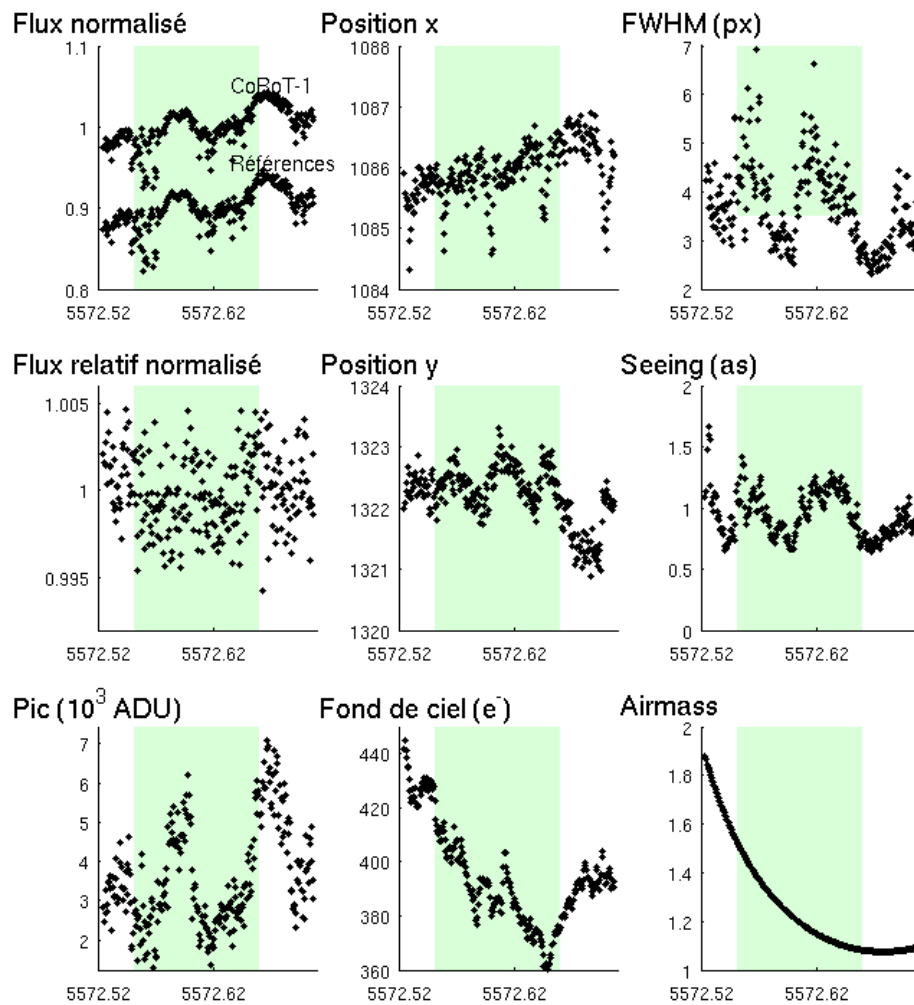
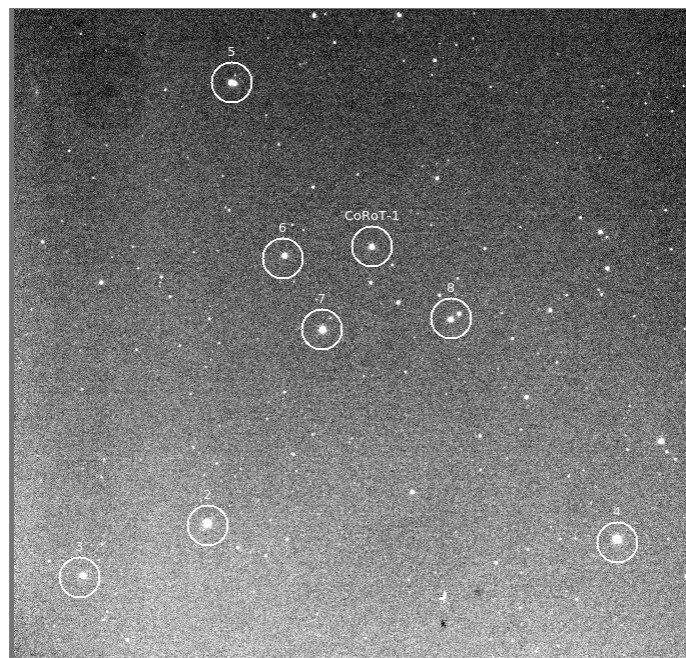
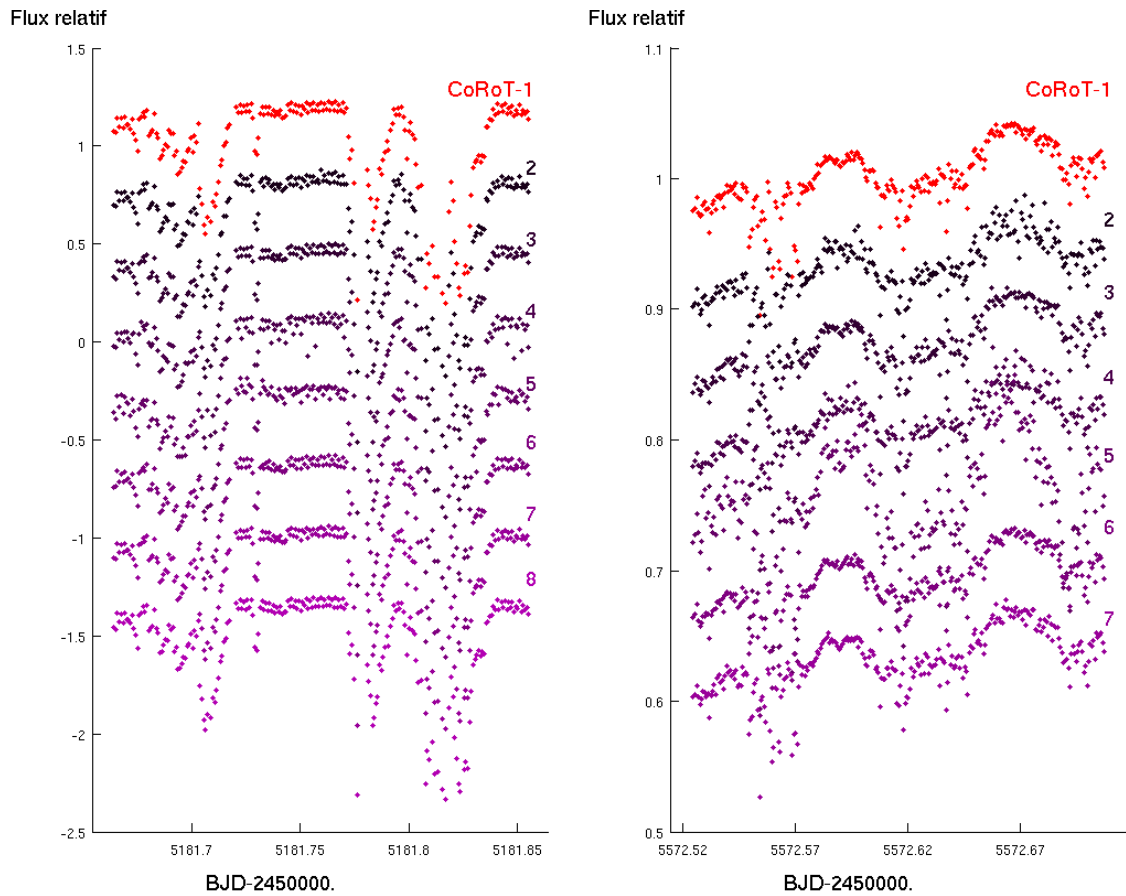


Figure 7 – Idem que Fig. 1 pour l'observation de CoRoT-1 dans le filtre NB2090.

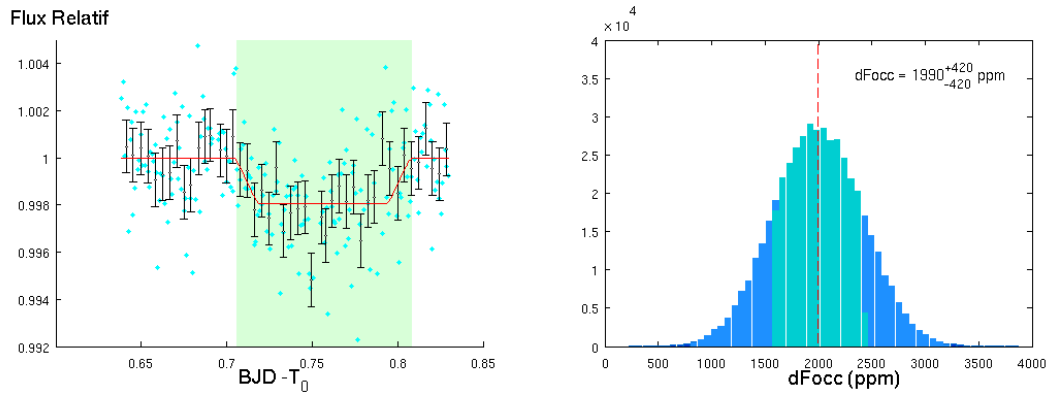
Par contre, notre mesure de profondeur d'occultation à  $1,19 \mu\text{m}$  y apparaît clairement plus élevée qu'attendue. Serait-ce également le signe d'une atmosphère en non équilibre thermodynamique local et/ou chimique comme c'est peut-être le cas de CoRoT-2 b ? Nous laisserons dans ce travail cette question en suspens mais encourageons à répondre à cette question. Nous ajouterons toutefois que les modèles d'atmosphère planétaire de Madhusudhan (2012) produisent généralement une émission planétaire significativement plus élevée dans cette région spectrale en considérant une atmosphère avec un rapport C/O  $> 1$ . Il s'agirait donc d'une piste à suivre. La phase d'occultation de CoRoT-1 b devrait être complétée avec l'instrument WFC3/*Hubble*.



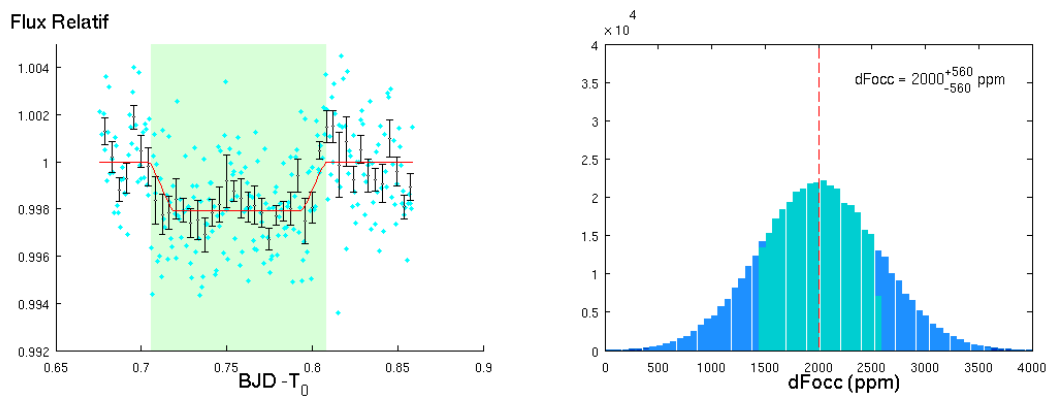
**Figure 8** – Etoiles de comparaison dans le champ de CoRoT-1 des observations HAWK-I dans les filtres NB1190 et NB2090.



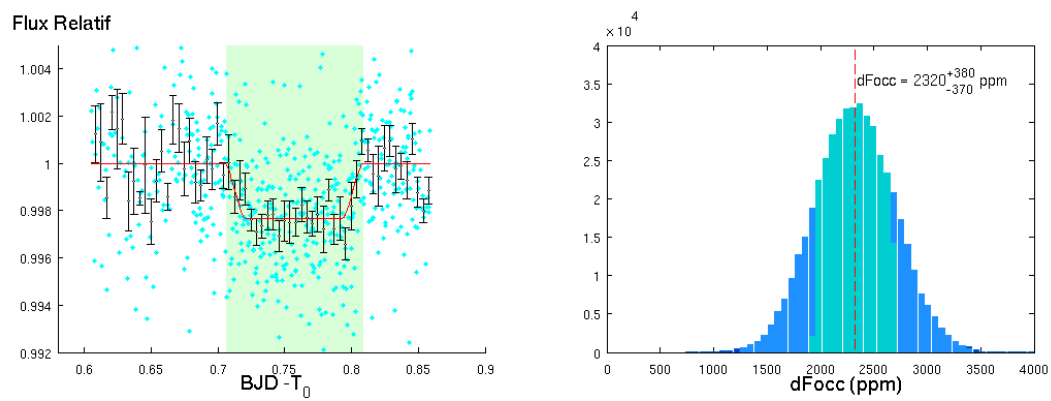
**Figure 9** – Courbes de lumière brutes de CoRoT-1 et des étoiles de comparaison candidates dans les filtres HAWK-I NB1190 (gauche) et NB2090 (droite). Les numéros indiqués sur la droite des courbes de lumière correspondent aux numéros donnés aux étoiles sur la figure 8. La courbe de lumière de l'étoile 8 n'est pas présentée sur la figure de droite car elle présente trop de dispersion.



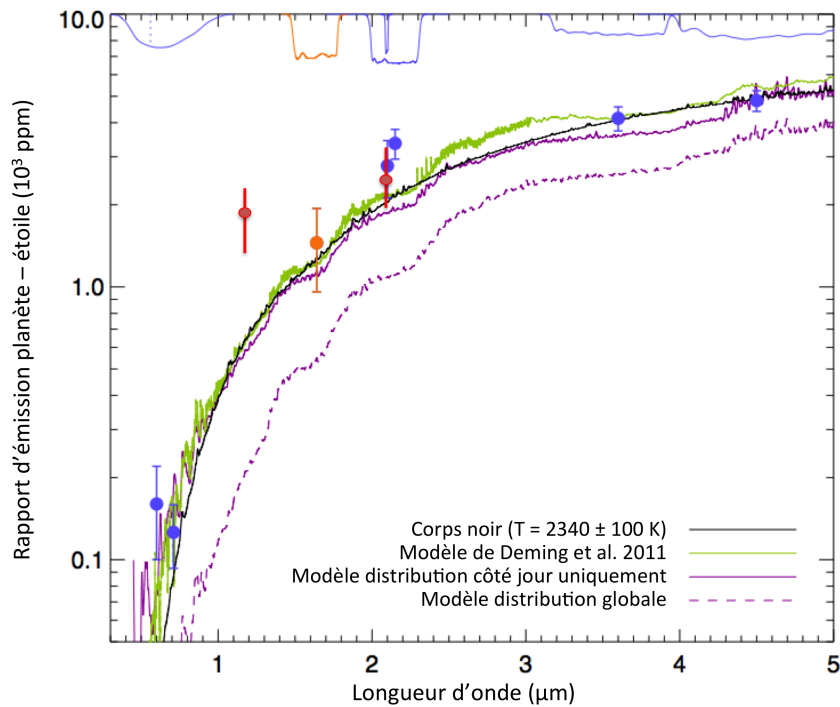
**Figure 10** – A gauche : Courbe de lumière de CoRoT-1 lors de l’observation de l’occultation de sa planète dans le filtre NB1190 de HAWK-I. A droite : PDF de la profondeur de l’occultation ci-contre.



**Figure 11** – A gauche : Courbe de lumière de CoRoT-1 lors de l’observation de l’occultation de sa planète dans le filtre NB2090 de HAWK-I le 11 janvier 2011. A droite : PDF de la profondeur de l’occultation ci-contre.



**Figure 12** – A gauche : Courbe de lumière combinée de CoRoT-1 lors de l’observation de l’occultation de sa planète dans le filtre NB2090 de HAWK-I les 6 janvier 2008 et 11 janvier 2011. A droite : PDF de la profondeur de l’occultation ci-contre.



**Figure 13** – Comparaison de nos mesures (en rouge) avec différents modèles d’atmosphères. La courbe noire présente un modèle de corps noir, la verte un modèle considérant une inversion thermique (Deming et al., 2011), les mauves en traits plein et discontinus proviennent de Gillon et al. (2009) et comparent un modèle avec une distribution de la chaleur inefficace et totalement efficace respectivement. Crédit : adapté de Zhao et al. (2012b).



# Collaborations scientifiques

## Thermal emission at 4.5 and 8 $\mu\text{m}$ of WASP-17b, an extremely large planet in a slightly eccentric orbit

---

Dans ce travail (Anderson, Smith, Lanotte, Barman, Collier Cameron, Campo, Gillon, Harrington, Hellier, Maxted, Queloz, Triaud, & Wheatley, 2011), David Anderson a dirigé l'étude de l'émission thermique du Jupiter chaud WASP-17 b à 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  à l'aide de données *Spitzer* (AOR : 34203904, 34204160). Les observations ont eu lieu simultanément dans les deux canaux de IRAC en mode fullarray le 24 avril et le 1er mai 2009 durant 8,4 h et avec un temps d'exposition de 10,4 s. Dans un premier temps, la photométrie d'ouverture a été utilisée afin de réduire ces données (partie à laquelle je n'ai pas contribué). Etant donné le fond de ciel brillant à 8  $\mu\text{m}$ , le rayon d'ouverture conduisant au meilleur rapport signal sur bruit n'était que de 1,6 pixel. La contribution du fond de ciel dans cette ouverture s'est avérée alors équivalente à celle de l'étoile. Cependant, cette faible ouverture conduit à des modulations du flux normalisé inattendues pour le détecteur d'IRAC à 8  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.23 p. 127). Ces modulations ressemblent à celles observées dans les canaux à 3,6 et 4,5  $\mu\text{m}$  et qui sont dues à l'effet pixel phase (Sect. 3.5.3). Deux explications possibles ont été avancées : soit un effet de sensibilité intrapixel dans les détecteurs en Si:As (bien que pas attendu pour ce type de détecteur), soit un effet de pixellisation (Sect. 3.5.2). Notre contribution à cette étude était de distinguer ces deux éventualités, à l'aide de la photométrie de déconvolution.

Nous avons utilisé la version modifiée de DECPHOT afin de pouvoir construire la PSF partielle à partir des données elles-mêmes (voir Sect. 4.2.3). Une fois la PSF construite, nous avons employé DECPHOT en vue d'obtenir la photométrie

des images. Les courbes résultantes se sont avérées fort similaires à celles obtenues par photométrie d'ouverture, lorsque ces dernières sont corrigées par un modèle de base tenant compte de la position de la PSF au sein du pixel. Nos courbes de lumière ne présentent pas de modulations particulières telles que celles créées par l'effet de phase-pixel. Notons en particulier que nous n'avons eu recours qu'à une seule PSF partielle pour l'ensemble des données, écartant aussi cet effet. Nos résultats ont donc indiqué que les dents de scies observées dans les courbes de lumière issues de la photométrie d'ouverture étaient très probablement dues à un effet de pixellisation et non de pixel phase.

Les profondeurs d'occultation émanant des deux méthodes de photométrie sont similaires. La photométrie issue de DECPHOT est plus "propre" car elle n'introduit pas de corrélation entre les flux normalisés mesurés et la position du détecteur comme le fait la photométrie d'ouverture avec un faible rayon d'ouverture. Elle ne nécessite pas de corrections dues à des effets systématiques provenant de la manière d'effectuer les mesures. Nous avons ainsi montré que DECPHOT était optimal dans la réduction de données fortement affectées par le fond de ciel.

Suite à ces analyses photométriques, les mesures d'émission thermiques à 4,5 et 8  $\mu\text{m}$  de l'étude ont suggéré que l'atmosphère a un faible albédo et une efficacité de redistribution de la chaleur vers le côté nuit.

## Colour-magnitude diagrams of transiting Exoplanets - II. A larger sample from photometric distances

---

Dans ce travail (Triaud, Lanotte, Smalley, & Gillon, 2014), Amaury Triaud a appliqué l'idée (Triaud, 2014) de construire un diagramme couleur-magnitude infrarouge des Jupiters chauds et de le comparer à celui des naines brunes. Afin de connaître les magnitudes des exoplanètes, il est nécessaire de déterminer la profondeur d'occultation dans les différentes bandes passantes ainsi que la magnitude de l'étoile. Les profondeurs d'occultations de l'échantillon de planètes analysées se retrouvent dans la littérature, mais dans la plupart des cas sans mention des magnitudes apparentes des étoiles hôtes.

Notre travail a donc consisté à mesurer la magnitude apparente des étoiles hôtes de planète en transit observées par *Spitzer* dans les différents canaux de IRAC. Nous avons dans ce but réduit une centaine de jeux de données (AOR) à l'aide de notre pipeline EXOPHOT. Nous avons vérifié que la densité de flux de l'étoile mesurée était indépendante du mode d'observation en subarray et full-array et de la mission cryogénique et chaude de *Spitzer* à partir des données de systèmes planétaires intensément observés comme HD 189733 et HD 209458. Idéalement la mesure du flux de l'étoile devrait s'opérer durant la phase d'occultation, c'est-à-dire le seul moment où l'étoile est observée seule (s'il n'y a pas d'autres planètes dans le système). Cependant, le bruit des mesures provenant de l'effet pixel phase est plus important que celui lié à la présence de la planète dans le champ d'observation, si bien que nous avons utilisé des AOR contenant aussi bien la phase de transit que d'occultation. Nous avons toutefois écarté la phase de transit pour notre mesure.

L'étude a permis de comparer le diagramme couleur-magnitude de planètes gazeuses avec celui des "naines ultra-froides" (naines de type spectral M7 et au-delà, regroupant des étoiles de très faible masse et des naines brunes), celles-ci offrant un échantillon de comparaison naturel puisque tous ces objets présentent souvent des températures d'équilibre et des tailles similaires. Ceci devrait théoriquement permettre l'utilisation de nos connaissances des atmosphères des naines ultra-froides et de les appliquer sur celles des exoplanètes. A cette époque, il n'apparaissait pas de planètes qui faisaient penser à des naines T, mais uniquement aux naines L et M. Si la comparaison s'avère correcte, les planètes associées aux naines L et M présenteraient une couche nuageuse dans leur atmosphère conduisant à un spectre de transmission plat. Seules les planètes analogues aux naines T (dépourvues de nuages) pourraient fournir un spectre de transmission non plat. Ce type de planètes devrait également permettre de savoir si les atmosphères planétaires ressemblent plus à celles de naines ultra-froides ou de corps noirs. Actuellement, les profondeurs d'occultations de WASP-80 b indiquent une brillance et une couleur analogue aux naines T4, cependant, son spectre de transmission semble plat et il est encore impossible de distinguer s'il correspond à celui d'un corps noir ou de naine T (Triaud et al., 2015).



# Bibliographie

- Absil O., Le Bouquin J.-B., Berger J.-P., et al., 2011. *Searching for faint companions with VLTI/PIONIER. I. Method and first results*, A&A, 535, A68
- Achilleos N., Miller S., Tennyson J., et al., 1998. *JIM : A time-dependent, three-dimensional model of Jupiter's thermosphere and ionosphere*, Journal of Geophysical Research, 103, 20089
- Aerts C., Christensen-Dalsgaard J., & Kurtz D. W., 2010, *Asteroseismology*. Springer
- Agol E., Cowan N. B., Knutson H. A., et al., 2010. *The Climate of HD 189733b from Fourteen Transits and Eclipses Measured by Spitzer*, ApJ, 721, 1861
- Agol E., Steffen J., Sari R., & Clarkson W., 2005. *On detecting terrestrial planets with timing of giant planet transits*, MNRAS, 359, 567
- Agúndez M., Venot O., Selsis F., & Iro N., 2014. *The Puzzling Chemical Composition of GJ 436b's Atmosphere : Influence of Tidal Heating on the Chemistry*, ApJ, 781, 68
- Aigrain S., Favata F., & Gilmore G., 2004. *Characterising stellar micro-variability for planetary transit searches*, A&A, 414, 1139
- Akeson R. L. & Swain M. R., 1999. *Differential phase mode with the Keck Interferometer*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 194, Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space, Unwin S. & Stachnik R., eds., p. 89

- Alcock C., Allsman R. A., Axelrod T. S., et al., 1993. *The MACHO Project - a Search for the Dark Matter in the Milky-Way*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 43, Sky Surveys. Protostars to Protogalaxies, Soifer B. T., ed., p. 291
- Almenara J. M., Díaz R. F., Mardling R., et al., 2015. *Absolute masses and radii determination in multiplanetary systems without stellar models*, MNRAS, 453, 2644
- Alonso R., Auvergne M., Baglin A., et al., 2008a. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. II. CoRoT-Exo-2b : a transiting planet around an active G star*, A&A, 482, L21
- Alonso R., Barbieri M., Rabus M., et al., 2008b. *Limits to the planet candidate GJ 436c*, A&A, 487, L5
- Alonso R., Deeg H. J., Kabath P., & Rabus M., 2010. *Ground-based Near-infrared Observations of the Secondary Eclipse of CoRoT-2b*, AJ, 139, 1481
- Alonso R., Guillot T., Mazeh T., et al., 2009. *The secondary eclipse of the transiting exoplanet CoRoT-2b*, A&A, 501, L23
- Ammler-von Eiff M., Santos N. C., Sousa S. G., et al., 2009. *A homogeneous spectroscopic analysis of host stars of transiting planets*, A&A, 507, 523
- Anderson D. R., Smith A. M. S., Lanotte A. A., et al., 2011. *Thermal emission at 4.5 and 8  $\mu\text{m}$  of WASP-17b, an extremely large planet in a slightly eccentric orbit*, MNRAS, 416, 2108
- Anderson D. R., Smith A. M. S., Madhusudhan N., et al., 2013. *Thermal emission at 3.6-8  $\mu\text{m}$  from WASP-19b : a hot Jupiter without a stratosphere orbiting an active star*, MNRAS, 430, 3422
- Anglada-Escudé G. & Butler R. P., 2012. *The HARPS-TERRA Project. I. Description of the Algorithms, Performance, and New Measurements on a Few Remarkable Stars Observed by HARPS*, ApJ Suppl. Ser., 200, 15
- Anglada-Escudé G., Rojas-Ayala B., Boss A. P., Weinberger A. J., & 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
- Anglada-Escudé G. & Tuomi M., 2012. *A planetary system with gas giants and super-Earths around the nearby M dwarf GJ 676A. Optimizing data analysis techniques for the detection of multi-planetary systems*, A&A, 548, A58
- Applegate J. H., 1992. *A mechanism for orbital period modulation in close binaries*, ApJ, 385, 621
- Armstrong D. J., Osborn H. P., Brown D. J. A., et al., 2014. *On the abundance of circumbinary planets*, MNRAS, 444, 1873
- Arras P. & Socrates A., 2009. *Thermal Tides in Short Period Exoplanets*, ArXiv e-prints
- , 2010. *Thermal Tides in Fluid Extrasolar Planets*, ApJ, 714, 1
- Baglin A., Auvergne M., Boisnard L., et al., 2006. *CoRoT : a high precision photometer for stellar evolution and exoplanet finding*, in COSPAR Meeting, Vol. 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, p. 3749
- Bailes M., Lyne A. G., & Shemar S. L., 1991. *A planet orbiting the neutron star PSR1829 - 10*, Nature, 352, 311
- Baines K. H., Mickelson M. E., Larson L. E., & Ferguson D. W., 1995. *The abundances of methane and ortho/para hydrogen on Uranus and Neptune : Implications of New Laboratory 4-0 H<sub>2</sub> quadrupole line parameters*, Icarus, 114, 328
- Bakos G., Noyes R. W., Kovács G., et al., 2004. *Wide-Field Millimagitude Photometry with the HAT : A Tool for Extrasolar Planet Detection*, PASP, 116, 266
- Baldwin J. E., Haniff C. A., Mackay C. D., & Warner P. J., 1986. *Closure phase in high-resolution optical imaging*, Nature, 320, 595
- Baliunas S. L., Donahue R. A., Soon W. H., et al., 1995. *Chromospheric variations in main-sequence stars*, ApJ, 438, 269

- Ballard S., Charbonneau D., Deming D., et al., 2010a. *A Search for a Sub-Earth-Sized Companion to GJ 436 and a Novel Method to Calibrate Warm Spitzer IRAC Observations*, PASP, 122, 1341
- Ballard S., Christiansen J. L., Charbonneau D., et al., 2010b. *A Search for Additional Planets in the NASA EPOXI Observations of the Exoplanet System GJ 436*, ApJ, 716, 1047
- Baraffe I., Chabrier G., Allard F., & Hauschildt P. H., 1998. *Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams*, A&A, 337, 403
- Barclay T., Quintana E. V., Adams F. C., et al., 2015. *The Five Planets in the Kepler-296 Binary System All Orbit the Primary : A Statistical and Analytical Analysis*, ArXiv e-prints
- Barge P., Baglin A., Auvergne M., et al., 2008. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. I. CoRoT-Exo-1b : a low-density short-period planet around a G0V star*, A&A, 482, L17
- Barlow R. J., 1989, *Statistics : a guide to the use of statistical methods in the physical sciences*. Wiley
- Barman T. S., Hauschildt P. H., & Allard F., 2001. *Irradiated Planets*, ApJ, 556, 885
- , 2004. *Model Atmospheres for Irradiated Stars in Precataclysmic Variables*, ApJ, 614, 338
- Barman T. S., Hauschildt P. H., Schweitzer A., et al., 2002. *Non-LTE Effects of Na I in the Atmosphere of HD 209458b*, ApJ Letters, 569, L51
- Barman T. S., Konopacky Q. M., Macintosh B., & Marois C., 2015. *Simultaneous Detection of Water, Methane, and Carbon Monoxide in the Atmosphere of Exoplanet HR8799b*, ApJ, 804, 61
- Barnes J. W., Linscott E., & Shporer A., 2011. *Measurement of the Spin-Orbit Misalignment of KOI-13.01 from Its Gravity-darkened Kepler Transit Lightcurve*, ApJ Suppl. Ser., 197, 10



- Barnes S. A., 2007. *Ages for Illustrative Field Stars Using Gyrochronology : Viability, Limitations, and Errors*, ApJ, 669, 1167
- Barry R., Kruk J., Anderson J., et al., 2011. *The exoplanet microlensing survey by the proposed WFIRST Observatory*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8151, SPIE Conference Series, p. 0
- Barry R. K., Danchi W. C., Traub W. A., et al., 2008. *Milliarcsecond N-Band Observations of the Nova RS Ophiuchi : First Science with the Keck Interferometer Nuller*, ApJ, 677, 1253
- Batalha N. M., 2014. *Exploring exoplanet populations with NASA's Kepler Mission*, Proceedings of the National Academy of Science, 111, 12647
- Batalha N. M., Rowe J. F., Bryson S. T., et al., 2013. *Planetary Candidates Observed by Kepler. III. Analysis of the First 16 Months of Data*, ApJ Suppl. Ser., 204, 24
- Bate M. R., Lodato G., & Pringle J. E., 2010. *Chaotic star formation and the alignment of stellar rotation with disc and planetary orbital axes*, MNRAS, 401, 1505
- Batygin K. & Stevenson D. J., 2010. *Inflating Hot Jupiters with Ohmic Dissipation*, ApJ Letters, 714, L238
- Baudoz P., Boccaletti A., Lacour S., et al., 2014. *The high contrast imaging modes of MICADO*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9147, SPIE Conference Series, p. 9
- Bayes T. & Price R., 1763. *An Essay towards Solving a Problem in the Doctrine of Chances*, Philosophical Transactions, 53, 370
- Bean J. L., Benedict G. F., Charbonneau D., et al., 2008. *A Hubble Space Telescope transit light curve for GJ 436b*, A&A, 486, 1039
- Bean J. L., Benedict G. F., & Endl M., 2006. *Metallicities of M Dwarf Planet Hosts from Spectral Synthesis*, ApJ Letters, 653, L65

- Beaulieu J.-P., Bennett D. P., Fouqué P., et al., 2006. *Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing*, *Nature*, 439, 437
- Beaulieu J. P., Carey S., Ribas I., & Tinetti G., 2008. *Primary Transit of the Planet HD 189733b at 3.6 and 5.8  $\mu\text{m}$* , *ApJ*, 677, 1343
- Beaulieu J.-P., Tinetti G., Kipping D. M., et al., 2011. *Methane in the Atmosphere of the Transiting Hot Neptune GJ436B?*, *ApJ*, 731, 16
- Becker J. C., Vanderburg A., Adams F. C., Rappaport S. A., & Schwengeler H. M., 2015. *WASP-47 : A Hot Jupiter System with Two Additional Planets Discovered by K2*, ArXiv e-prints
- Benedict G. F., McArthur B. E., Forveille T., et al., 2002. *A Mass for the Extrasolar Planet Gliese 876b Determined from Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3 Astrometry and High-Precision Radial Velocities*, *ApJ Letters*, 581, L115
- Benedict G. F., McArthur B. E., Gatewood G., et al., 2006. *The Extrasolar Planet  $\epsilon$  Eridani b : Orbit and Mass*, *AJ*, 132, 2206
- Bennett D. P., Bond I. A., Udalski A., et al., 2008. *A Low-Mass Planet with a Possible Sub-Stellar-Mass Host in Microlensing Event MOA-2007-BLG-192*, *ApJ*, 684, 663
- Bennett D. P. & Rhie S. H., 2002. *Simulation of a Space-based Microlensing Survey for Terrestrial Extrasolar Planets*, *ApJ*, 574, 985
- Berdyugina S. V., 2005. *Starspots : A Key to the Stellar Dynamo*, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 8
- 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
- Berta Z. K., Irwin J., Charbonneau D., Burke C. J., & Falco E. E., 2012. *Transit Detection in the MEarth Survey of Nearby M Dwarfs : Bridging the Clean-first, Search-later Divide*, *AJ*, 144, 145

- Beust H., Bonfils X., Montagnier G., Delfosse X., & Forveille T., 2012. *Dynamical evolution of the Gliese 436 planetary system. Kozai migration as a potential source for Gliese 436b's eccentricity*, A&A, 545, A88
- Beuzit J.-L., Feldt M., Dohlen K., et al., 2008. *SPHERE : a 'Planet Finder' instrument for the VLT*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, SPIE Conference Series, p. 18
- Biesiadzinski T., Lorenzon W., Newman R., et al., 2011. *Reciprocity Failure in HgCdTe Detectors : Measurements and Mitigation*, PASP, 123, 958
- Birkby J., de Kok R., Brogi M., et al., 2013a. *Characterising Exoplanet Atmospheres with High-resolution Spectroscopy*, The Messenger, 154, 57
- Birkby J. L., de Kok R. J., Brogi M., et al., 2013b. *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
- Birney D. S., Gonzalez G., & Oesper D., 2006, *Observational Astronomy*. Cambridge University Press
- Blecic J., Harrington J., Madhusudhan N., et al., 2013. *Thermal Emission of WASP-14b Revealed with Three Spitzer Eclipses*, ApJ, 779, 5
- Bohlin R. C., Lindler D. J., & Riess A., 2005, *Grism Sensitivities and Apparent Non-Linearity*. Tech. rep., Space Telescope Science Institute
- Boisse I., Dumusque X., Santos N. C., et al., 2014. *Stellar Variabilities : Challenges for the Detection and Characterization of Exoplanets*, in IAU Symposium, Vol. 293, IAU Symposium, Haghhighipour N., ed., pp. 388–392
- Bond I. A., Abe F., Dodd R. J., et al., 2001. *Real-time difference imaging analysis of MOA Galactic bulge observations during 2000*, MNRAS, 327, 868
- Bond I. A., Udalski A., Jaroszyński M., et al., 2004. *OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : A Planetary Microlensing Event*, ApJ Letters, 606, L155
- Bond P., 2012, *Exploring the Solar System*. Wiley-Blackwell

- Bonfils X., 2006, *Recherche et étude de planètes autour de naines M*, PhD thesis, Université Joseph Fourier and Université de Genève
- Bonfils X., Almenara J. M., Jocu L., et al., 2015. *ExTrA : Exoplanets in Transit and their Atmospheres*, ArXiv e-prints
- Bonfils X., Delfosse X., Udry S., et al., 2005. *Metallicity of M dwarfs. I. A photometric calibration and the impact on the mass-luminosity relation at the bottom of the main sequence*, A&A, 442, 635
- 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
- Borucki W. J., Koch D., Basri G., et al., 2010. *Kepler Planet-Detection Mission : Introduction and First Results*, Science, 327, 977
- Bouchy F. & Queloz D., 2003, *HARPS, DRS user manual*
- Bouchy F., Queloz D., Deleuil M., et al., 2008. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. III. The spectroscopic transit of CoRoT-Exo-2b with SOPHIE and HARPS*, A&A, 482, L25
- Boué G., Montalto M., Boisse I., Oshagh M., & Santos N. C., 2013. *New analytical expressions of the Rossiter-McLaughlin effect adapted to different observation techniques*, A&A, 550, A53
- Bracewell R. N., 1978. *Detecting nonsolar planets by spinning infrared interferometer*, Nature, 274, 780
- Broeg C., Fortier A., Ehrenreich D., et al., 2013. *CHEOPS : A transit photometry mission for ESA's small mission programme*, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 47, European Physical Journal Web of Conferences, p. 3005
- Brogi M., Snellen I. A. G., de Kok R. J., et al., 2012. *The signature of orbital motion from the dayside of the planet  $\tau$  Boötis b*, Nature, 486, 502
- , 2013. *Detection of Molecular Absorption in the Dayside of Exoplanet 51 Pegasi b ?*, ApJ, 767, 27

- Bruno G., 1584, *De l'infinito, universo e mondi*
- Buchhave L. A. & Latham D. W., 2015. *The Metallicities of Stars With and Without Transiting Planets*, ArXiv e-prints
- Burrows A., Budaj J., & Hubeny I., 2008. *Theoretical Spectra and Light Curves of Close-in Extrasolar Giant Planets and Comparison with Data*, ApJ, 678, 1436
- Burrows A., Hubeny I., Budaj J., Knutson H. A., & Charbonneau D., 2007. *Theoretical Spectral Models of the Planet HD 209458b with a Thermal Inversion and Water Emission Bands*, ApJ Letters, 668, L171
- Burrows A., Sudarsky D., & Hubeny I., 2006. *Theory for the Secondary Eclipse Fluxes, Spectra, Atmospheres, and Light Curves of Transiting Extrasolar Giant Planets*, ApJ, 650, 1140
- Burrows A. S., 2014. *Highlights in the study of exoplanet atmospheres*, Nature, 513, 345
- Butler R. P., Marcy G. W., Fischer D. A., et al., 1999. *Evidence for Multiple Companions to  $\psi$  Andromedae*, ApJ, 526, 916
- Butler R. P., Marcy G. W., Williams E., et al., 1996. *Attaining Doppler Precision of 3 M s<sup>-1</sup>*, PASP, 108, 500
- Butler R. P., Vogt S. S., Marcy G. W., et al., 2004. *A Neptune-Mass Planet Orbiting the Nearby M Dwarf GJ 436*, ApJ, 617, 580
- Cabrera J., Csizmadia S., Montagnier G., et al., 2015. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XXVII. CoRoT-28b, a planet orbiting an evolved star, and CoRoT-29b, a planet showing an asymmetric transit*, A&A, 579, A36
- Cáceres C., Ivanov V. D., Minniti D., et al., 2011. *A ground-based K<sub>S</sub>-band detection of the thermal emission from the transiting exoplanet WASP-4b*, A&A, 530, A5
- , 2009. *High cadence near infrared timing observations of extrasolar planets. I. GJ 436b and XO-1b*, A&A, 507, 481

- Campo C. J., Harrington J., Hardy R. A., et al., 2011. *On the Orbit of Exoplanet WASP-12b*, ApJ, 727, 125
- Carroll B. W. & Ostlie D. A., 2007, *An Introduction to Modern Astrophysics, second edition*. Addison-Wesley
- Carter J. A., Agol E., Chaplin W. J., et al., 2012. *Kepler-36 : A Pair of Planets with Neighboring Orbits and Dissimilar Densities*, Science, 337, 556
- Casagrande L., Flynn C., & Bessell M., 2008. *M dwarfs : effective temperatures, radii and metallicities*, MNRAS, 389, 585
- Casali M., Pirard J.-F., Kissler-Patig M., et al., 2006. *HAWK-I : the new wide-field IR imager for the VLT*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6269, SPIE Conference Series
- Casertano S., Lattanzi M. G., Sozzetti A., et al., 2008. *Double-blind test program for astrometric planet detection with Gaia*, A&A, 482, 699
- 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
- Cassen P., Guillot T., & Quirrenbach A., 2007, *Extrasolar Planets : Saas Fee Advanced Course 31*. Springer Science and Business Media
- Chantry V., 2009, *Gravitationally lensed quasars : light curves, observational constraints, modeling and the Hubble constant*, PhD thesis, Université de Liège
- Chaplin W. J., Sanchis-Ojeda R., Campante T. L., et al., 2013. *Asteroseismic Determination of Obliquities of the Exoplanet Systems Kepler-50 and Kepler-65*, ApJ, 766, 101
- Charbonneau D., Allen L. E., Megeath S. T., et al., 2005. *Detection of Thermal Emission from an Extrasolar Planet*, ApJ, 626, 523
- Charbonneau D., Berta Z. K., Irwin J., et al., 2009. *A super-Earth transiting a nearby low-mass star*, Nature, 462, 891
- Charbonneau D., Brown T. M., Latham D. W., & Mayor M., 2000. *Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star*, ApJ Letters, 529, L45

- Charbonneau D., Brown T. M., Noyes R. W., & Gilliland R. L., 2002. *Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere*, ApJ, 568, 377
- Charbonneau D., Knutson H. A., Barman T., et al., 2008. *The Broadband Infrared Emission Spectrum of the Exoplanet HD 189733b*, ApJ, 686, 1341
- Charbonneau D., Noyes R. W., Korzennik S. G., et al., 1999. *An Upper Limit on the Reflected Light from the Planet Orbiting the Star  $\tau$  Bootis*, ApJ Letters, 522, L145
- Charpinet S., Fontaine G., Brassard P., et al., 2011. *A compact system of small planets around a former red-giant star*, Nature, 480, 496
- Claret A., 2004. *A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models III. Sloan filters : Calculations for  $-5.0 < \log [M/H] < +1$ ,  $2000 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 50\,000 \text{ K}$  at several surface gravities*, A&A, 428, 1001
- Claret A. & Bloemen S., 2011. *Gravity and limb-darkening coefficients for the Kepler, CoRoT, Spitzer, uvby, UBVRIJHK, and Sloan photometric systems*, A&A, 529, A75
- Cody A. M., 2012, *A Search for Pulsation in Young Brown Dwarfs and Very Low Mass Stars*, PhD thesis, California Institute of Technology
- Collier Cameron A., Guenther E., Smalley B., et al., 2010. *Line-profile tomography of exoplanet transits - II. A gas-giant planet transiting a rapidly rotating A5 star*, MNRAS, 407, 507
- Correia A. C. M., 2014. *Transit light curve and inner structure of close-in planets*, A&A, 570, L5
- Correia A. C. M. & Laskar J., 2010, *Tidal Evolution of Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 239–266
- Coughlin J. L., Stringfellow G. S., Becker A. C., et al., 2008. *New Observations and a Possible Detection of Parameter Variations in the Transits of Gliese 436b*, ApJ Letters, 689, L149

- Courbin F., 1999, *Déconvolution et combinaison optimale d'images astronomiques : application au cas des mirages gravitationnels*, PhD thesis, Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Belgium ; Observatoire de Paris Meudon - DAEC, France
- Cowan N. B., Agol E., & Charbonneau D., 2007. *Hot nights on extrasolar planets : mid-infrared phase variations of hot Jupiters*, MNRAS, 379, 641
- Cowan N. B., Machalek P., Croll B., et al., 2012. *Thermal Phase Variations of WASP-12b : Defying Predictions*, ApJ, 747, 82
- Croll B., Albert L., Lafreniere D., Jayawardhana R., & Fortney J. J., 2010a. *Near-Infrared Thermal Emission from the Hot Jupiter TrES-2b : Ground-based Detection of the Secondary Eclipse*, ApJ, 717, 1084
- Croll B., Jayawardhana R., Fortney J. J., Lafrenière D., & Albert L., 2010b. *Near-infrared Thermal Emission from TrES-3b : A Ks-band Detection and an H-band Upper Limit on the Depth of the Secondary Eclipse*, ApJ, 718, 920
- Croll B., Lafreniere D., Albert L., et al., 2011. *Near-infrared Thermal Emission from WASP-12b : Detections of the Secondary Eclipse in Ks, H, and J*, AJ, 141, 30
- Crossfield I. J. M., 2015. *Observations of Exoplanet Atmospheres*, ArXiv e-prints
- Crossfield I. J. M., Barman T., Hansen B. M. S., & Howard A. W., 2013. *Warm ice giant GJ 3470b. I. A flat transmission spectrum indicates a hazy, low-methane, and/or metal-rich atmosphere*, A&A, 559, A33
- 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
- Cruz P., Barrado D., Lillo-Box J., et al., 2015. *Detection of the secondary eclipse of WASP-10b in the Ks-band*, A&A, 574, A103
- Cumming A., 2010, *Statistical Distribution of Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 191–214
- 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



- Czesla S., Huber K. F., Wolter U., Schröter S., & Schmitt J. H. M. M., 2009. *How stellar activity affects the size estimates of extrasolar planets*, A&A, 505, 1277
- Czesla S., Schröter S., Wolter U., et al., 2012. *The extended chromosphere of CoRoT-2A. Discovery and analysis of the chromospheric Rossiter-McLaughlin effect*, A&A, 539, A150
- Dawson R. I. & Murray-Clay R. A., 2013. *Giant Planets Orbiting Metal-rich Stars Show Signatures of Planet-Planet Interactions*, ApJ Letters, 767, L24
- de Mooij E. J. W., Brogi M., de Kok R. J., et al., 2013. *The GROUSE project. III.  $K_s$ -band observations of the thermal emission from WASP-33b*, A&A, 550, A54
- de Mooij E. J. W., de Kok R. J., Nefs S. V., & Snellen I. A. G., 2011. *The GROUSE project. II. Detection of the  $K_s$ -band secondary eclipse of exoplanet HAT-P-1b*, A&A, 528, A49
- de Mooij E. J. W. & Snellen I. A. G., 2009. *Ground-based K-band detection of thermal emission from the exoplanet TrES-3b*, A&A, 493, L35
- de Wit J., Gillon M., Demory B.-O., & Seager S., 2012. *Towards consistent mapping of distant worlds : secondary-eclipse scanning of the exoplanet HD 189733b*, A&A, 548, A128
- Delfosse X., Donati J.-F., Kouach D., et al., 2013. *World-leading science with SPIRou - The nIR spectropolarimeter / high-precision velocimeter for CFHT*, in SF2A-2013 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, Cambresy L., Martins F., Nuss E., & Palacios A., eds., pp. 497–508
- Delfosse X., Forveille T., Perrier C., & Mayor M., 1998. *Rotation and chromospheric activity in field M dwarfs*, A&A, 331, 581
- Delfosse X., Forveille T., Ségransan D., et al., 2000. *Accurate masses of very low mass stars. IV. Improved mass-luminosity relations*, A&A, 364, 217

- Delorme P., Collier Cameron A., Hebb L., et al., 2011. *Stellar rotation in the Hyades and Praesepe : gyrochronology and braking time-scale*, MNRAS, 413, 2218
- Delrez L., 2012, *Caractérisation des exoplanètes en transit WASP-34b, WASP-35b et WASP-44b à l'aide du télescope TRAPPIST*, Master's thesis, Université de Liège
- Deming D., 2009. *Emergent Exoplanet Flux : Review of the Spitzer Results*, in IAU Symposium, Vol. 253, IAU Symposium, pp. 197–207
- Deming D., Harrington J., Laughlin G., et al., 2007. *Spitzer Transit and Secondary Eclipse Photometry of GJ 436b*, ApJ Letters, 667, L199
- Deming D., Knutson H., Agol E., et al., 2011. *Warm Spitzer Photometry of the Transiting Exoplanets CoRoT-1 and CoRoT-2 at Secondary Eclipse*, ApJ, 726, 95
- Deming D. & Seager S., 2009. *Light and shadow from distant worlds*, Nature, 462, 301
- Deming D., Seager S., Richardson L. J., & Harrington J., 2005. *Infrared radiation from an extrasolar planet*, Nature, 434, 740
- Demory B., Gillon M., Barman T., et al., 2007. *Characterization of the hot Neptune GJ 436 b with Spitzer and ground-based observations*, A&A, 475, 1125
- Demory B.-O., de Wit J., Lewis N., et al., 2013a. *Inference of Inhomogeneous Clouds in an Exoplanet Atmosphere*, ApJ Letters, 776, L25
- Demory B.-O., Gillon M., Madhusudhan N., & Queloz D., 2015. *Variability in the super-Earth 55 Cnc e*, ArXiv e-prints
- Demory B.-O., Torres G., Neves V., et al., 2013b. *Spitzer Observations of GJ 3470 b : A Very Low-density Neptune-size Planet Orbiting a Metal-rich M Dwarf*, ApJ, 768, 154
- Désert J., Lecavelier des Etangs A., Hébrard G., et al., 2009. *Search for Carbon Monoxide in the Atmosphere of the Transiting Exoplanet HD 189733b*, ApJ, 699, 478

- Désert J.-M., Sing D., Vidal-Madjar A., et al., 2011. *Transit spectrophotometry of the exoplanet HD 189733b. II. New Spitzer observations at 3.6  $\mu\text{m}$* , A&A, 526, A12
- Diamond-Lowe H., Stevenson K. B., Bean J. L., Line M. R., & Fortney J. J., 2014. *New Analysis Indicates No Thermal Inversion in the Atmosphere of HD 209458b*, ApJ, 796, 66
- Doyle L. R., 2013, *Extrasolar Planets : XVI Canary Islands Winter School of Astrophysics*, Cambridge University Press
- Doyle L. R., Carter J. A., Fabrycky D. C., et al., 2011. *Kepler-16 : A Transiting Circumbinary Planet*, Science, 333, 1602
- Dravins D., Lindegren L., Mezey E., & Young A. T., 1997. *Atmospheric Intensity Scintillation of Stars, I. Statistical Distributions and Temporal Properties*, PASP, 109, 173
- Dressing C. D. & Charbonneau D., 2013. *The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars*, ApJ, 767, 95
- Dumusque X., Pepe F., Lovis C., et al., 2012. *An Earth-mass planet orbiting  $\alpha$  Centauri B*, Nature, 491, 207
- Eastman J., Siverd R., & Gaudi B. S., 2010. *Achieving Better Than 1 Minute Accuracy in the Heliocentric and Barycentric Julian Dates*, PASP, 122, 935
- Eggenberger A. & Udry S., 2010. *Detection and Characterization of Extrasolar Planets through Doppler Spectroscopy*, in EAS Publications Series, Vol. 41, EAS Publications Series, Montmerle T., Ehrenreich D., & Lagrange A.-M., eds., pp. 27–75
- Ehrenreich D., 2007, *Caractères de planètes extrasolaires : des observations de planètes géantes en transit aux modèles de planètes de taille terrestre*, PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- Ehrenreich D., Bourrier V., Bonfils X., et al., 2012. *Hint of a transiting extended atmosphere on 55 Cancri b*, A&A, 547, A18

- Ehrenreich D., Bourrier V., Wheatley P. J., et al., 2015. *A giant comet-like cloud of hydrogen escaping the warm Neptune-mass exoplanet GJ 436b*, *Nature*, 522, 459
- Ehrenreich D., Hébrard G., Lecavelier des Etangs A., et al., 2007. *A Spitzer Search for Water in the Transiting Exoplanet HD 189733b*, *ApJ Letters*, 668, L179
- Ehrenreich D., Lecavelier des Etangs A., Beaulieu J.-P., & Grasset O., 2006. *On the Possible Properties of Small and Cold Extrasolar Planets : Is OGLE 2005-BLG-390Lb Entirely Frozen ?*, *ApJ*, 651, 535
- Einstein A., 1936. *Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field*, *Science*, 84, 506
- Endl M., Caldwell D. A., Barclay T., et al., 2014. *Kepler-424 b : A “Lonely” Hot Jupiter that Found a Companion*, *ApJ*, 795, 151
- Enoch B., Collier Cameron A., Parley N. R., & Hebb L., 2010. *An improved method for estimating the masses of stars with transiting planets*, *A&A*, 516, A33
- Ertel S., Absil O., Defrère D., et al., 2014. *A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in H band with VLTI/PIONIER*, *A&A*, 570, A128
- Fabrycky D. & Tremaine S., 2007. *Shrinking Binary and Planetary Orbits by Kozai Cycles with Tidal Friction*, *ApJ*, 669, 1298
- Fabrycky D. C. & Murray-Clay R. A., 2010. *Stability of the Directly Imaged Multiplanet System HR 8799 : Resonance and Masses*, *ApJ*, 710, 1408
- Faigler S., Tal-Or L., Mazeh T., Latham D. W., & Buchhave L. A., 2013. *BEER Analysis of Kepler and CoRoT Light Curves. I. Discovery of Kepler-76b : A Hot Jupiter with Evidence for Superrotation*, *ApJ*, 771, 26
- Fazio G. G., Hora J. L., Allen L. E., et al., 2004. *The Infrared Array Camera (IRAC) for the Spitzer Space Telescope*, *ApJ Suppl. Ser.*, 154, 10
- Fischer D. A., Marcy G. W., Butler R. P., et al., 2008. *Five Planets Orbiting 55 Cancri*, *ApJ*, 675, 790

- Fischer D. A. & Valenti J., 2005. *The Planet-Metallicity Correlation*, ApJ, 622, 1102
- Fixsen D. J. & Dwek E., 2002. *The Zodiacal Emission Spectrum as Determined by COBE and Its Implications*, ApJ, 578, 1009
- Ford E. B., 2005. *Quantifying the Uncertainty in the Orbits of Extrasolar Planets*, AJ, 129, 1706
- , 2006. *Improving the Efficiency of Markov Chain Monte Carlo for Analyzing the Orbits of Extrasolar Planets*, ApJ, 642, 505
- Ford E. B. & Rasio F. A., 2008. *Origins of Eccentric Extrasolar Planets : Testing the Planet-Planet Scattering Model*, ApJ, 686, 621
- Fortney J. J., 2005. *The effect of condensates on the characterization of transiting planet atmospheres with transmission spectroscopy*, MNRAS, 364, 649
- Fortney J. J., Lodders K., Marley M. S., & Freedman R. S., 2008. *A Unified Theory for the Atmospheres of the Hot and Very Hot Jupiters : Two Classes of Irradiated Atmospheres*, ApJ, 678, 1419
- Fortney J. J., Marley M. S., Lodders K., Saumon D., & Freedman R., 2005. *Comparative Planetary Atmospheres : Models of TrES-1 and HD 209458b*, ApJ Letters, 627, L69
- Fortney J. J., Mordasini C., Nettelmann N., et al., 2013. *A Framework for Characterizing the Atmospheres of Low-mass Low-density Transiting Planets*, ApJ, 775, 80
- Fortney J. J., Saumon D., Marley M. S., Lodders K., & Freedman R. S., 2006. *Atmosphere, Interior, and Evolution of the Metal-rich Transiting Planet HD 149026b*, ApJ, 642, 495
- Fortney J. J., Shabram M., Showman A. P., et al., 2010. *Transmission Spectra of Three-Dimensional Hot Jupiter Model Atmospheres*, ApJ, 709, 1396
- Fortney J. J., Sudarsky D., Hubeny I., et al., 2003. *On the Indirect Detection of Sodium in the Atmosphere of the Planetary Companion to HD 209458*, ApJ, 589, 615

- Fowler A. M. & Gatley I., 1990. *Demonstration of an algorithm for read-noise reduction in infrared arrays*, ApJ Letters, 353, L33
- Freedman R. S., Marley M. S., & Lodders K., 2008. *Line and Mean Opacities for Ultracool Dwarfs and Extrasolar Planets*, ApJ Suppl. Ser., 174, 504
- Fressin F., Knutson H. A., Charbonneau D., et al., 2010. *The Broadband Infrared Emission Spectrum of the Exoplanet TrES-3*, ApJ, 711, 374
- Fressin F., Torres G., Charbonneau D., et al., 2013. *The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets*, ApJ, 766, 81
- Fröhlich C. & Lean J., 2004. *Solar radiative output and its variability : evidence and mechanisms*, A&A Rev., 12, 273
- Gardner J. P., Mather J. C., Clampin M., et al., 2006. *Science with the James Webb space telescope*, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 6265, SPIE Conference Series
- Garnett J. D. & Forrest W. J., 1993. *Multiply sampled read-limited and background-limited noise performance*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference Series, Vol. 1946, Infrared Detectors and Instrumentation, Fowler A. M., ed., pp. 395–404
- Gaudi B. S., Bennett D. P., Udalski A., et al., 2008. *Discovery of a Jupiter/Saturn Analog with Gravitational Microlensing*, Science, 319, 927
- Gautier D. & Owen T., 1989, *The composition of outer planet atmospheres*, The University of Arizona Press, pp. 487–512
- Gelman A. & Rubin D. B., 1992. *Inference from Iterative Simulation Using Multiple Sequences*, Statistical Science, 7, 457
- Giacobbe P., Damasso M., Sozzetti A., et al., 2012. *Photometric transit search for planets around cool stars from the western Italian Alps : a pilot study*, MNRAS, 424, 3101
- Gibson N. P., Aigrain S., Pollacco D. L., et al., 2010. *Ground-based detection of thermal emission from the exoplanet WASP-19b*, MNRAS, 404, L114

- Gillon M., 2006, *Contribution à la mission CoRoT et à la recherche d'exoplanètes par la méthode des transits*, PhD thesis, Université de Liège
- Gillon M., Demory B., Barman T., et al., 2007a. *Accurate Spitzer infrared radius measurement for the hot Neptune GJ 436b*, A&A, 471, L51
- Gillon M., Demory B., Triaud A. H. M. J., et al., 2009. *VLT transit and occultation photometry for the bloated planet CoRoT-1b*, A&A, 506, 359
- Gillon M., Jehin E., Delrez L., et al., 2013. *SPECULOOS : Search for habitable Planets EClipsing ULtra-cOOl Stars*, in Protostars and Planets VI Posters, p. 66
- Gillon M., Lanotte A. A., Barman T., et al., 2010. *The thermal emission of the young and massive planet CoRoT-2b at 4.5 and 8  $\mu$ m*, A&A, 511, A3+
- Gillon M., Magain P., Chantry V., et al., 2007b. *DECPHOT : An Optimal Deconvolution-based Photometric Reduction Method*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 366, Transiting Extrapolar Planets Workshop, C. Afonso, D. Wel Drake, & T. Henning, ed., pp. 113–+
- Gillon M., Pont F., Demory B., et al., 2007c. *Detection of transits of the nearby hot Neptune GJ 436 b*, A&A, 472, L13
- Gillon M., Pont F., Moutou C., et al., 2006. *High accuracy transit photometry of the planet OGLE-TR-113b with a new deconvolution-based method*, A&A, 459, 249
- Gillon M., Triaud A. H. M. J., Fortney J. J., et al., 2012. *The TRAPPIST survey of southern transiting planets. I. Thirty eclipses of the ultra-short period planet WASP-43 b*, A&A, 542, A4
- Gilmozzi R. & Spyromilio J., 2007. *The European Extremely Large Telescope (E-ELT)*, The Messenger, 127, 11
- Giménez A., 2006. *Equations for the Analysis of the Rossiter-McLaughlin Effect in Extrasolar Planetary Transits*, ApJ, 650, 408
- Gizon L. & Solanki S. K., 2003. *Determining the Inclination of the Rotation Axis of a Sun-like Star*, ApJ, 589, 1009

- Gladysz S., Thatte N. A., Clarke F., Tecza M., & Salter G. S., 2010. *Coronagraphic capability for HARMONI at the E-ELT*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, SPIE Conference Series, p. 89
- Gold T. & Soter S., 1969. *Atmospheric Tides and the Resonant Rotation of Venus*, Icarus, 11, 356
- Gould A., Dong S., Gaudi B. S., et al., 2010. *Frequency of Solar-like Systems and of Ice and Gas Giants Beyond the Snow Line from High-magnification Microlensing Events in 2005-2008*, ApJ, 720, 1073
- Gregory P. C., 2005, *Bayesian Logical Data Analysis for the Physical Sciences : A Comparative Approach with 'Mathematica' Support*. Cambridge University Press
- Griffin M. J., Swinyard B. M., & Vigroux L., 2001. *The SPIRE Instrument for Herschel*, in ESA Special Publication, Vol. 460, The Promise of the Herschel Space Observatory, Pilbratt G. L., Cernicharo J., Heras A. M., Prusti T., & Harris R., eds., p. 37
- Grillmair C. J., Carey S. J., Stauffer J. R., et al., 2012. *Pointing effects and their consequences for Spitzer IRAC exoplanet observations*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8448, SPIE Conference Series, p. 1
- Grillmair C. J., Charbonneau D., Burrows A., et al., 2007. *A Spitzer Spectrum of the Exoplanet HD 189733b*, ApJ Letters, 658, L115
- Guillot T., 2005. *THE INTERIORS OF GIANT PLANETS : Models and Outstanding Questions*, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 33, 493
- Guillot T. & Havel M., 2011. *An analysis of the CoRoT-2 system : a young spotted star and its inflated giant planet*, A&A, 527, A20
- Hall D. S. & Henry G. W., 1994. *The Law of Starspot Lifetimes*, International Amateur-Professional Photoelectric Photometry Communications, 55, 51



- Hastings W., 1970. *Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications*, *Biometrika*, 57, 97
- Haswell C. A., 2010, *Transiting Exoplanets*. Cambridge University Press
- Haywood M., Robin A. C., & Creze M., 1997. *The evolution of the Milky Way disc. I. Vertical structure and local constraints.*, *A&A*, 320, 428
- Haywood R. D., Collier Cameron A., Queloz D., et al., 2014. *Planets and stellar activity : hide and seek in the CoRoT-7 system*, *MNRAS*, 443, 2517
- Henderson C. B., Gaudi B. S., Han C., et al., 2014. *Optimal Survey Strategies and Predicted Planet Yields for the Korean Microlensing Telescope Network*, *ApJ*, 794, 52
- Henry G. W., Donahue R. A., & Baliunas S. L., 2002. *A False Planet around HD 192263*, *ApJ Letters*, 577, L111
- Henry G. W., Marcy G. W., Butler R. P., & Vogt S. S., 2000. *A Transiting “51 Peg-like” Planet*, *ApJ Letters*, 529, L41
- Herrero, E., Morales, J. C., Ribas, I., & Naves, R., 2011. *WASP-33 : the first delta Scuti exoplanet host star*, *A&A*, 526, L10
- Hill R. J., Malumuth E., Foltz R., et al., 2010. *Reciprocity failure in 1.7  $\mu\text{m}$  cut-off HgCdTe detectors*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7742, SPIE Conference Series, p. 22
- Hinz P. M., Bippert-Plymate T., Breuninger A., et al., 2008. *Status of the LBT interferometer*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7013, SPIE Conference Series, p. 28
- Hoeijmakers H. J., de Kok R. J., Snellen I. A. G., et al., 2015. *A search for TiO in the optical high-resolution transmission spectrum of HD 209458b : Hindrance due to inaccuracies in the line database*, *A&A*, 575, A20
- Holman M. J., Winn J. N., Latham D. W., et al., 2006. *The Transit Light Curve Project. I. Four Consecutive Transits of the Exoplanet XO-1b*, *ApJ*, 652, 1715

- Holt J., 1893. *Spectroscopic Determination of Stellar Rotation*, *Astronomy & Astrophysics*, XII, 646
- Horne K., 1986. *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*, *PASP*, 98, 609
- Houck J. R., Roellig T. L., van Cleve J., et al., 2004. *The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope*, *ApJ Suppl. Ser.*, 154, 18
- Howarth I. D., Siebert K. W., Hussain G. A. J., & Prinja R. K., 1997. *Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy*, *MNRAS*, 284, 265
- Howell S. B., 2006, *Handbook of CCD Astronomy*. Cambridge University Press
- Hu R., Seager S., & Yung Y. L., 2015. *Helium Atmospheres on Warm Neptune- and Sub-Neptune-sized Exoplanets and Applications to GJ 436b*, *ApJ*, 807, 8
- Hubeny I., Burrows A., & Sudarsky D., 2003. *A Possible Bifurcation in Atmospheres of Strongly Irradiated Stars and Planets*, *ApJ*, 594, 1011
- Huber K. F., Czesla S., Wolter U., & Schmitt J. H. M. M., 2010. *Planetary eclipse mapping of CoRoT-2a. Evolution, differential rotation, and spot migration*, *A&A*, 514, A39
- Hügelmeier S. D., Dreizler S., Homeier D., & Reiners A., 2007. *Investigation of transit-selected exoplanet candidates from the MACHO survey*, *A&A*, 469, 1163
- Huitson C. M., Sing D. K., Vidal-Madjar A., et al., 2012. *Temperature-pressure profile of the hot Jupiter HD 189733b from HST sodium observations : detection of upper atmospheric heating*, *MNRAS*, 422, 2477
- Ikoma M. & Hori Y., 2012. *In Situ Accretion of Hydrogen-rich Atmospheres on Short-period Super-Earths : Implications for the Kepler-11 Planets*, *ApJ*, 753, 66
- IRAC Instrument and Instrument Support Teams, 2010, *IRAC Instrument Handbook*
- IRS Instrument Team and Science User Support Team, 2011, *IRS Instrument Handbook*

- Ivezic Z., Tyson J. A., Abel B., et al., 2008. *LSST : from Science Drivers to Reference Design and Anticipated Data Products*, ArXiv e-prints
- Jackson B., Greenberg R., & Barnes R., 2008. *Tidal Heating of Extrasolar Planets*, ApJ, 681, 1631
- Jacob W. S., 1855. *On certain Anomalies presented by the Binary Star 70 Ophiuchi*, MNRAS, 15, 228
- Janson M., Brandner W., Henning T., & Zinnecker H., 2006. *Early ComeOn+ adaptive optics observation of GQ Lupi and its substellar companion*, A&A, 453, 609
- Jennison R. C., 1958. *A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent*, MNRAS, 118, 276
- Joergens V. & Quirrenbach A., 2005. *Towards characterization of exoplanetary atmospheres with the VLT interferometer*, in ESA Special Publication, Vol. 560, 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Favata F., Hussain G. A. J., & Battrick B., eds., p. 677
- Jontof-Hutter D., Rowe J. F., Lissauer J. J., Fabrycky D. C., & Ford E. B., 2015. *The mass of the Mars-sized exoplanet Kepler-138 b from transit timing*, Nature, 522, 321
- Jung Y. K., Han C., Gould A., & Maoz D., 2013. *Reanalysis of the Gravitational Microlensing Event MACHO-97-BLG-41 Based on Combined Data*, ApJ Letters, 768, L7
- Jurić M. & Tremaine S., 2008. *Dynamical Origin of Extrasolar Planet Eccentricity Distribution*, ApJ, 686, 603
- Kalas P., Graham J. R., Chiang E., et al., 2008. *Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth*, Science, 322, 1345
- Kallrath J. & Milone E. F., eds., 1999, *Eclipsing binary stars : modeling and analysis*

- Kane S. R. & Gelino D. M., 2010. *Photometric Phase Variations of Long-period Eccentric Planets*, ApJ, 724, 818
- Kasdin N. J., Guyon O., Greene T. P., Macintosh B., & Traub W. A., 2014. *Coronagraphy on AFTA-WFIRST*, in American Astronomical Society Meeting Abstracts (AASMA), Vol. 223, AASMA 223, p. 341.03
- Kass R. E. & Raftery A. E., 1995. *Bayes Factors*, Journal of the American Statistical Association, 90, 773
- Kipping D. M., 2009. *Transit timing effects due to an exomoon*, MNRAS, 392, 181
- Kissler-Patig M., Ageorges N., Alves de Oliveira C., et al., 2008. *Performance of HAWK-I : the new high acuity wide-field K-band imager*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, SPIE Conference Series
- Kitchin C., 2012, *Exoplanets*. Springer
- Kjeldsen H. & Bedding T. R., 1995. *Amplitudes of stellar oscillations : the implications for asteroseismology.*, A&A, 293, 87
- Knutson H. A., Benneke B., Deming D., & Homeier D., 2014a. *A featureless transmission spectrum for the Neptune-mass exoplanet GJ436b*, Nature, 505, 66
- Knutson H. A., Charbonneau D., Allen L. E., Burrows A., & Megeath S. T., 2008. *The 3.6-8.0  $\mu\text{m}$  Broadband Emission Spectrum of HD 209458b : Evidence for an Atmospheric Temperature Inversion*, ApJ, 673, 526
- Knutson H. A., Charbonneau D., Allen L. E., et al., 2007a. *A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b*, Nature, 447, 183
- Knutson H. A., Charbonneau D., Burrows A., O'Donovan F. T., & Mandushev G., 2009a. *Detection of A Temperature Inversion in the Broadband Infrared Emission Spectrum of TrES-4*, ApJ, 691, 866
- Knutson H. A., Charbonneau D., Cowan N. B., et al., 2009b. *The 8  $\mu\text{m}$  Phase Variation of the Hot Saturn HD 149026b*, ApJ, 703, 769

- , 2009c. *Multiwavelength Constraints on the Day-Night Circulation Patterns of HD 189733b*, ApJ, 690, 822
- Knutson H. A., Charbonneau D., Noyes R. W., Brown T. M., & Gilliland R. L., 2007b. *Using Stellar Limb-Darkening to Refine the Properties of HD 209458b*, ApJ, 655, 564
- Knutson H. A., Fulton B. J., Montet B. T., et al., 2014b. *Friends of Hot Jupiters. I. A Radial Velocity Search for Massive, Long-period Companions to Close-in Gas Giant Planets*, ApJ, 785, 126
- Knutson H. A., Howard A. W., & Isaacson H., 2010. *A Correlation Between Stellar Activity and Hot Jupiter Emission Spectra*, ApJ, 720, 1569
- Knutson H. A., Lewis N., Fortney J. J., et al., 2012. *3.6 and 4.5  $\mu\text{m}$  Phase Curves and Evidence for Non-equilibrium Chemistry in the Atmosphere of Extrasolar Planet HD 189733b*, ApJ, 754, 22
- Knutson H. A., Madhusudhan N., Cowan N. B., et al., 2011. *A Spitzer Transmission Spectrum for the Exoplanet GJ 436b, Evidence for Stellar Variability, and Constraints on Dayside Flux Variations*, ApJ, 735, 27
- Koch D. G., Borucki W. J., Basri G., et al., 2010. *Kepler Mission Design, Realized Photometric Performance, and Early Science*, ApJ Letters, 713, L79
- Konopacky Q. M., Barman T. S., Macintosh B. A., & Marois C., 2013. *Detection of Carbon Monoxide and Water Absorption Lines in an Exoplanet Atmosphere*, Science, 339, 1398
- Kovács G., Zucker S., & Mazeh T., 2002. *A box-fitting algorithm in the search for periodic transits*, A&A, 391, 369
- Kozai Y., 1962. *Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity*, AJ, 67, 591
- Kraus A. L. & Ireland M. J., 2012. *LkCa 15 : A Young Exoplanet Caught at Formation ?*, ApJ, 745, 5
- Kreidberg L., Bean J. L., Désert J.-M., et al., 2014. *Clouds in the atmosphere of the super-Earth exoplanet GJ1214b*, Nature, 505, 69

- Krick J., Ingalls J., Carey S., et al., 2015, *IRAC High Precision Photometry Website*. <http://irachpp.spitzer.caltech.edu>
- Krist, 2002, *Tiny Tim / SIRTf User's Guide (Pasadena : SSC)*
- Kürster M., Endl M., Rouesnel F., et al., 2003. *The low-level radial velocity variability in Barnard's star (= GJ 699). Secular acceleration, indications for convective redshift, and planet mass limits*, A&A, 403, 1077
- Lagrange A.-M., Bonnefoy M., Chauvin G., et al., 2010. *A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star  $\beta$  Pictoris*, Science, 329, 57
- Lagrange A.-M., Gratadour D., Chauvin G., et al., 2009. *A probable giant planet imaged in the  $\beta$  Pictoris disk. VLT/NaCo deep L'-band imaging*, A&A, 493, L21
- Lai D., Foucart F., & Lin D. N. C., 2011. *Evolution of spin direction of accreting magnetic protostars and spin-orbit misalignment in exoplanetary systems*, MNRAS, 412, 2790
- Lanotte A. A., Gillon M., Demory B.-O., et al., 2014. *A global analysis of Spitzer and new HARPS data confirms the loneliness and metal-richness of GJ 436 b*, A&A, 572, A73
- Lanza A. F., 2010. *Stellar magnetic cycles*, in IAU Symposium, Vol. 264, IAU Symposium, Kosovichev A. G., Andrei A. H., & Rozelot J.-P., eds., pp. 120–129
- Lanza A. F., Pagano I., Leto G., et al., 2009. *Magnetic activity in the photosphere of CoRoT-Exo-2a. Active longitudes and short-term spot cycle in a young Sun-like star*, A&A, 493, 193
- Latham D. W., Rowe J. F., Quinn S. N., et al., 2011. *A First Comparison of Kepler Planet Candidates in Single and Multiple Systems*, ApJ Letters, 732, L24
- Laughlin G., Deming D., Langton J., et al., 2009. *Rapid heating of the atmosphere of an extrasolar planet*, Nature, 457, 562
- Lebreton Y. & Goupil M. J., 2014. *Asteroseismology for "à la carte" stellar age-dating and weighing. Age and mass of the CoRoT exoplanet host HD 52265*, A&A, 569, A21

- Lecavelier des Etangs A., Bourrier V., Wheatley P. J., et al., 2012. *Temporal variations in the evaporating atmosphere of the exoplanet HD 189733b*, A&A, 543, L4
- Lecavelier Des Etangs A., Pont F., Vidal-Madjar A., & Sing D., 2008. *Rayleigh scattering in the transit spectrum of HD 189733b*, A&A, 481, L83
- Leconte J., Chabrier G., Baraffe I., & Levrard B., 2010. *Is tidal heating sufficient to explain bloated exoplanets? Consistent calculations accounting for finite initial eccentricity*, A&A, 516, A64
- Léger A., Rouan D., Schneider J., et al., 2009. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius*, A&A, 506, 287
- Leggett S. K., 1992. *Infrared colors of low-mass stars*, ApJ Suppl. Ser., 82, 351
- Léna P., Rouan D., Lebrun F., François M., & Didier P., 2008, *L'observation en astrophysique*. Savoirs actuels
- Lewis N. K., Knutson H. A., Showman A. P., et al., 2013. *Orbital Phase Variations of the Eccentric Giant Planet HAT-P-2b*, ApJ, 766, 95
- Lewis N. K., Showman A. P., Fortney J. J., et al., 2010. *Atmospheric Circulation of Eccentric Hot Neptune GJ436b*, ApJ, 720, 344
- Lidov M. L., 1962. *The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies*, Planet. Space Sci., 9, 719
- Lindsay C. & McCall B., 2001. *Comprehensive evaluation and compilation of H<sub>3</sub><sup>+</sup> spectroscopy*, J. Mol. Spectrosc., 210, 60
- Line M. R., Knutson H., Wolf A. S., & Yung Y. L., 2014. *A Systematic Retrieval Analysis of Secondary Eclipse Spectra. II. A Uniform Analysis of Nine Planets and their C to O Ratios*, ApJ, 783, 70
- Line M. R., Wolf A. S., Zhang X., et al., 2013. *A Systematic Retrieval Analysis of Secondary Eclipse Spectra. I. A Comparison of Atmospheric Retrieval Techniques*, ApJ, 775, 137

- Lissauer J. J., Dawson R. I., & Tremaine S., 2014. *Advances in exoplanet science from Kepler*, Nature, 513, 336
- Livio M. & Pringle J. E., 2003. *Metallicity, planetary formation and migration*, MNRAS, 346, L42
- Lodders K., 2003. *Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements*, ApJ, 591, 1220
- Lodders K. & Fegley B., 2002. *Atmospheric Chemistry in Giant Planets, Brown Dwarfs, and Low-Mass Dwarf Stars. I. Carbon, Nitrogen, and Oxygen*, Icarus, 155, 393
- López-Morales M. & Seager S., 2007. *Thermal Emission from Transiting Very Hot Jupiters : Prospects for Ground-based Detection at Optical Wavelengths*, ApJ Letters, 667, L191
- Lovis C. & Fischer D., 2010, *Radial Velocity Techniques for Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 27–53
- Lund M. B., Pepper J., & Stassun K. G., 2015. *Transiting Planets With LSST. I. Potential for LSST Exoplanet Detection*, AJ, 149, 16
- Lunine J. I., Macintosh B., & Peale S., 2009. *The detection and characterization of exoplanets*, Physics Today, 62(5), 46
- Machalek P., McCullough P. R., Burke C. J., et al., 2008. *Thermal Emission of Exoplanet XO-1b*, ApJ, 684, 1427
- Machalek P., McCullough P. R., Burrows A., et al., 2009. *Detection of Thermal Emission of XO-2b : Evidence for a Weak Temperature Inversion*, ApJ, 701, 514
- Macintosh B., Graham J. R., Ingraham P., et al., 2014. *First light of the Gemini Planet Imager*, Proceedings of the National Academy of Science, 111, 12661
- Madhusudhan N., 2012. *C/O Ratio as a Dimension for Characterizing Exoplanetary Atmospheres*, ApJ, 758, 36



- Madhusudhan N., Harrington J., Stevenson K. B., et al., 2011. *A high C/O ratio and weak thermal inversion in the atmosphere of exoplanet WASP-12b*, *Nature*, 469, 64
- Madhusudhan N., Knutson H., Fortney J., & Barman T., 2014. *Exoplanetary Atmospheres*, *Protostars and Planets VI*, 739
- Madhusudhan N. & Seager S., 2009. *A Temperature and Abundance Retrieval Method for Exoplanet Atmospheres*, *ApJ*, 707, 24
- , 2010. *On the Inference of Thermal Inversions in Hot Jupiter Atmospheres*, *ApJ*, 725, 261
- Magain P., Courbin F., Gillon M., et al., 2007. *A deconvolution-based algorithm for crowded field photometry with unknown point spread function*, *A&A*, 461, 373
- Magain P., Courbin F., & Sohy S., 1998. *Deconvolution with Correct Sampling*, *ApJ*, 494, 472
- Maillard J. & Miller S., 2011. *The Molecular Ion  $H_3^+$  in Emission in Planetary Atmospheres*, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 450, *Molecules in the Atmospheres of Extrasolar Planets*, Beaulieu J. P., Dieters S., & Tinetti G., eds., pp. 19–21
- Maiolino R., Haehnelt M., Murphy M. T., et al., 2013. *A Community Science Case for E-ELT HIRES*, ArXiv e-prints
- Majeau C., Agol E., & Cowan N. B., 2012. *A Two-dimensional Infrared Map of the Extrasolar Planet HD 189733b*, *ApJ Letters*, 747, L20
- Mamajek E. E. & Hillenbrand L. A., 2008. *Improved Age Estimation for Solar-Type Dwarfs Using Activity-Rotation Diagnostics*, *ApJ*, 687, 1264
- Mandel K. & Agol E., 2002. *Analytic Light Curves for Planetary Transit Searches*, *ApJ Letters*, 580, L171
- Maness H. L., Marcy G. W., Ford E. B., et al., 2007. *The M Dwarf GJ 436 and its Neptune-Mass Planet*, *PASP*, 119, 90

- Mao S. & Paczynski B., 1991. *Gravitational microlensing by double stars and planetary systems*, ApJ Letters, 374, L37
- Marcy G. W. & Benitz K. J., 1989. *A search for substellar companions to low-mass stars*, ApJ, 344, 441
- Marcy G. W. & Butler R. P., 1996. *First three planets*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 2704, The Search for Extraterrestrial Intelligence (SETI) in the Optical Spectrum II, Kingsley S. A. & Lemarchand G. A., eds., pp. 46–49
- Marcy G. W., Butler R. P., Williams E., et al., 1997. *The Planet around 51 Pegasi*, ApJ, 481, 926
- Mardling R. A., 2008. *On the long-term tidal evolution of GJ 436b in the presence of a resonant companion*, ArXiv e-prints
- Marois C., Lafrenière D., Doyon R., Macintosh B., & Nadeau D., 2006. *Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique*, ApJ, 641, 556
- Marois C., Macintosh B., Barman T., et al., 2008. *Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799*, Science, 322, 1348
- Marquardt D. W., 1963. *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters*, Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, 11 (2), 431
- Marzari F. & Weidenschilling S. J., 2002. *Eccentric Extrasolar Planets : The Jumping Jupiter Model*, Icarus, 156, 570
- Masuda K., 2015. *Spin-Orbit Angles of Kepler-13Ab and HAT-P-7b from Gravity-darkened Transit Light Curves*, ApJ, 805, 28
- Maxted P. F. L., Serenelli A. M., & Southworth J., 2015. *Comparison of gyrochronological and isochronal age estimates for transiting exoplanet host stars*, A&A, 577, A90
- Mayor M., Lovis C., & Santos N. C., 2014. *Doppler spectroscopy as a path to the detection of Earth-like planets*, Nature, 513, 328

- Mayor M., Pepe F., Queloz D., et al., 2003. *Setting New Standards with HARPS*, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor M. & Queloz D., 1995. *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*, *Nature*, 378, 355
- Mazeh T., Naef D., Torres G., et al., 2000. *The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458*, *ApJ Letters*, 532, L55
- McCluskey M. D. & Haller E. E., 2012, *Dopants and defects in semiconductors*. CRC Press
- McLaughlin D. B., 1924. *Some results of a spectrographic study of the Algol system.*, *ApJ*, 60, 22
- McLean I. S., 2008, *Electronic Imaging in Astronomy : Detectors and Instrumentation*. Springer and Praxis
- Metropolis N., Rosenbluth A. W., Rosenbluth M. N., Teller A. H., & Teller E., 1953. *Equation of State Calculations by Fast Computing Machines*, *Journal of Chemical Physics*, 21, 1087
- Mighell K. J., Glaccum W., & Hoffmann W., 2008. *Improving the photometric precision of IRAC Channel 1*, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7010, SPIE Conference Series
- Miglio A., 2007, *Asteroseismic probing of the internal structure of main-sequence stars*, PhD thesis, Université de Liège
- Miller N. & Fortney J. J., 2011. *The Heavy-element Masses of Extrasolar Giant Planets, Revealed*, *ApJ Letters*, 736, L29
- Miller N., Fortney J. J., & Jackson B., 2009. *Inflating and Deflating Hot Jupiters : Coupled Tidal and Thermal Evolution of Known Transiting Planets*, *ApJ*, 702, 1413
- MIPS Instrument and MIPS Instrument Support Teams, 2011, *MIPS Instrument Handbook*

- Moffat A. F. J., 1969. *A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry*, A&A, 3, 455
- Monnier J. D., 2003. *Optical interferometry in astronomy*, Reports on Progress in Physics, 66, 789
- Monnier J. D. & Allen R. J., 2013, *Radio and Optical Interferometry : Basic Observing Techniques and Data Analysis*, p. 325
- Morris S. L., 1985. *The ellipsoidal variable stars*, ApJ, 295, 143
- Mortier A., Santos N. C., Sousa S. G., et al., 2013. *New and updated stellar parameters for 90 transit hosts. The effect of the surface gravity*, A&A, 558, A106
- Moses J. I., Line M. R., Visscher C., et al., 2013. *Compositional Diversity in the Atmospheres of Hot Neptunes, with Application to GJ 436b*, ApJ, 777, 34
- Motalebi F., Udry S., Gillon M., et al., 2015. *The HARPS-N Rocky Planet Search I. HD219134b : A transiting rocky planet in a multi-planet system at 6.5 pc from the Sun*, ArXiv e-prints
- Murray C. D. & Correia A. C. M., 2011, *Keplerian Orbits and Dynamics of Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 15–23
- Nagasawa M., Ida S., & Bessho T., 2008. *Formation of Hot Planets by a Combination of Planet Scattering, Tidal Circularization, and the Kozai Mechanism*, ApJ, 678, 498
- Nesvorný D., Kipping D. M., Buchhave L. A., et al., 2012. *The Detection and Characterization of a Nontransiting Planet by Transit Timing Variations*, Science, 336, 1133
- Neuhäuser R., Hohle M. M., Ginski C., et al., 2015. *The companion candidate near fomalhaut – a background neutron star ?*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 448, 376
- Neves V., Bonfils X., Santos N. C., et al., 2012. *Metallicity of M dwarfs. II. A comparative study of photometric metallicity scales*, A&A, 538, A25

- Newton I., 1713, *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, second edition
- Ofir A., 2014. *Optimizing the search for transiting planets in long time series*, A&A, 561, A138
- Oppenheimer B. R. & Hinkley S., 2009. *High-Contrast Observations in Optical and Infrared Astronomy*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 47, 253
- O'Rourke J. G., Knutson H. A., Zhao M., et al., 2014. *Warm Spitzer and Palomar Near-IR Secondary Eclipse Photometry of Two Hot Jupiters : WASP-48b and HAT-P-23b*, ApJ, 781, 109
- Oshagh M., Santos N. C., Boisse I., et al., 2013. *Effect of stellar spots on high-precision transit light-curve*, A&A, 556, A19
- O'Toole S. J., Tinney C. G., Jones H. R. A., et al., 2009. *Selection functions in doppler planet searches*, MNRAS, 392, 641
- Park B.-G., Kim S.-L., Lee J. W., et al., 2012. *Korea Microlensing Telescope Network : science cases*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8444, SPIE Conference Series, p. 47
- Pasquini L., Avila G., Dekker H., et al., 2008. *CODEX : the high-resolution visual spectrograph for the E-ELT*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7014, SPIE Conference Series, p. 1
- Penny M. T., Kerins E., Rattenbury N., et al., 2013. *ExELS : an exoplanet legacy science proposal for the ESA Euclid mission - I. Cold exoplanets*, MNRAS, 434, 2
- Pepe F., Lovis C., Ségransan D., et al., 2011. *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, A58
- Pepe F. A., Cristiani S., Rebolo Lopez R., et al., 2010. *ESPRESSO : the Echelle spectrograph for rocky exoplanets and stable spectroscopic observations*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7735, SPIE Conference Series

- Perryman M., 2011, *The Exoplanet Handbook*. Cambridge University Press
- Perryman M. A. C., de Boer K. S., Gilmore G., et al., 2001. *GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy*, A&A, 369, 339
- Petrov R. G., Malbet F., Weigelt G., et al., 2003. *Using the near infrared VLTI instrument AMBER*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4838, Interferometry for Optical Astronomy II, Traub W. A., ed., pp. 924–933
- Piddington J. H., 1983. *On the origin and structure of stellar magnetic fields*, Ap&SS, 90, 217
- Pirard J.-F., Kissler-Patig M., Moorwood A., et al., 2004. *HAWK-I : A new wide-field 1- to 2.5- $\mu$ m imager for the VLT*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5492, Ground-based Instrumentation for Astronomy, Moorwood A. F. M. & Iye M., eds., pp. 1763–1772
- Pollacco D., Skillen I., Collier Cameron A., et al., 2006. *The WASP Project and SuperWASP Camera*, Ap&SS, 304, 253
- Pont F., Gilliland R. L., Knutson H., Holman M., & Charbonneau D., 2009. *Transit infrared spectroscopy of the hot Neptune around GJ 436 with the Hubble Space Telescope*, MNRAS, 393, L6
- 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
- Pont F., Zucker S., & Queloz D., 2006. *The effect of red noise on planetary transit detection*, MNRAS, 373, 231
- Pont F. J., 2014, *Alien Skies*. Springer
- Poppenhaeger K. & Wolk S. J., 2014. *Indications for an influence of hot Jupiters on the rotation and activity of their host stars*, A&A, 565, L1
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., & Flannery B. P., 1992, *Numerical recipes in fortran 77 : the art of scientific computing*. Cambridge University Press

- Queloz D., Eggenberger A., Mayor M., et al., 2000. *Detection of a spectroscopic transit by the planet orbiting the star HD209458*, A&A, 359, L13
- Quijada M. A., Marx C. T., Arendt R. G., & Moseley S. H., 2004. *Angle-of-incidence effects in the spectral performance of the infrared array camera of the Spitzer Space Telescope*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5487, Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes, Mather J. C., ed., pp. 244–252
- Quirrenbach A., 2010, *Astrometric Detection and Characterization of Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 157–174
- Quirrenbach A., Amado P. J., Mandel H., et al., 2010. *CARMENES : Calar Alto High-Resolution Search for M Dwarfs with Exo-earths with a Near-infrared Echelle Spectrograph*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, Coudé du Foresto V., Gelino D. M., & Ribas I., eds., p. 521
- Raghavan D., McAlister H. A., Henry T. J., et al., 2010. *A Survey of Stellar Families : Multiplicity of Solar-type Stars*, ApJ Suppl. Ser., 190, 1
- Ragozzine D. & Wolf A. S., 2009. *Probing the Interiors of very Hot Jupiters Using Transit Light Curves*, ApJ, 698, 1778
- Ranjan S., Charbonneau D., Désert J.-M., et al., 2014. *Atmospheric Characterization of Five Hot Jupiters with the Wide Field Camera 3 on the Hubble Space Telescope*, ApJ, 785, 148
- Rauer H., Catala C., Aerts C., et al., 2014. *The PLATO 2.0 mission*, Experimental Astronomy, 38, 249
- Raynaud E., 2004, *Etude de la haute atmosphère polaire de Jupiter par occultation stellaire et spectroimagerie infrarouge*, PhD thesis, Université Paris-Diderot
- Raynaud E., Lellouch E., Maillard J.-P., et al., 2004. *Spectro-imaging observations of Jupiter's 2- $\mu$ m auroral emission. I.  $H_3^+$  distribution and temperature*, Icarus, 171, 133

- Reach W. T., Megeath S. T., Cohen M., et al., 2005. *Absolute Calibration of the Infrared Array Camera on the Spitzer Space Telescope*, PASP, 117, 978
- Reffert S. & Quirrenbach A., 2011. *Mass constraints on substellar companion candidates from the re-reduced Hipparcos intermediate astrometric data : nine confirmed planets and two confirmed brown dwarfs*, A&A, 527, A140
- Reid I. N. & Hawley S. L., 2005, *New light on dark stars : red dwarfs, low-mass stars, brown dwarfs*. Springer
- Ribas I., 2006. *Masses and Radii of Low-Mass Stars : Theory Versus Observations*, Ap&SS, 304, 89
- Ribas I., Font-Ribera A., & Beaulieu J., 2008. *A  $\sim 5 M$  Super-Earth Orbiting GJ 436 ? The Power of Near-Grazing Transits*, ApJ Letters, 677, L59
- Ribas I., Font-Ribera A., Beaulieu J., Morales J. C., & García-Melendo E., 2009. *The case for a close-in perturber to GJ 436 b*, in IAU Symposium, Vol. 253, IAU Symposium, pp. 149–155
- Richardson L. J., Deming D., Horning K., Seager S., & Harrington J., 2007. *Emission Spectra of Transiting Extrasolar Planets with Spitzer*, in Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 38, Bulletin of the AAS, pp. 229–+
- Richardson L. J., Harrington J., Seager S., & Deming D., 2006. *A Spitzer Infrared Radius for the Transiting Extrasolar Planet HD 209458b*, ApJ, 649, 1043
- Ricker G. R., Winn J. N., Vanderspek R., et al., 2014. *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9143, SPIE Conference Series, p. 20
- Rieke G. H., 1994, *Detection of light : from the Ultraviolet to the Submillimeter*. Cambridge University Press
- Rieke G. H., 2007. *Infrared Detector Arrays for Astronomy*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 45, 77
- , 2012, *Measuring the Universe : A Multiwavelength Perspective*. Cambridge University Press



- Rieke G. H., Young E. T., Engelbracht C. W., et al., 2004. *The Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS)*, ApJ Suppl. Ser., 154, 25
- Rivera E. J., Lissauer J. J., Butler R. P., et al., 2005. *A  $\sim 7.5$  Msol Planet Orbiting the Nearby Star, GJ 876*, ApJ, 634, 625
- Roberts G. O., 1996, *Markov Chain Monte Carlo in Practice*, Chapman and Hall, London, pp. 45–57
- Rodríguez-López C., MacDonald J., & Moya A., 2012. *Pulsations in M dwarf stars*, MNRAS, 419, L44
- Roell T., Neuhäuser R., Seifahrt A., & Mugrauer M., 2012. *Extrasolar planets in stellar multiple systems*, A&A, 542, A92
- Rogers J. C., Apai D., López-Morales M., Sing D. K., & Burrows A., 2009. *Ks-Band Detection of Thermal Emission and Color Constraints to CoRoT-1b : A Low-Albedo Planet with Inefficient Atmospheric Energy Redistribution and a Temperature Inversion*, ApJ, 707, 1707
- Rogstad D. H., 1968. *A technique for measuring visibility phase with an optical interferometer in the presence of atmospheric seeing*, Applied Optics, 7, 585
- 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, 15
- Rowe J. F., Bryson S. T., Marcy G. W., et al., 2014. *Validation of Kepler's Multiple Planet Candidates. III. Light Curve Analysis and Announcement of Hundreds of New Multi-planet Systems*, ApJ, 784, 45
- Russell H. N., 1916. *On the Albedo of the Planets and Their Satellites*, ApJ, 43, 173
- Russell I. H. N. & Shapley H., 1912. *On Darkening at the Limb in Eclipsing Variables*, ApJ, 36, 239
- Rybicki G. B. & Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*. Wiley-VCH

- Sackett P. D., 1999. *Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing*, in NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Vol. 532, NATO ASI Series C, Mariotti J.-M. & Alloin D., eds., p. 189
- Sahlmann J., Lazorenko P. F., Ségransan D., et al., 2013. *Astrometric orbit of a low-mass companion to an ultracool dwarf*, A&A, 556, A133
- Saleh B. E. A. & Teich M. C., 1991, *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc
- Sanchis-Ojeda R. & Winn J. N., 2011. *Starspots, Spin-Orbit Misalignment, and Active Latitudes in the HAT-P-11 Exoplanetary System*, ApJ, 743, 61
- Sanz-Forcada J., Ribas I., Micela G., et al., 2010. *A scenario of planet erosion by coronal radiation*, A&A, 511, L8
- Schlaufman K. C. & Laughlin G., 2010. *A physically-motivated photometric calibration of M dwarf metallicity*, A&A, 519, A105
- Schnupp C., Brandner W., Bergfors C., et al., 2010. *Characterization of Exoplanet Atmospheres in the Solar Neighbourhood with E-ELT/METIS*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 430, Pathways Towards Habitable Planets, Coudé du Foresto V., Gelino D. M., & Ribas I., eds., p. 534
- Schröter S., Czesla S., Wolter U., et al., 2011. *The corona and companion of CoRoT-2a. Insights from X-rays and optical spectroscopy*, A&A, 532, A3
- Schubert G., 1983, *Venus*, The University of Arizona Press, pp. 681–765
- Schwarz G., 1978. *Estimating the Dimension of a Model*, Annals of Statistics, 6, 461
- Schwarz H., Brogi M., de Kok R., Birkby J., & Snellen I., 2015. *Evidence against a strong thermal inversion in HD 209458 b from high-dispersion spectroscopy*, A&A, 576
- Scuflaire R., Théado S., Montalbán J., et al., 2008. *CLÉS, Code Liégeois d'Évolution Stellaire*, Ap&SS, 316, 83

- Seager S., 2010, *Exoplanet Atmospheres : Physical Processes*. Princeton University Press
- Seager S. & Deming D., 2010. *Exoplanet Atmospheres*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 48, 631
- Seager S., Deming D., & Valenti J. A., 2009, *Transiting Exoplanets with JWST*, Springer, p. 123
- Seager S., Kuchner M., Hier-Majumder C. A., & Militzer B., 2007. *Mass-Radius Relationships for Solid Exoplanets*, ApJ, 669, 1279
- Seager S. & Lissauer J. J., 2010, *Introduction to Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 3–13
- Seager S. & Mallén-Ornelas G., 2003. *A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve*, ApJ, 585, 1038
- Seager S. & Sasselov D. D., 2000. *Theoretical Transmission Spectra during Extrasolar Giant Planet Transits*, ApJ, 537, 916
- Séguin & Villeneuve, 2002, *Astronomie et Astrophysique*. De Boeck Université
- Selsis F., Kasting J. F., Levrard B., et al., 2007. *Habitable planets around the star Gliese 581 ?*, A&A, 476, 1373
- Selsis F., Wordsworth R. D., & Forget F., 2011. *Thermal phase curves of non-transiting terrestrial exoplanets. I. Characterizing atmospheres*, A&A, 532, A1
- Serabyn E., Booth A. J., Colavita M. M., et al., 2004. *The Keck interferometer nuller : system architecture and laboratory performance*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5491, New Frontiers in Stellar Interferometry, Traub W. A., ed., p. 806
- Sestito P. & Randich S., 2005. *Time scales of Li evolution : a homogeneous analysis of open clusters from ZAMS to late-MS*, A&A, 442, 615
- Shabram M., Fortney J. J., Greene T. P., & Freedman R. S., 2011. *Transmission Spectra of Transiting Planet Atmospheres : Model Validation and Simulations of the Hot Neptune GJ 436b for the James Webb Space Telescope*, ApJ, 727, 65

- Shakura N. I. & Postnov K. A., 1987. *Doppler-effect modulation of the observed radiation flux from ultracompact binary stars*, A&A, 183, L21
- Shannon C., 1949. *Communication in the Presence of Noise*, Proceedings of the IRE, 37, 10
- Shen Y. & Turner E. L., 2008. *On the Eccentricity Distribution of Exoplanets from Radial Velocity Surveys*, ApJ, 685, 553
- Shkolnik E., Gaidos E., & Moskovitz N., 2006. *No Detectable  $H_3^+$  Emission from the Atmospheres of Hot Jupiters*, AJ, 132, 1267
- Showman A. P. & Guillot T., 2002. *Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets*, A&A, 385, 166
- Showman A. P. & Polvani L. M., 2011. *Equatorial Superrotation on Tidally Locked Exoplanets*, ApJ, 738, 71
- Shporer A., Jenkins J. M., Rowe J. F., et al., 2011. *Detection of KOI-13.01 Using the Photometric Orbit*, AJ, 142, 195
- Shporer A., Mazeh T., Pont F., et al., 2009. *Photometric Follow-Up Observations of the Transiting Neptune-Mass Planet GJ 436b*, ApJ, 694, 1559
- Silva-Valio A., Lanza A. F., Alonso R., & Barge P., 2010. *Properties of starspots on CoRoT-2*, A&A, 510, A25
- Silvotti R., Schuh S., Janulis R., et al., 2007. *A giant planet orbiting the ‘extreme horizontal branch’ star V391 Pegasi*, Nature, 449, 189
- Sivia D. S. & Skilling J., 2006, *Data Analysis A Bayesian Tutorial*. Oxford University Press
- Skemer A. J., Hinz P., Esposito S., et al., 2014. *High contrast imaging at the LBT : the LEECH exoplanet imaging survey*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9148, SPIE Conference Series
- Smith A. M. S. & WASP Consortium, 2014. *The SuperWASP exoplanet transit survey*, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso, 43, 500

- Smith B. A. & Terrile R. J., 1984. *A circumstellar disk around Beta Pictoris*, Science, 226, 1421
- Snellen I. A. G., de Kok R. J., de Mooij E. J. W., & Albrecht S., 2010a. *The orbital motion, absolute mass and high-altitude winds of exoplanet HD209458b*, Nature, 465, 1049
- Snellen I. A. G., de Kok R. J., le Poole R., Brogi M., & Birkby J., 2013. *Finding Extraterrestrial Life Using Ground-based High-dispersion Spectroscopy*, ApJ, 764, 182
- Snellen I. A. G., de Mooij E. J. W., & Burrows A., 2010b. *Bright optical day-side emission from extrasolar planet CoRoT-2b*, A&A, 513, A76
- Socrates A., 2013. *Relationship Between Thermal Tides and Radius Excess*, ArXiv e-prints
- Soderblom D. R., 2010. *The Ages of Stars*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 48, 581
- Soderblom D. R., Duncan D. K., & Johnson D. R. H., 1991. *The chromospheric emission-age relation for stars of the lower main sequence and its implications for the star formation rate*, ApJ, 375, 722
- Southworth J., Wheatley P. J., & Sams G., 2007. *A method for the direct determination of the surface gravities of transiting extrasolar planets*, MNRAS, 379, L11
- Spada F., Demarque P., Kim Y. C., & Sills A., 2013. *The Radius Discrepancy in Low-mass Stars : Single versus Binaries*, The Astrophysical Journal, 776, 87
- Spiegel D. S., Silverio K., & Burrows A., 2009. *Can TiO Explain Thermal Inversions in the Upper Atmospheres of Irradiated Giant Planets ?*, ApJ, 699, 1487
- Spiegel D. S., Zamojski M., Gersch A., Donovan J., & Haiman Z., 2005. *Can We Probe the Atmospheric Composition of an Extrasolar Planet from Its Reflection Spectrum in a High-Magnification Microlensing Event ?*, ApJ, 628, 478

- Stauffer J. R., Mannings V., Levine D., et al., 2007. *The Spitzer Warm Mission Science Prospects*, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 943, The Science Opportunities of the Warm Spitzer Mission Workshop, Storrie-Lombardi L. J. & Silberman N. A., eds., pp. 43–66
- Steffen J. H., Fabrycky D. C., Agol E., et al., 2013. *Transit timing observations from Kepler - VII. Confirmation of 27 planets in 13 multiplanet systems via transit timing variations and orbital stability*, MNRAS, 428, 1077
- Steffen J. H., Ragozzine D., Fabrycky D. C., et al., 2012. *Kepler constraints on planets near hot Jupiters*, Proceedings of the National Academy of Science, 109, 7982
- Stetson P. B., 1987. *DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry*, PASP, 99, 191
- Stevenson K. B., Bean J. L., Fabrycky D., & Kreidberg L., 2014a. *A Hubble Space Telescope Search for a Sub-Earth-sized Exoplanet in the GJ 436 System*, ApJ, 796, 32
- Stevenson K. B., Désert J.-M., Line M. R., et al., 2014b. *Thermal structure of an exoplanet atmosphere from phase-resolved emission spectroscopy*, Science, 346, 838
- Stevenson K. B., Harrington J., Fortney J. J., et al., 2012a. *Transit and Eclipse Analyses of the Exoplanet HD 149026b Using BLISS Mapping*, ApJ, 754, 136
- Stevenson K. B., Harrington J., Lust N. B., et al., 2012b. *Two nearby Sub-Earth-sized Exoplanet Candidates in the GJ 436 System*, ApJ, 755, 9
- Stevenson K. B., Harrington J., Nymeyer S., et al., 2010. *Possible thermochemical disequilibrium in the atmosphere of the exoplanet GJ 436b*, Nature, 464, 1161
- Sudarsky D., Burrows A., Hubeny I., & Li A., 2005. *Phase Functions and Light Curves of Wide-Separation Extrasolar Giant Planets*, ApJ, 627, 520
- Sumi T., Kamiya K., Bennett D. P., et al., 2011. *Unbound or distant planetary mass population detected by gravitational microlensing*, Nature, 473, 349

- Swain M. R., Bouwman J., Akeson R. L., Lawler S., & Beichman C. A., 2008. *The Mid-Infrared Spectrum of the Transiting Exoplanet HD 209458b*, *ApJ*, 674, 482
- Swain M. R., Deroo P., Griffith C. A., et al., 2010. *A ground-based near-infrared emission spectrum of the exoplanet HD189733b*, *Nature*, 463, 637
- Tegmark M., Strauss M. A., Blanton M. R., et al., 2004. *Cosmological parameters from SDSS and WMAP*, *Phys. Rev. D*, 69, 103501
- Tinetti G., 2014. *Galactic planetary science*, Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 372, 30077
- Tinetti G., Drossart P., Eccleston P., et al., 2015. *The EChO science case*, ArXiv e-prints
- Tinetti G., Vidal-Madjar A., Liang M., et al., 2007. *Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet*, *Nature*, 448, 169
- Tokunaga A. T., Vacca W. D., & Young E. T., 2013, *Planets, Stars and Stellar Systems*, Springer, pp. 99–174
- Torres G., 2007. *The Transiting Exoplanet Host Star GJ 436 : A Test of Stellar Evolution Models in the Lower Main Sequence, and Revised Planetary Parameters*, *ApJ Letters*, 671, L65
- Torres G., Andersen J., & Giménez A., 2010. *Accurate masses and radii of normal stars : modern results and applications*, *A&A Rev.*, 18, 67
- Torres G., Fischer D. A., Sozzetti A., et al., 2012. *Improved Spectroscopic Parameters for Transiting Planet Hosts*, *ApJ*, 757, 161
- Torres G., Fressin F., Batalha N. M., et al., 2011. *Modeling Kepler Transit Light Curves as False Positives : Rejection of Blend Scenarios for Kepler-9, and Validation of Kepler-9 d, A Super-earth-size Planet in a Multiple System*, *ApJ*, 727, 24
- Traub W. A. & Oppenheimer B. R., 2010, *Direct Imaging of Exoplanets*, The University of Arizona Press, pp. 111–156

- Triaud A., 2011, *Constraints on planetary formation from the discovery & study of transiting extrasolar planets*, PhD thesis, Université de Genève
- Triaud A. H. M. J., 2014. *Colour-magnitude diagrams of transiting Exoplanets - I. Systems with parallaxes*, MNRAS, 439, L61
- Triaud A. H. M. J., Collier Cameron A., Queloz D., et al., 2010. *Spin-orbit angle measurements for six southern transiting planets. New insights into the dynamical origins of hot Jupiters*, A&A, 524, A25
- Triaud A. H. M. J., Gillon M., Ehrenreich D., et al., 2015. *WASP-80b has a dayside within the T-dwarf range*, MNRAS, 450, 2279
- Triaud A. H. M. J., Lanotte A. A., Smalley B., & Gillon M., 2014. *Colour-magnitude diagrams of transiting Exoplanets - II. A larger sample from photometric distances*, MNRAS, 444, 711
- Triaud A. H. M. J., Queloz D., Hellier C., et al., 2011. *WASP-23b : a transiting hot Jupiter around a K dwarf and its Rossiter-McLaughlin effect*, A&A, 531, A24
- Tsantaki M., Sousa S. G., Santos N. C., et al., 2014. *Spectroscopic parameters for solar-type stars with moderate-to-high rotation. New parameters for ten planet hosts*, A&A, 570, A80
- Tóth L. V., Zahorecz S., & Kiss C., 2013, *Infrared Astronomy*
- Udalski A., Szymanski M., Kaluzny J., Kubiak M., & Mateo M., 1992. *The Optical Gravitational Lensing Experiment*, Acta Astronomica, 42, 253
- Udry S., Bonfils X., Delfosse X., et al., 2007. *The HARPS search for southern extra-solar planets. XI. Super-Earths (5 and 8  $M_{\oplus}$ ) in a 3-planet system*, A&A, 469, L43
- Udry S. & Santos N. C., 2007. *Statistical Properties of Exoplanets*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 45, 397
- van Belle G. T., 2008. *Closure Phase Signatures of Planet Transit Events*, PASP, 120, 617



- van Belle G. T. & von Braun K., 2009. *Directly Determined Linear Radii and Effective Temperatures of Exoplanet Host Stars*, ApJ, 694, 1085
- van de Kamp P., 1963. *Astrometric study of Barnard's star from plates taken with the 24-inch Sproul refractor.*, AJ, 68, 515
- , 1986. *Dark companions of stars - Astrometric commentary on the lower end of the Main Sequence*, Space Sci. Rev., 43, 211
- Van Dyk S., Werner M., & Silbermann N., 2013, *Spitzer Space Telescope Handbook*
- van Heerden H. J., 2008, *The development of an IRAF-based scientific photometric package for the UFS-Boyden 1.5-m telescope*, Master's thesis, University of the Free State, South Africa
- van Leeuwen F., ed., 2007, *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data*. Springer
- Venot O., Agúndez M., Selsis F., Tessenyi M., & Iro N., 2014. *The atmospheric chemistry of the warm Neptune GJ 3470b : Influence of metallicity and temperature on the CH<sub>4</sub>/CO ratio*, A&A, 562, A51
- Vidal-Madjar A., Désert J.-M., Lecavelier des Etangs A., et al., 2004. *Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b*, ApJ Letters, 604, L69
- Vidal-Madjar A., Lecavelier des Etangs A., Désert J.-M., et al., 2003. *An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b*, Nature, 422, 143
- von Braun K., Boyajian T. S., Kane S. R., et al., 2012. *The GJ 436 System : Directly Determined Astrophysical Parameters of an M Dwarf and Implications for the Transiting Hot Neptune*, ApJ, 753, 171
- Wakeford H. R., Sing D. K., Deming D., et al., 2013. *HST hot Jupiter transmission spectral survey : detection of water in HAT-P-1b from WFC3 near-IR spatial scan observations*, MNRAS, 435, 3481
- Waldmann I. P., Tinetti G., Drossart P., et al., 2012. *Ground-based Near-infrared Emission Spectroscopy of HD 189733b*, ApJ, 744, 35

- Wang J. & Fischer D. A., 2015. *Revealing a Universal Planet-Metallicity Correlation for Planets of Different Sizes Around Solar-type Stars*, *AJ*, 149, 14
- Watson C. A. & Marsh T. R., 2010. *Orbital period variations of hot Jupiters caused by the Applegate effect*, *MNRAS*, 405, 2037
- Werner M. W., Roellig T. L., Low F. J., et al., 2004. *The Spitzer Space Telescope Mission*, *ApJ Suppl. Ser.*, 154, 1
- Wheatley P. J., Pollacco D. L., Queloz D., et al., 2013. *The Next Generation Transit Survey (NGTS)*, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 47, *European Physical Journal Web of Conferences*, p. 13002
- White O. R. & Livingston W. C., 1981. *Solar luminosity variation. III - Calcium K variation from solar minimum to maximum in cycle 21*, *ApJ*, 249, 798
- Wilkins A. N., Deming D., Madhusudhan N., et al., 2014. *The Emergent 1.1-1.7  $\mu\text{m}$  Spectrum of the Exoplanet CoRoT-2b as Measured Using the Hubble Space Telescope*, *ApJ*, 783, 113
- Wilson D. M., Gillon M., Hellier C., et al., 2008. *WASP-4b : A 12th Magnitude Transiting Hot Jupiter in the Southern Hemisphere*, *ApJ Letters*, 675, L113
- Wilson O. C., 1978. *Chromospheric variations in main-sequence stars*, *ApJ*, 226, 379
- Winn J. N., 2010, *Exoplanet Transits and Occultations*, The University of Arizona Press, pp. 55–77
- , 2011. *The Rossiter-McLaughlin effect for exoplanets*, in *IAU Symposium*, Vol. 276, *IAU Symposium*, Sozzetti A., Lattanzi M. G., & Boss A. P., eds., pp. 230–237
- Winn J. N. & Fabrycky D. C., 2014. *The Occurrence and Architecture of Exoplanetary Systems*, *ArXiv e-prints*
- Winn J. N., Holman M. J., Bakos G. Á., et al., 2007. *The Transit Light Curve Project. VII. The Not-So-Bloated Exoplanet HAT-P-1b*, *AJ*, 134, 1707

- Winn J. N., Holman M. J., Torres G., et al., 2008. *The Transit Light Curve Project. IX. Evidence for a Smaller Radius of the Exoplanet XO-3b*, ApJ, 683, 1076
- Wolszczan A., 1994. *Confirmation of Earth-Mass Planets Orbiting the Millisecond Pulsar PSR B1257+12*, Science, 264, 538
- Wolszczan A. & Frail D. A., 1992. *A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257+12*, Nature, 355, 145
- Wolszczan A. & Kuchner M., 2010, *Planets Around Pulsars and Other Evolved Stars : The Fates of Planetary Systems*, The University of Arizona Press, pp. 175–190
- Wong I., Knutson H. A., Lewis N. K., et al., 2015. *3.6 and 4.5  $\mu\text{m}$  Phase Curves of the Highly-Irradiated Eccentric Hot Jupiter WASP-14b*, ArXiv e-prints
- Wright D. J., Chené A.-N., De Cat P., et al., 2011a. *Determination of the Inclination of the Multi-planet Hosting Star HR 8799 Using Asteroseismology*, ApJ Letters, 728, L20
- Wright J. T., 2005. *Radial Velocity Jitter in Stars from the California and Carnegie Planet Search at Keck Observatory*, PASP, 117, 657
- Wright J. T. & Gaudi B. S., 2013, *Exoplanet Detection Methods*, Springer, p. 489
- Wright J. T., Marcy G. W., Butler R. P., & Vogt S. S., 2004. *Chromospheric Ca II Emission in Nearby F, G, K, and M Stars*, ApJ Suppl. Ser., 152, 261
- 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
- Wright J. T., Upadhyay S., Marcy G. W., et al., 2009. *Ten New and Updated Multiplanet Systems and a Survey of Exoplanetary Systems*, ApJ, 693, 1084
- Wright J. T., Veras D., Ford E. B., et al., 2011b. *The California Planet Survey. III. A Possible 2 :1 Resonance in the Exoplanetary Triple System HD 37124*, ApJ, 730, 93

- Wu Y. & Lithwick Y., 2013. *Ohmic Heating Suspends, Not Reverses, the Cooling Contraction of Hot Jupiters*, ApJ, 763, 13
- Wu Y., Murray N. W., & Ramsahai J. M., 2007. *Hot Jupiters in Binary Star Systems*, ApJ, 670, 820
- Wytttenbach A., Ehrenreich D., Lovis C., Udry S., & Pepe F., 2015. *Spectrally resolved detection of sodium in the atmosphere of HD 189733b with the HARPS spectrograph*, A&A, 577, A62
- Yelle R. V., 2004. *Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances*, Icarus, 170, 167
- Yurchenko S. N. & Tennyson J., 2014. *ExoMol line lists - IV. The rotation-vibration spectrum of methane up to 1500 K*, MNRAS, 440, 1649
- Zakamska N. L. & Tremaine S., 2004. *Excitation and Propagation of Eccentricity Disturbances in Planetary Systems*, AJ, 128, 869
- Zerbi F. M., Rodríguez E., Garrido R., et al., 1999. *The gamma DOR variable HR 8799 : results from a multisite campaign*, MNRAS, 303, 275
- Zhao M., Milburn J., Barman T., et al., 2012a. *Detection of  $K_s$ -band Thermal Emission from WASP-3b*, ApJ Letters, 748, L8
- Zhao M., Monnier J. D., Che X., et al., 2011. *Toward Direct Detection of Hot Jupiters with Precision Closure Phase : Calibration Studies and First Results from the CHARA Array*, PASP, 123, 964
- Zhao M., Monnier J. D., Swain M. R., Barman T., & Hinkley S., 2012b. *Ground-based Detections of Thermal Emission from CoRoT-1b and WASP-12b*, ApJ, 744, 122
- Zhao M., O'Rourke J. G., Wright J. T., et al., 2014. *Characterization of the Atmosphere of the Hot Jupiter HAT-P-32Ab and the M-dwarf Companion HAT-P-32B*, ApJ, 796, 115
- Zhou G., Bayliss D. D. R., Kedziora-Chudczer L., et al., 2014.  *$K_s$ -band secondary eclipses of WASP-19b and WASP-43b with the Anglo-Australian Telescope*, MNRAS, 445, 2746

Zucker S. & Mazeh T., 2006. *TIRAVEL - Template-Independent RAdial VELOCITY measurement*, MNRAS, 371, 1513