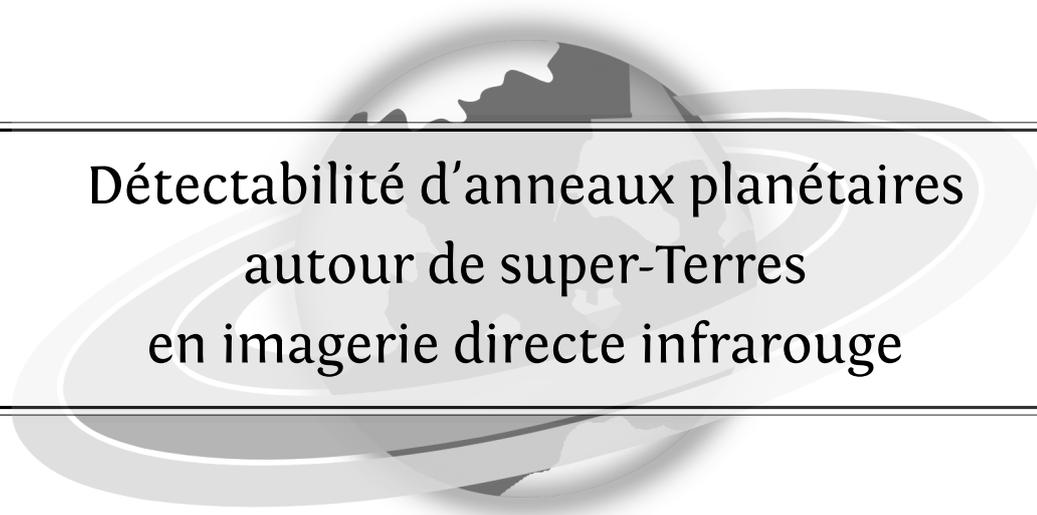


Université Paris Diderot (Paris 7) Sorbonne Paris Cité  
École Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile de France  
SAp/AIM/IRFU/CEA Saclay

# THÈSE

pour obtenir le titre de  
Docteur en Sciences mention **Astronomie et Astrophysique**

---



Détectabilité d'anneaux planétaires  
autour de super-Terres  
en imagerie directe infrarouge

---

**CARINE MOREL**

sous la direction d'Éric PANTIN/Cécile FERRARI

soutenue le 29 octobre 2013 devant le jury composé de

Gérard Rousset	Président
Franck Selsis	Rapporteur
Linda Spilker	Rapporteur
Alain Lecavelier Des Étangs	Examineur
Éric Pantin	Directeur de thèse
Cécile Ferrari	Directrice de thèse



## Remerciements

Faire des remerciements n'est pas chose aisée. Comme la majorité de ceux qui m'ont précédé dans ce périlleux exercice, je vais tâcher de faire de mon mieux, et m'excuse par avance auprès des personnes qui pourraient ne pas trouver ici les remerciements escomptés.

Bien entendu, je vais commencer par remercier mes directeurs de thèse : Eric et Cécile. Comme le savent la plupart des gens concernés par ces remerciements, l'entente et la communication entre nous trois n'a pas toujours été au beau fixe mais ce manuscrit montre qu'au final, notre association a porté ses fruits. Merci pour cela mais aussi parce que d'une certaine façon vous m'avez permis de mieux connaître mes propres limites.

À mes collègues de bureau, je dis surtout merci pour votre patience : je sais que je n'ai été ni très présente ni souvent d'humeur joyeuse. Merci donc notamment à Kevin (le blond), Amandine, Esther, Kevin (le grand), Thomas et Antoine pour les longues conversations plus ou moins relatives à nos travaux respectifs. Un merci spécial à Erwan, dont la place est tout autant dans ce paragraphe que dans le suivant. J'espère qu'on aura prochainement de nouveau l'occasion de massacrer quelques hordes de zombies ensemble.

Passons aux amis. Aux camarades rôlistes en premier : Romain, Matthias et Mathieu. Grâce à vous, j'ai pu m'évader quelques week-ends dans des contrées imaginaires, où la réussite des actions entreprises -plus ou moins épiques- est intimement liée aux résultats d'un jet de dés. Merci à vous pour ces parties et surtout pour les fous rires et les bons moments qu'elles nous ont permis de passer ensemble. Un grand merci à Elodie qui a relu entièrement ma thèse malgré son exil en territoire étranger. Reviens-vite, je n'ai plus personne pour regarder le rugby ! Enfin, merci à Laurent qui m'a si souvent servi d'excuses pour aller manger au resto !

Je remercie bien sûr ma famille pour son soutien et pour avoir fortement contribué à faire de moi ce que je suis et tout particulièrement mes deux sœurs triplées. Je crois qu'on a grandi en faisant toujours tout pour ne pas se ressembler et on a tellement bien réussi qu'il est difficile de se trouver des points communs. Malgré cela, on trouve toujours moyen d'avoir des discussions sympas. Comme quoi, avoir des points communs, c'est totalement surfait !

Last but not least, comme disent les grands bretons, Benjamin. Tu sais déjà bien assez ce que je pense de toi, donc en bref, merci pour ton soutien, tes bons repas, et tout le reste. Et bien évidemment, même s'ils en savent pas lire (mais on ne désespère de leur apprendre un jour), merci à Flamme et Spirou pour les 13 superbes chatons qu'ils ont eu durant ces 3 années (dans l'ordre de naissance) : Filou, Fury et Knacki, Flibustier, Frimouss' et Frakass', Gyoza, Gadou et Galaxy, et enfin, Heidi, Hippie, Helmut et Hinoko. Merci à Benjamin d'avoir d'ailleurs accepté, contraint et forcé, de garder la petite dernière : ne dis-t-on pas "jamais deux sans trois ?".



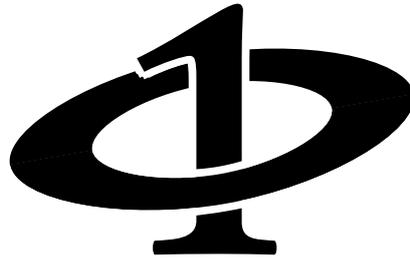
*« What of Saruman ?  
He is learned in the lore of the Rings,  
yet, he is not among us. »*  
--J.R.R. Tolkien



# Table des matières

	<hr/> <b>Introduction</b> <hr/>	<b>9</b>
1.1	Les super-Terres . . . . .	11
1.1.1	Huit années de découvertes . . . . .	11
1.1.2	De la détection à la caractérisation . . . . .	15
1.2	Les anneaux planétaires comme source d'informations . . . . .	16
1.2.1	Les anneaux des géantes gazeuses du Système Solaire . . . . .	16
1.2.2	Quelles méthodes d'observation pour détecter et caractériser les exoanneaux ? . . . . .	22
1.2.3	Des anneaux autour de géantes gazeuses extrasolaires . . . . .	25
1.2.4	Des anneaux planétaires autour de super-Terres . . . . .	26
1.3	Sujet de thèse . . . . .	26
	<hr/> <b>Imagerie directe infrarouge avec ELT et population d'étoiles accessibles</b> <hr/>	<b>29</b>
2.1	L'apport des ELT pour l'étude d'exoplanètes . . . . .	29
2.1.1	De hautes performances requises . . . . .	30
2.1.2	Pourquoi observer en infrarouge thermique ? . . . . .	38
2.1.3	Les ELT : quelques mots . . . . .	40
2.1.4	Performances estimées d'ELT-METIS . . . . .	42
2.2	Sélection de l'échantillon d'étoiles . . . . .	47
2.2.1	Description de la population des étoiles du voisinage solaire . . . . .	47
2.2.2	Modélisation du flux stellaire émis . . . . .	49
2.2.3	Description de l'échantillon sélectionné . . . . .	50
	<hr/> <b>Modéliser des super-Terres entourées d'un anneau</b> <hr/>	<b>57</b>
3.1	Modéliser l'émission thermique d'une super terre . . . . .	58
3.1.1	L'atmosphère des super-Terres : de nombreuses inconnues . . . . .	58
3.1.2	Choix d'un modèle simple . . . . .	63
3.2	Bilan thermique et température effective des particules de l'anneau . . . . .	64
3.2.1	Les différentes contributions au chauffage des particules . . . . .	64
3.2.2	Influence de la profondeur optique et de la taille des particules sur la température des particules . . . . .	70
3.2.3	Limitations du modèle . . . . .	77
3.3	Éclipse et occultation entre planète, anneaux et observateur . . . . .	78

3.3.1	Impact maximal des éclipses et occultations planète/anneaux sur leur température et sur le flux reçu . . . . .	78
3.3.2	Détermination numérique des surfaces éclipsées et occultées . . .	81
3.4	Emission thermique du système non-résolu planète-anneau . . . . .	87
3.4.1	Bilan et émission thermique avec éclipse et occultation . . . . .	87
3.4.2	Effets thermiques saisonniers . . . . .	89
	<b>— Détecter des exoanneaux autour de super-Terres au moyen d'un ELT —</b>	<b>95</b>
4.1	Définitions . . . . .	97
4.1.1	Définition des paramètres utilisés pour le système référence . . .	97
4.1.2	Condition de détection et définition des étoiles-cible . . . . .	99
4.2	ELT-METIS permet-il de détecter... . . . . .	100
4.2.1	... des super-Terres sans anneau ? . . . . .	100
4.2.2	... des exoanneaux autour de super-Terres ? . . . . .	103
4.3	Influence des paramètres physiques des exoanneaux . . . . .	104
4.3.1	Domaines des paramètres . . . . .	105
4.3.2	Anneaux optiquement épais . . . . .	105
4.3.3	Anneaux optiquement fins . . . . .	108
4.3.4	Bilan des types d'anneaux détectables . . . . .	109
4.4	Les étoiles-cible . . . . .	111
4.4.1	Répartition en type spectral et distance au Soleil . . . . .	111
4.4.2	Zones sondées autour des étoiles . . . . .	115
4.5	Impact de l'inclinaison des anneaux et de la position de l'observateur . .	118
4.6	Impact des performances instrumentales . . . . .	121
4.7	Caractérisation des exoanneaux . . . . .	124
4.7.1	Influences des paramètres de l'anneau sur la signature orbitale .	124
4.7.2	Quelles signatures photométriques observées ? . . . . .	131
4.7.3	Un exemple d'application de la méthode . . . . .	135
	<b>————— Conclusions et perspectives —————</b>	<b>141</b>
5.1	Conclusions . . . . .	141
5.2	Discussions et perspectives . . . . .	144
	<b>————— Le cas de l'exoplanète Fomalhaut b —————</b>	<b>147</b>
A.1	Historique . . . . .	147
A.2	Problématique . . . . .	148
A.3	Adapter le modèle à Fomalhaut et modélisation en visible . . . . .	149
A.4	Résultats . . . . .	151
	<b>————— Notations —————</b>	<b>155</b>



## Introduction

---

1.1	Les super-Terres . . . . .	11
1.1.1	Huit années de découvertes . . . . .	11
1.1.2	De la détection à la caractérisation . . . . .	15
1.2	Les anneaux planétaires comme source d'informations . . . . .	16
1.2.1	Les anneaux des géantes gazeuses du Système Solaire . . . . .	16
1.2.2	Quelles méthodes d'observation pour détecter et caractériser les exoanneaux ? . . . . .	22
1.2.3	Des anneaux autour de géantes gazeuses extrasolaires . . . . .	25
1.2.4	Des anneaux planétaires autour de super-Terres . . . . .	26
1.3	Sujet de thèse . . . . .	26

---

Si l'existence d'autres mondes dans l'Univers est discutée depuis très longtemps, ce n'est que depuis une vingtaine d'années que l'évolution des technologies d'observation a permis leur détection. La première exoplanète détectée autour d'une étoile de la séquence principale est 51 Pegasi b. C'est une géante gazeuse de quelques masses de Jupiter qui orbite en 4.3 jours autour de son étoile [Mayor and Queloz, 1995]. Elle a été découverte grâce à la méthode dite des vitesses radiales, qui consiste à observer le décalage spectral périodique de la lumière d'une étoile, causé par sa rotation autour du centre de masse de l'étoile et de sa planète. Cette méthode a permis la détection de plus de 530 exoplanètes dont la première planète tellurique découverte dans la zone habitable de son étoile Gliese 581 [Selsis et al., 2007]. Elle sert aussi de référence pour confirmer la présence d'une planète lors de la détection d'un transit planétaire quand cela est possible. Cette deuxième technique consiste à observer la diminution de la lumière de l'étoile due à une éclipse partielle par un compagnon et a permis la découverte de plus de 300 exoplanètes.

L'observation d'un transit présente aussi l'intérêt de permettre, dans certains cas, la caractérisation de l'atmosphère planétaire. Ces deux méthodes sont actuellement les plus efficaces pour détecter les exoplanètes.

D'autres existent cependant, comme l'astrométrie qui consiste à mesurer le déplacement apparent dans le plan du ciel de l'étoile plutôt que sa vitesse et qui, avec l'arrivée prochaine de GAIA, devrait permettre la découverte de nombreuses géantes gazeuses à quelques unités astronomiques d'étoiles jusqu'à 200 *pc* du Soleil. La méthode des microlentilles s'appuie sur l'effet de lentilles gravitationnelles pour observer des objets peu lumineux comme les planètes et a déjà permis la détection d'une vingtaine d'exoplanètes dont trois super-Terres. Enfin, l'imagerie directe a à son actif la découverte d'une trentaine de géantes gazeuses loin de leur étoile comme Fomalhaut b dont le demi-grand axe estimé est de plus de 110 *AU* [Kalas et al., 2008] (cf figure 1.1). C'est cependant une méthode qui s'annonce surtout prometteuse pour la caractérisation des planètes, puisqu'elle ne permet l'étude que d'une étoile à la fois.

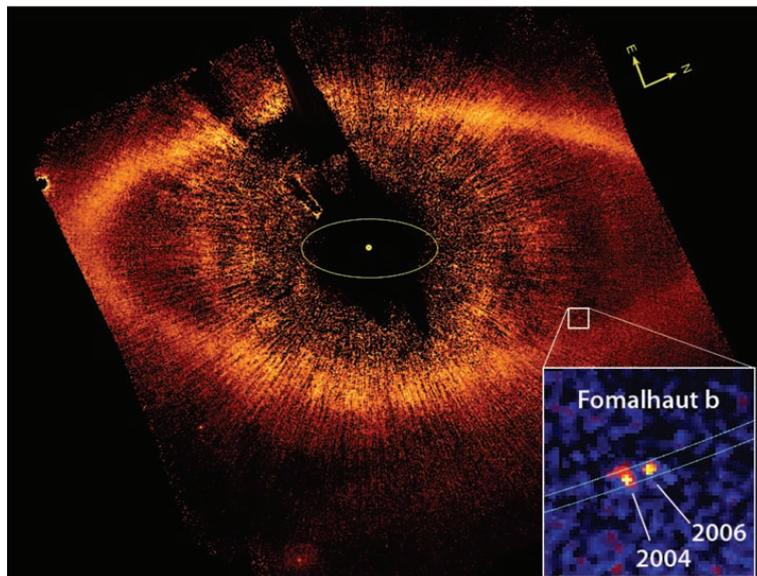


Figure 1.1 : Image de Fomalhaut et de sa planète

Fomalhaut b est une des premières planètes détectées par imagerie directe par le télescope spatial Hubble (extrait de Kalas et al. [2008]).

En tout, près de 930 exoplanètes sont connues aujourd'hui. Nombre d'entre elles diffèrent de celles de notre Système Solaire par leurs caractéristiques physiques et dynamiques. Les premières exoplanètes découvertes, par exemple, ont révolutionné la vision que les astronomes avaient des géantes gazeuses. Bien plus proches de leur étoile que Mercure ne l'est du Soleil, leur présence contredit les théories de formation planétaire originellement développées sur le modèle du Système Solaire. Ces découvertes ont poussé au développement ou à l'adaptation de théories de formation et d'évolution comme celle des migrations planétaires [Chambers, 2009].

Un autre type de planète, totalement inédit dans le Système Solaire, suscite un engouement tout particulier : les super-Terres. Ces planètes sont de masse intermédiaire entre nos planètes telluriques et nos géantes gazeuses. Elles sont des cibles idéales pour la recherche de la vie extraterrestre car elles pourraient arborer des caractéristiques physiques proches de celles de la Terre, notamment en termes de dynamique interne et de composition atmosphérique, tout en étant plus aisées à détecter car plus massives [Cuntz et al., 2012]. La caractérisation de ces planètes est ainsi devenue un objectif important de l'astronomie moderne. Cependant, bien que plus de 70 d'entre elles aient déjà été détectées, elles restent des objets a fortiori difficiles à étudier de part leur petite taille. La solution alternative discutée dans ce manuscrit pour aider à la caractérisation de ces planètes tout en contournant la difficulté de les observer, consiste à s'intéresser non pas aux planètes elles-mêmes mais aux anneaux planétaires qu'elles pourraient arborer.

## — 1.1 – Les super-Terres

Le terme *super-Terre* fait usuellement référence à des planètes rocheuses plus massives que la Terre. Ici cependant, il est utilisé sans considération sur la composition globale de la planète. Le seul critère définissant cette catégorie est la masse : entre 2 et  $10 M_{\oplus}$ . La borne inférieure est choisie arbitrairement un peu au dessus d'une masse terrestre alors que la borne supérieure correspond à la masse limite théorique au dessus de laquelle une planète en formation peut attirer suffisamment de gaz durant sa formation pour devenir une géante glacée ou gazeuse. La catégorie des super-Terres regroupe donc de nombreuses sous-catégories notamment les planètes-océans et les mini-Neptunes.

### 1.1.1 Huit années de découvertes

Les premières super-Terres ont été découvertes en 2005 par Rivera et al. [2005] et en 2006 par Beaulieu et al. [2006]. La première, GJ 876 d, est une planète de masse  $7.5 M_{\oplus}$  orbitant à  $0.02 AU$  d'une naine rouge à  $4.7 pc$  du Soleil et a été détectée par la méthode des vitesses radiales. La deuxième, OGL-2005-BLG-390L b, a été découverte par la méthode de détection par microlentilles. C'est une planète de masse estimée à  $5.4 M_{\oplus}$  orbitant à  $2.1 AU$  d'une naine rouge très lointaine ( $6500 pc$ ). Depuis, les trois techniques de détection (vitesses radiales, transit et microlentilles) ont permis la découverte de 75 planètes de masses comprises entre 2 et  $10 M_{\oplus}$  réparties dans 47 systèmes planétaires (au 15/08/13).

Le tableau 1.1 donne les masses, rayons et paramètres orbitaux de ces super-Terres. Le rayon et la masse de seulement 25 d'entre elles ont pu être déterminés. Ces deux informations sont essentielles pour calculer leur densité et aider à déterminer leur composition mais elles nécessitent l'observation de la planète à la fois par la méthode de mesure des vitesses radiales et du transit, ce qui n'est que rarement réalisable étant données les conditions nécessaires à l'observation d'un transit planétaire. Ces 25 planètes illustrent cependant bien la large diversité de densité que peuvent avoir les super-Terres et qui traduit leur grande variété de composition, d'une planète plus dense que la Terre

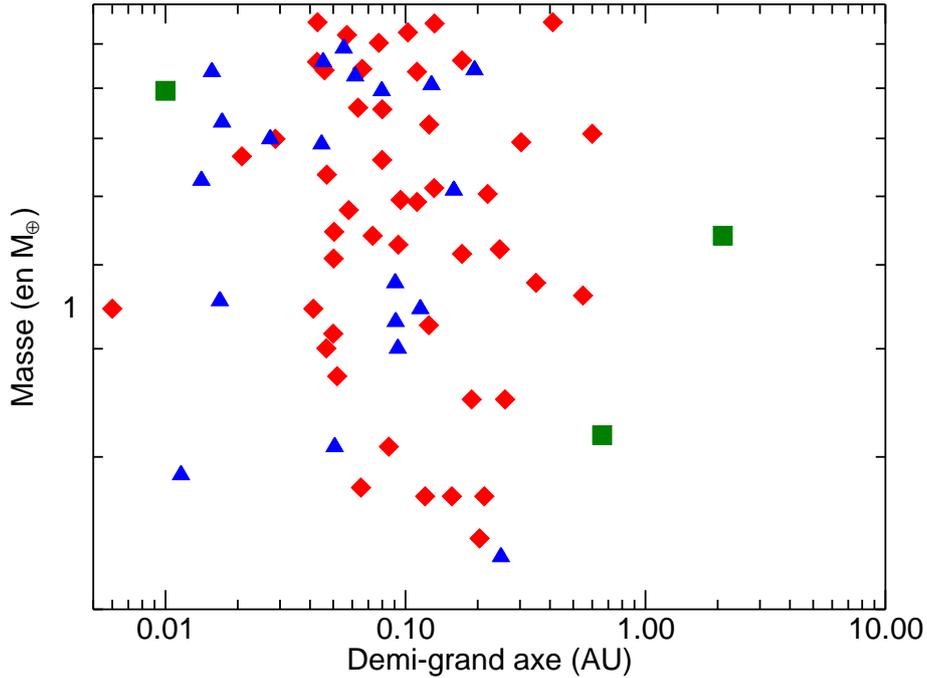


Figure 1.2 : Super-Terres connues au 15/08/13

Les losanges rouges représentent les super-Terres détectées par la méthode des vitesses radiales, les triangles bleus, celles dont le transit a été observé et les carrés verts, celles découvertes par la méthode de mesure par microlentilles (Source : [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu)).

comme Kepler-10 b<sup>1</sup> à des planètes de densité faible comme GJ 1214 b<sup>2</sup>, qui est probablement entourée d'une épaisse enveloppe de gaz. De nombreux modèles de compositions internes et atmosphériques ont été développés pour recouvrir ces cas extrêmes : des planètes similaires à la Terre avec un manteau de silicates et un noyau de fer aux planètes océans [Léger et al., 2004, Kuchner, 2003] en passant, entre autres, par des planètes non différenciées composées essentiellement d'un épais manteau de silicates et d'oxyde de fer [Elkins-Tanton and Seager, 2008]. Les informations sur les super-Terres sont cependant encore trop fragmentaires pour permettre de statuer réellement sur la composition de chacune.

Les étoiles hôtes des super-Terres détectées sont principalement des étoiles froides et peu massives de type spectral M et K. Cette prépondérance est évidemment corrélée à la forte présence de ce type d'étoiles dans le voisinage solaire et à la plus grande facilité de détecter des planètes en orbite autour d'elles par les méthodes des vitesses radiales ou du transit. Il a cependant été montré qu'il ne s'agissait pas que d'un biais observation-

1. Sa masse est de  $4.56^{+1.17}_{-1.29} M_{\oplus}$  et son rayon de  $1.416^{+0.033}_{-0.036} R_{\oplus}$  [Batalha et al., 2011] soit une densité de  $1.6^{+0.42}_{-0.45} \rho_{\oplus}$

2. Sa masse est de  $6.55 \pm 0.98 M_{\oplus}$  et son rayon de  $2.678 \pm 0.13 R_{\oplus}$  [Charbonneau et al., 2009] soit une densité de  $0.34^{+0.11}_{-0.09} \rho_{\oplus}$ .

nel : les naines rouges pourraient effectivement être plus favorables à la formation de super-Terres [Swift et al., 2013, Dressing and Charbonneau, 2013], en partie parce que la formation de géantes gazeuses, qui amalgament les embryons de planètes telluriques en migrant, y est plus difficile à cause de la faible quantité de matériel disponible. Il est par ailleurs intéressant de constater que la plupart des super-Terres appartiennent à des systèmes planétaires multiples, soutenant l'idée que le Système Solaire n'est pas exceptionnel. Certains systèmes comme celui des étoiles HD 40307 et GJ 667C sont même composés de plusieurs super-Terres, six dans ces cas étonnants, toutes très rapprochées (cf figure 1.3).

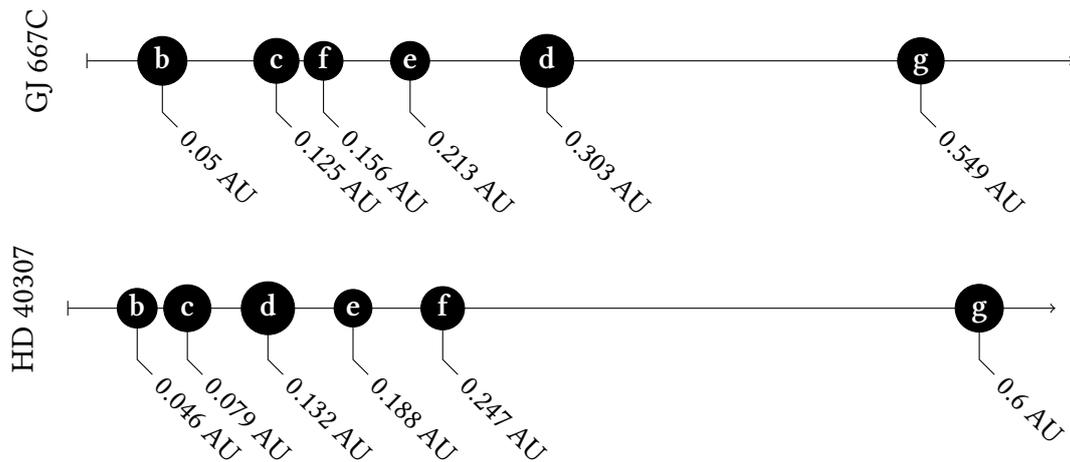


Figure 1.3 : Les systèmes planétaires de HD 40307 et de GJ 667C

La taille des planètes représentées est en proportion de leur rayon en considérant que toutes ont la même densité (c'est à dire proportionnelle à  $M_p^{1/3}$  où  $M_p$  est la masse de la planète).

Enfin, la large majorité des super-Terres connues orbite à une très courte distance de leur étoile et présente une excentricité souvent assez prononcée. Ces caractéristiques orbitales inattendues posent des questions sur leur formation. En effet, les modèles de formation planétaire ont été initialement conçus pour expliquer la formation du Système Solaire, composé de planètes telluriques proches du Soleil et de masses inférieures ou égales à celle de la Terre et à l'extérieur, de planètes géantes au moins 15 fois plus massives que la Terre. Ils ne permettent donc a priori pas d'expliquer la présence d'objets de masse intermédiaire, positionnés si près de l'étoile. Comme la masse d'une super-Terre correspond à celle estimée d'un noyau de géante gazeuse, certains modèles assimilent les super-Terres à des noyaux de géantes gazeuses avortées. Dans ce scénario, qui semble approprié aux super-Terres les plus massives [Rogers et al., 2011], la planète se forme à grande distance, où plus de matériel est disponible et soit migre vers sa position actuelle en interagissant avec le disque protoplanétaire [Kennedy and Kenyon, 2008], soit est envoyée sur son orbite grâce aux interactions avec d'autres noyaux et/ou planètes [Terquem and Papaloizou, 2007]. Pour des planètes moins massives, Chiang and Laugh-

lin [2013] suggèrent que la super-Terre se forme sur place, par accrétion, comme pour les planètes telluriques du Système Solaire. Ainsi les super-Terres semblent être au carrefour entre deux grandes théories de formation planétaire. Leur étude joue donc un rôle important dans la compréhension de ces mécanismes.

Planète	$M_p (M_{\oplus})$	$R_p (R_{\oplus})$	Période (j)	$a_{AU}$ (AU)	e	Type spectral	D (pc)
Gliese 876 d	6.6		1.93	0.020	0.20	M4 V	4.70
HD 20794 b	2.7		18.3	0.120		G8V	6.06
HD 20794 c	2.4		40.1	0.203		G8V	6.06
HD 20794 d	4.7		90.3	0.349		G8V	6.06
Gl 581 c	5.4		12.9	0.073	0.07	M2.5V	6.21
Gl 581 d	6.0		66.6	0.220	0.20	M2.5V	6.21
GJ 667C b	5.4		7.19	0.050	0.09	M1.5V	6.84
GJ 667C c	4.2		28.1	0.125	0.34	M1.5V	6.84
GJ 667C f	2.7		39.0	0.156	0.03	M1.5V	6.84
GJ 667C e	2.7		62.2	0.213	0.02	M1.5V	6.84
GJ 667C d	6.9		106.	0.303	0.68	M1.5V	6.84
GJ 667C g	4.6		256.	0.549	0.08	M1.5V	6.84
61 Vir b	5.0		4.21	0.050	0.12	G5V	8.52
GJ 433 b	5.7		7.37	0.058	0.08	M1.5	9.04
GJ 176 b	8.4		8.78	0.066		M2.5V	9.42
Gl 649 c	9.5		4.47	0.043	0.20	M1.5	10.3
HD 85512 b	3.4		58.4	0.260	0.11	K5V	11.1
55 Cnc e	8.3	2.0	0.73	0.015	0.06	K0IV-V	12.3
HD 40307 b	4.0		4.31	0.046	0.20	K2.5V	12.8
HD 40307 c	6.6		9.61	0.079	0.06	K2.5V	12.8
HD 40307 d	9.5		20.4	0.132	0.07	K2.5V	12.8
HD 40307 e	3.4		34.6	0.188	0.15	K2.5V	12.8
HD 40307 f	5.2		51.7	0.247	0.02	K2.5V	12.8
HD 40307 g	7.0		197.	0.600	0.29	K2.5V	12.8
GJ 1214 b	6.2	2.6	1.58	0.014	0.27	M	13.0
HD 136352 b	5.2		11.5	0.093	0.18	G4V	14.8
HD 136352 d	9.5		106.	0.411	0.43	G4V	14.8
Gj 163 c	7.2		25.6	0.125	0.09	M3.5	15.0
GJ 676A d	4.4		3.60	0.041	0.15	M0V	16.4
HD 7924 b	9.2		5.39	0.057	0.17	K0V	16.8
HD 154088 b	6.1		18.5	0.131	0.38	K0IV	17.8
GJ 3634 b	6.9		2.64	0.028	0.08	M2.5	19.8
BD-061339 b	8.5		3.87	0.042		K7V/M0V	20.0
HD 97658 b	7.9	2.2	9.49	0.079	0.06	K1V	21.1
HD 215152 b	2.7		7.28	0.065	0.34	K0	21.5
HD 215152 c	3.0		10.8	0.085	0.38	K0	21.5
HD 1461 b	7.5		5.77	0.063	0.14	G0V	23.4
HD 1461 c	5.9		13.5	0.111		G0V	23.4
HD 156668 b	4.1		4.64	0.050		K3V	24.5
HD 96700 b	9.0		8.12	0.077	0.10	G0V	25.6
HD 39194 b	3.7		5.63	0.051	0.20	K0V	25.9
HD 39194 c	5.9		14.0	0.095	0.11	K0V	25.9
HD 39194 d	5.1		33.9	0.172	0.20	K0V	25.9
HD 181433 b	7.5		9.37	0.080	0.39	K3IV	26.1
HD 134606 b	9.2		12.0	0.102	0.15	G6IV	26.5
Kepler-42 b	2.8	0.7	1.21	0.011			38.7
HD 93385 b	8.3		13.1	0.111	0.15	G2V	42.2
HD 215497 b	6.3		3.93	0.047	0.16	K3V	44.0
HD 41248 c	8.6		25.6	0.172		G2V	52.3
Kepler-68 b	8.2	2.0	5.39	0.061			135
Kepler-68 c	4.7	0.8	9.60	0.090			135
CoRoT-7 b	7.3	1.4	0.85	0.017		K0V	150
CoRoT-7 c	8.3		3.69	0.046		K0V	150
Kepler-10 b	4.5	1.3	0.83	0.016		G	173
Kepler-20 b	8.5	1.7	3.69	0.045	0.32	G8	290
Kepler-20 e	3.0	0.8	6.09	0.050		G8	290
MOA-2007-BLG-192-L b	3.1			0.660		M	700
PSR 1257 12 c	4.1		66.5	0.360	0.01		710
PSR 1257 12 d	3.8		98.2	0.460	0.02		710
OGLE-05-390L b	5.4		3500	2.100		M	6500

Planète	$M_p (M_{\oplus})$	$R_p (R_{\oplus})$	Période (j)	$a_{AU}$ (AU)	e	Type spectral	D (pc)
KIC 8435766 b	7.9	1.0	0.35	0.010		G	
KOI-55 b	4.4	0.7	0.24	0.006			
Kepler-9 d	6.9	1.5	1.59	0.027			
Kepler-11 b	4.2	1.8	10.3	0.091		G	
Kepler-11 d	6.0	3.2	22.6	0.159		G	
Kepler-11 e	8.3	4.2	31.9	0.194		G	
Kepler-11 f	2.2	2.4	46.6	0.250		G	
Kepler-18 b	6.8	1.8	3.50	0.044			
Kepler-36 b	4.4	1.3	13.8	0.115			
Kepler-36 c	8.0	3.4	16.2	0.128			
Kepler-50 b	7.6	2.1	7.81				
Kepler-50 c	6.9	2.6	9.37				
Kepler-57 c	5.4	1.4	11.6				
Kepler-62 b	8.8	1.2	5.71	0.055		K2V	
Kepler-62 c	4.0	0.5	12.4	0.092		K2V	

TABLE 1.1 – Les 75 super-Terres connues au 15-08-2013 d'après [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu).

### 1.1.2 De la détection à la caractérisation

Les principaux instruments qui contribuent à la chasse aux super-Terres sont actuellement l'instrument HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher [Mayor et al., 2003]) pour l'observation du décalage spectral des étoiles et KEPLER pour la détection de transits (cf Holman et al. [2010] sur une des premières super-Terres détectées avec Kepler). Les instruments actuels de mesure de la vitesse radiale ne permettent cependant que la détection de super-Terres massives ou/et en orbites courtes. Les meilleures performances sont atteintes par l'instrument HARPS avec une précision entre 0.3 et 1  $m.s^{-1}$  [Mayor et al., 2009a], ce qui permet a priori de détecter une super-Terre de masse 5  $M_{\oplus}$  en orbite à 1 AU d'une étoile de type solaire (une précision de 0.45  $m.s^{-1}$  environ est alors requise). La méthode de mesure des transits est, elle, limitée par l'orientation du système : la planète doit passer devant son étoile du point de vue de l'observateur. C'est une méthode de détection intéressante pour des études statistiques car elle permet l'observation en simultanée d'un grand nombre d'étoiles grâce à des imageurs grand champ mais qui ne permet pas de détecter les planètes de façon exhaustive.

Dans les prochaines années, deux nouveaux instruments de mesure de vitesses radiales sont prévus et permettront potentiellement de détecter toutes les exoplanètes dans le voisinage du Soleil, exceptées bien entendu celles dont l'inclinaison de l'orbite est très défavorable à la mesure de la vitesse radiale de l'étoile. Le premier, ESPRESSO [Mégévand et al., 2012], doit être installé sur le VLT à l'horizon 2016 et devrait permettre d'atteindre une précision proche de 0.1  $m.s^{-1}$ , nécessaire pour observer une super-Terre de 2 masses terrestres à 1 AU de son étoile. Il servira aussi de test pour l'instrument CODEX qui fait partie des propositions d'instruments pour l'E-ELT. Ce dernier devrait permettre d'observer jusqu'aux exoplanètes les plus petites avec une précision attendue de 0.01  $m.s^{-1}$  [Pasquini et al., 2010].

D'autres projets instrumentaux à venir sont dédiés au problème de la caractérisation des exoplanètes. La méthode des vitesses radiales, très efficace pour la détection, reste limitée dans ce domaine : elle donne accès à une estimation d'une masse minimale et à quelques paramètres orbitaux. La méthode du transit, dans les cas où cette observation est possible, s'avère bien plus intéressante. Le passage de la planète devant son étoile

permet de déterminer le rayon de la planète mais aussi d'étudier la composition de sa potentielle atmosphère grâce à des observations à plusieurs longueurs d'onde. Une autre méthode très utile pour la caractérisation des exoplanètes est l'imagerie et la spectrométrie directe [Marois et al., 2008]. Elle renseigne sur le rayon de la planète mais aussi sur la composition de son atmosphère ou/et de sa surface. De plus, elle permet de suivre une planète le long de son orbite et d'en déduire les paramètres orbitaux. Cependant, les super-Terres sont des objets pour lesquelles l'observation nécessite des valeurs de séparation angulaire et de contraste non atteints par les instruments actuels (cf section 2.1). Les prochains instruments comme VLT-SPHERE [Beuzit et al., 2008] se concentrent sur l'observation de jeunes géantes gazeuses assez éloignées de leur étoile. La génération suivante de télescopes, les ELT (Extremely Large Telescope), disposera d'instruments beaucoup plus performants, et permettant sûrement l'observation de quelques super-Terres.

## — 1.2 – Les anneaux planétaires comme source d'informations —

Détecter une super-Terre est un challenge déjà réussi de nombreuses fois : les caractériser en constitue la prochaine étape. Si de nombreuses recherches s'attachent à déterminer la composition interne et atmosphérique de ces planètes, leur environnement constitue aussi une source d'informations intéressante. C'est notamment le cas des anneaux planétaires dont la présence peut témoigner de moments marquants de l'histoire de la planète comme un cataclysme ou des bombardements météoritiques. En outre, ils augmentent la surface effective d'émission de la planète en y ajoutant une partie de la leur, ce qui peut rendre la planète plus facilement détectable en transit comme en imagerie directe.

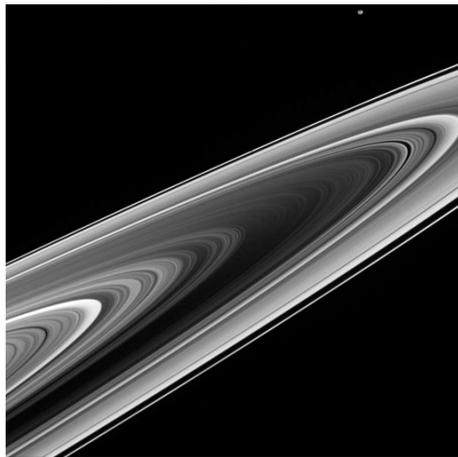
### 1.2.1 Les anneaux des géantes gazeuses du Système Solaire

Des anneaux planétaires sont présents autour de chaque planète géante du Système Solaire et présentent une grande diversité de caractéristiques d'une planète à l'autre mais aussi d'un anneau à l'autre d'une même planète (cf figures 1.4). Les plus imposants sont ceux de Saturne. Grâce à la mission Cassini, ce sont aussi les mieux connus bien qu'il reste encore beaucoup de questions sans réponse tant sur leurs caractéristiques physiques que sur leur processus de formation et d'évolution.

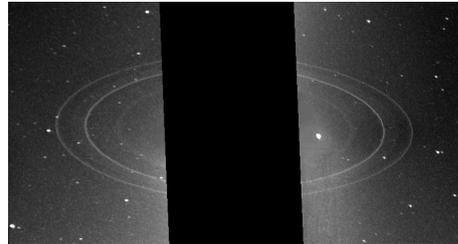
Le système d'anneaux de Saturne est unique par sa taille mais aussi par son hétérogénéité. Il est constitué principalement de deux types d'anneaux : les anneaux denses (nommés A, B et C ou anneaux principaux) et les anneaux diffus (D, E et G) séparés par un anneau dense mais peu étendu (l'anneau F) qui constitue un troisième type. Physiquement, la distinction entre les deux premiers groupes est essentiellement liée à la taille de leurs particules et à leur profondeur optique  $\tau$ , définie par la probabilité qu'un rayon perpendiculaire aux anneaux les traverse :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\tau} \quad (1.1)$$

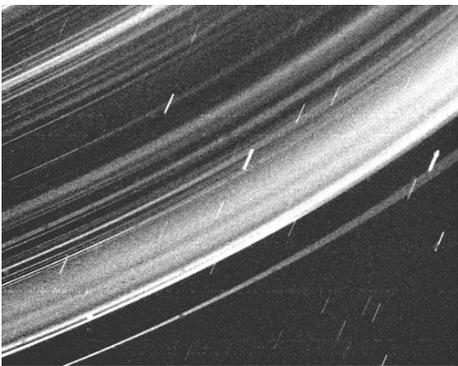
où  $I$  est l'intensité sortante et  $I_0$  l'intensité incidente. Les anneaux principaux de Saturne



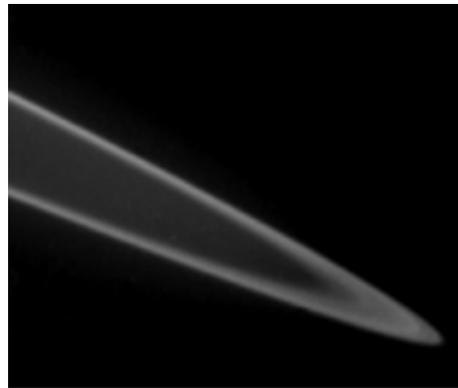
(a) Saturne par Cassini



(b) Neptune par Voyager 2



(c) Uranus par Voyager 2



(d) Jupiter par Voyager 2

Figure 1.4 : Les anneaux du Système Solaire

ont une profondeur optique supérieure à 0.1 et sont composés de particules au moins centimétriques alors que les anneaux diffus ont des profondeurs optiques inférieures à  $10^{-3}$  et sont composés de poussières micrométriques (cf le tableau 1.2 qui récapitule les caractéristiques principales des anneaux de Saturne). Les particules des anneaux de Saturne, denses ou diffus, sont composées au moins en surface de glace d'eau faiblement contaminée par des tholins [Poulet et al., 2003, Cuzzi and Estrada, 1998].

Les différents types d'anneaux de Saturne se retrouvent autour des autres planètes géantes ; Jupiter possède un système d'anneaux diffus [Smith et al., 1979] de profondeur optique inférieure à  $10^{-6}$  et composés de poussières de taille  $100 \mu m$  [Showalter et al., 1987]. Les anneaux d'Uranus et de Neptune ont été découverts par l'observation d'occultations d'étoiles (Elliot et al. [1977], Millis and Wasserman [1978] pour Uranus et Hubbard et al. [1985] pour Neptune). Les deux planètes présentent des anneaux diffus de poussières de profondeur optique inférieure à  $10^{-6}$  et des annelets denses ( $\tau$  entre 0.5 et 2.5). Contrairement à ceux de Saturne, ils ne sont pas composés de glace d'eau mais d'un matériau plus sombre [Colwell et al., 1990]. La figure 1.5 résume ces quatre systèmes d'anneaux.

Nom	Position	$\tau$	Fraction de poussières (%)	Commentaires
D	1,1 à 1,27 $R_p$	$10^{-3}$	50-100	Anneau interne
C	1,27 à 1,57 $R_p$	$\simeq 0,1$	$< 3$	
B	1,57 à 2,0 $R_p$	$\geq 1$	$< 3$	$\tau$ très grand
Division Cassini	2,0 à 2,1 $R_p$	$\simeq 0,1$	$< 3$	
A	2,1-2,3 $R_p$	$\simeq 0,5$	$< 3$	
F	2,4 $R_p$	0,1-0,5	$> 98$	Etroit
G	2,8-3,0 $R_p$	$10^{-6}$	$> 99$	Diffus
E	3,1-7,8 $R_p$	$10^{-6}$	100	Diffus

Table 1.2

Caractéristiques des anneaux de Saturne. Ces données sont le résultat d'un grand nombre de travaux successifs. Ce tableau est extrait de Charnoz et al. [2009a].

Elle met aussi en évidence l'influence de la limite de Roche : seuls les anneaux diffus de Saturne la dépassent largement (cf tableau 1.3). C'est en fait la limite maximale sous laquelle peuvent en théorie s'étendre des anneaux. Sous cette distance à la planète, la cohésion gravitationnelle d'un satellite est plus faible que les forces de marée de la planète et il se fragmente. Cela a aussi pour conséquence d'empêcher des particules dispersées sous cette limite de s'agglomérer pour former un satellite. Le rayon de Roche s'exprime en fonction du rayon  $R_p$  de la planète, des densités volumiques de la planète  $\rho_p$  et des particules  $\rho_r$  [Chandrasekhar, 1969].

$$R_{Roche} = 2.456 \left( \frac{\rho_p}{\rho_r} \right)^{1/3} R_p \quad (1.2)$$

En fait, pour un objet solide, la limite sous laquelle il se disloque sous l'effet des forces de marées est bien plus proche de la planète mais le rayon de Roche définit convenablement la limite sous laquelle les petites particules ne peuvent plus s'agglomérer.

La détermination de la masse des anneaux de Saturne fait l'objet de beaucoup d'études car sa elle apporterait des informations sur leur processus de formation (cf discussion ci-dessous). Elle est cependant très difficile à déterminer car l'épaisseur des zones les plus denses des anneaux (anneau B principalement) n'est pas bien contrainte. Elle est estimée entre  $5 \cdot 10^{-8}$  et  $10^{-6} M_{Sat}$  (où  $M_{Sat}$  est la masse de Saturne) (Esposito et al. [1983] pour la valeur basse et Null et al. [1981] pour la limite haute). Si les anneaux contiennent peu de masse relativement à la planète, ils s'étalent par contre sur une surface pouvant être bien supérieure à celle de la planète et leur impact photométrique peut donc être important. Pour l'étude d'exoanneaux, les anneaux ne seront donc pas décrits en terme de masse mais par leur profondeur optique  $\tau$  et leur étendue géométrique  $E_r$  qui sont directement connectés à leur émission.

La présence des anneaux diffus de Saturne au delà de la limite de Roche est inhérent à leur processus de formation. La durée de vie de tels anneaux, estimée entre 100 et 1000

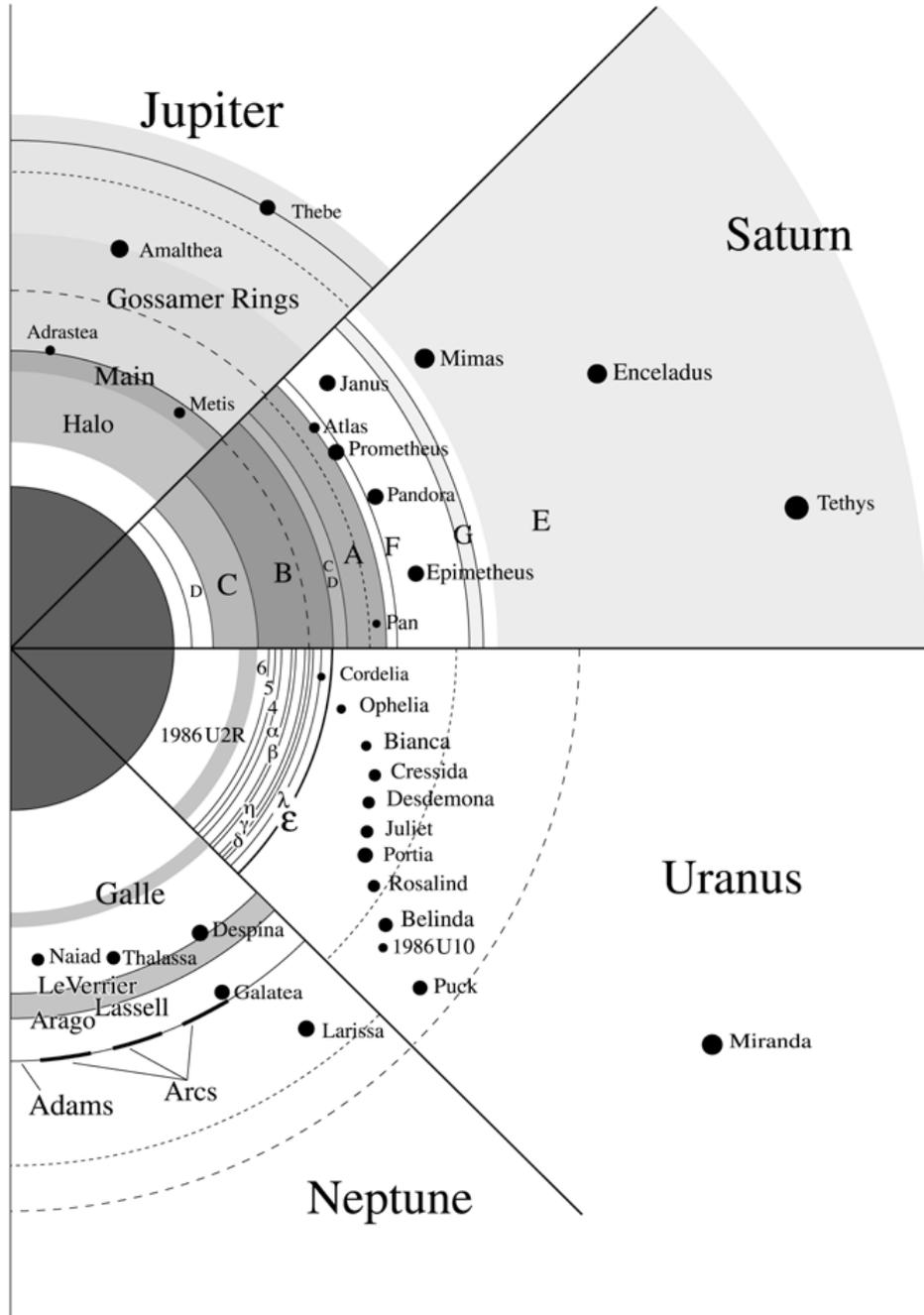


Figure 1.5 : Schéma des différents systèmes d'anneaux du Système Solaire

Les systèmes d'anneaux sont mis à l'échelle du rayon de la planète pour permettre la comparaison. La ligne pointillée correspond à la limite de Roche de chaque planète pour des particules de masse volumique  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$ . Elle est différente d'une planète à l'autre à cause de leurs différentes masses volumiques (Extrait de [Grün et al., 2001]).

Planète	Rayon externe des anneaux	$R_{Roche}$
Jupiter	3.1	2.7
Saturne	2.3 (Anneaux principaux) 7.8 (Anneaux diffus)	2.2
Neptune	2.4	2.9
Uranus	2.0 (Anneaux étroits) 4.0 (Anneaux diffus)	2.6

Table 1.3

Rayons externes des structures d'anneaux et rayons de Roche des différentes planètes du Système Solaire pour des particules de densité  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ces différentes valeurs sont exprimées en rayon planétaire  $R_p$ .

ans (Esposito and Colwell [1989] pour les anneaux d'Uranus) ainsi que la proximité de satellites suggèrent en effet qu'ils sont créés et entretenus par le matériau fragmenté issu du bombardement météoritique des surfaces satellitaires, de l'érosion de ces surfaces, et du dégazage des satellites [Esposito, 1993, Colwell and Esposito, 1992]. Ils marquent donc a priori la présence de satellites ou/et d'un flux météoritique régulier.

Les anneaux denses comme les anneaux principaux de Saturne sont composés de bien plus de matériau que ce mode de formation est capable d'expliquer. Quatre scénarios de formation sont usuellement proposés (cf Charnoz et al. [2009a] pour plus de détails).

**Paradoxe de l'âge des anneaux** Estimer l'âge des anneaux est essentiel pour déterminer le scénario de leur formation. Le premier et le plus frappant marqueur de la jeunesse des anneaux est la pureté de leur composition en surface, de la glace d'eau très peu contaminée. Très étendus, les anneaux sont soumis à un bombardement météoritique important qui devrait apporter une masse significative de matériaux aux anneaux, contaminant et noircissant leur surface. Or, la brillance des anneaux A et B donne un âge d'environ 500 millions d'années [Cuzzi and Estrada, 1998], soit une structure jeune. Les conséquences de la capture de matériaux météoritiques sont discutées plus en détail dans plusieurs articles [Ip, 1984, Cuzzi and Durisen, 1990].

L'évolution dynamique des anneaux appuie aussi une formation récente. Les anneaux devraient en effet s'étaler à cause des collisions mutuelles entre les particules [Esposito, 1986]. Ce ne sont pas l'anneau B et l'anneau C qui sont problématiques, puisqu'ils s'étalent a priori sur des échelles de temps bien supérieures à l'âge du Système Solaire. Par contre, l'anneau A devrait doubler de largeur sur une échelle de temps entre 200 Myr et 2 Gyr soit bien moins que 4.5 Gyr. Ainsi, si les anneaux ont été formés en même temps que Saturne, ils devraient avoir disparu en s'étalant ou être beaucoup plus sombres, ce qui appuie une formation tardive.

**Restes de la nébuleuse de Saturne** Des simulations récentes de formation de planètes géantes montrent qu'un disque étendu se forme quand la planète approche de sa masse fi-

nale et conduit à la formation des systèmes de satellites [Mosqueira and Estrada, 2003a,b, Estrada et al., 2009]. Les anneaux principaux de Saturne pourraient être les restes de cette nébuleuse qui n'auraient pas réussi à s'agglomérer en satellites [Pollack et al., 1976]. Il est cependant difficile d'expliquer comment les anneaux ont survécu aux dernières phases de formation de la planète, et qu'ils ne soient constitués que de glace d'eau alors qu'une assez large proportion de silicates devaient être présents dans le disque protosatellitaire ( $\sim 20\%$  en proportion).

**Restes d'un satellite détruit par les forces de marée ou par l'impact d'une comète** Un autre scénario suggère que les anneaux soient les restes d'un satellite détruit soit par les forces de marées de la planète soit par l'impact avec une comète. La destruction d'un satellite de 200 km de rayon est nécessaire pour fournir assez de masse à leur création. La première difficulté est de l'emmener sous la limite de Roche, ce qui peut être réalisé sur la fin de la formation de la planète par migration par exemple. Les forces de marée ne suffissent cependant pas à disloquer le satellite. Deux possibilités principales sont étudiées. La première consiste à considérer que le satellite est détruit par collision avec une comète ce qui est très improbable si on considère le flux cométaire actuel du Système Solaire. La seconde possibilité proposée dans Charnoz et al. [2009b] montre qu'un satellite de 200 km de rayon pourrait avoir été détruit durant le *Late Heavy Bombardement* (LHB) [Tsiganis et al., 2005] il y a environ 3.8 Gyr.

Comme pour le scénario précédent, il semble difficile d'expliquer que les anneaux soient issus de la destruction d'un satellite alors qu'ils ne contiennent pas ou très peu de silicates mais récemment, une explication a été proposée [Canup, 2010, Crida and Charnoz, 2010]. Elle nécessite la migration sous la limite de Roche d'un satellite massif et différencié composé d'un manteau de glace d'eau. Les forces de marées disloquent alors son manteau de glace mais pas le coeur dur de silicate, qui finit par s'écraser sur Saturne. La figure 1.6 illustre ce scénario.

**Restes d'une comète capturée et détruite par les forces de marée** Le dernier scénario envisagé est qu'une comète de plus de 300 km de rayon soit passée très proche de Saturne et ait été disloquée par les forces de marée de la planète [Dones, 1991, Dones et al., 2007]. Ce scénario est appuyé par la similarité de compositions entre les anneaux de Saturne et les comètes. Comme pour la destruction d'un satellite par une comète, le flux cométaire actuel rend peu probable un tel événement dans les 100 derniers millions d'années. Par contre, ce scénario est possible durant le LHB [Charnoz et al., 2009b] durant lequel le flux cométaire était très important. Par contre, cette théorie n'explique pas l'unicité des anneaux de Saturne dans le Système Solaire.

Aucun des scénarios n'est compatible avec l'apparente jeunesse des anneaux de Saturne. Leur âge ainsi que leur processus de formation reste donc encore sujet à de nombreuses interrogations. L'observation de géantes gazeuses extrasolaires pourrait apporter des réponses à ces questions.

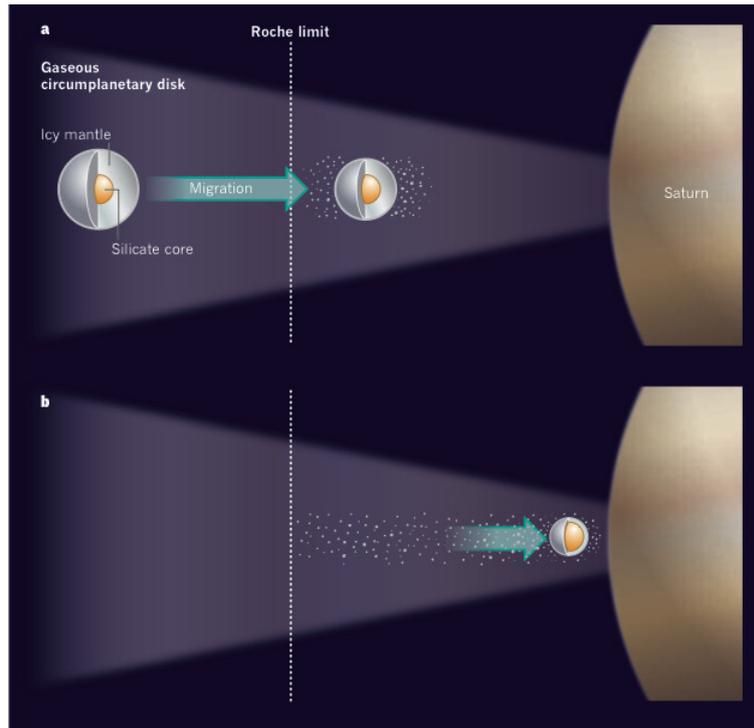


Figure 1.6 : Modèle de la formation des anneaux principaux de Saturne

a- Un satellite différencié passe sous la limite de Roche de Saturne et est "pelé" par les forces de marée, perdant son manteau de glace. b- Le coeur de silicates migre vers Saturne et finit par y tomber. Il ne reste donc que de la glace d'eau pour former les anneaux (Extrait de Crida and Charnoz [2010]).

### 1.2.2 Quelles méthodes d'observation pour détecter et caractériser les exoanneaux ?

Si beaucoup de recherches sont réalisées sur les anneaux du Système Solaire, les exoanneaux sont encore un sujet peu développé, et pour cause, les anneaux planétaires sont déjà difficiles à détecter et à étudier dans le Système Solaire. Cependant, la sensibilité des techniques d'observation évoluant tout comme le nombre d'exoplanètes détectées, il devient de plus en plus possible de les étudier. Leur détection pourrait donner de précieuses informations sur les théories de formation des planètes et des anneaux comme leur mode de création, leur époque de formation, leur temps de vie. En outre, ils interviennent dans le bilan photométrique, en transit comme en imagerie. Connaître leur impact sur les observables est donc important pour ne pas se tromper dans leur interprétation.

Les méthodes se basant sur la masse de l'objet à détecter, comme la méthode des vitesses radiales, mais aussi l'astrométrie et les microlentilles, sont inadaptées à la détection d'anneaux planétaires : leur masse reste négligeable face à celle de la planète. Pour leur étude, deux techniques de caractérisation semblent appropriées : par l'observation

du transit planétaire et par imagerie ou spectrométrie directe.

**Signatures d'exoanneaux en transit** Pour l'étude d'exoanneaux, le transit est une méthode très intéressante car les anneaux peuvent présenter une surface importante, et donc modifier considérablement la courbe de transit de la planète. La figure 1.7 illustre cet impact sur les signatures photométriques. Des anneaux similaires à ceux de Saturne allongent la courbe de transit et augmentent son amplitude d'un facteur 2 (qui correspond environ à l'augmentation de surface causée aux anneaux).

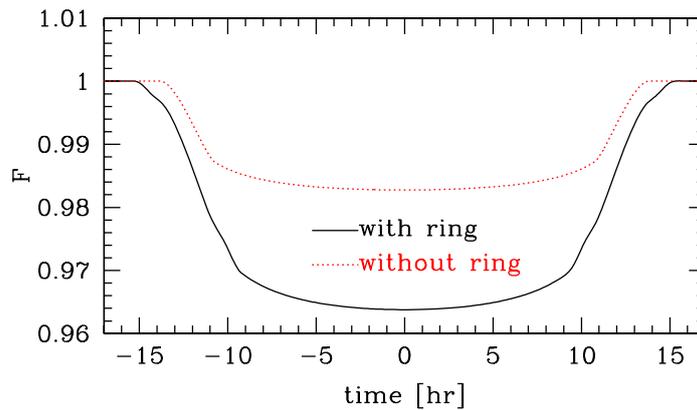


Figure 1.7 : Effet d'anneaux sur un transit planétaire

La planète fait  $1.3 R_J$  et orbite à  $3 AU$  d'une étoile de rayon  $1.1 R_\odot$ . L'anneau est étendu de  $1.5$  à  $2.0 R_p$  pour une profondeur optique  $\tau = 1$  et est vu de face. La courbe montre la luminosité normalisée de l'étoile durant le transit d'une planète avec (noir) et sans (rouge) anneau (Extrait de Ohta et al. [2009]).

Barnes and Fortney [2004] étudient pour la première fois la détectabilité d'exoanneaux dans les courbes photométriques de transits d'exoplanètes et montrent que des anneaux optiquement épais ( $\tau = 1$ ) et étendus entre  $1.5$  et  $2 R_p$  autour d'une planète de la taille de Jupiter orbitant à  $1 AU$  ont une signature prononcée (cf figure 1.8). Ils modélisent la diffraction par les particules de l'anneau et montrent qu'elle modifie la signature des anneaux en fonction de la taille des particules. Cela permet de déterminer, moyennant une bonne résolution photométrique, si les particules sont microscopiques (poussières) ou centimétriques. Ils concluent que Kepler permettrait de détecter les anneaux de Saturne si on les observait depuis l'étoile 28 Sgr (à  $400 pc$  du Soleil), mais que les observateurs ne pourraient pas déterminer si les anneaux sont dominés par des particules de petite ou de grande taille.

Ohta et al. [2009] ont complété ce travail en étudiant en plus les signatures spectroscopiques d'exoanneaux en transit. Comme dans le cas précédent, ils limitent leur étude à des anneaux étendus entre  $1.5$  et  $2.0 R_p$  avec une profondeur optique de  $\tau = 1$ . Ils concluent que la signature spectroscopique est plus faible que celle photométrique mais

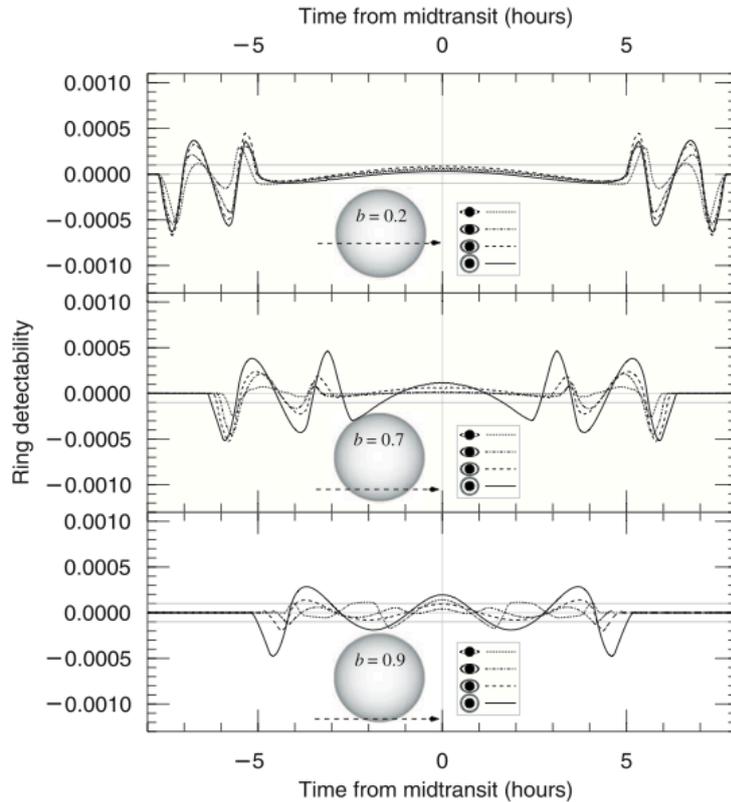


Figure 1.8 : Signature d'un anneau planétaire en transit

L'anneau simulé a une profondeur optique de  $\tau = 1$  et est étendu de  $1.5$  à  $2.0 R_J$  autour d'une planète de la taille de Jupiter orbitant à  $1 AU$  de son étoile de rayon  $1 R_\odot$ . Les courbes représentent la différence entre la courbe de transit d'une planète avec un anneau et celle d'une planète seule qui correspond le mieux à l'observation. De haut en bas, les courbes sont pour différents paramètres d'impact  $b$  (distance entre le centre de l'étoile et la trajectoire de la planète). Pour chaque valeur de ce paramètre, les courbes différentielles de transit sont tracées pour différentes inclinaisons des anneaux ( $10^\circ$  en pointillé,  $30^\circ$  en point-tiret,  $45^\circ$  en tirets et  $90^\circ$  (de face) en plein). Les lignes grises correspondent à la limite de bruit de l'instrument Kepler sur les observations de la planète HD 209458b. On constate que la signature est détectable dans presque tous les cas au début et à la fin du transit (Extrait de Barnes and Fortney [2004]).

peut apporter une confirmation si elle est observable. De plus, ils confirment que la détection d'anneaux identiques à ceux de Saturne est un objectif scientifique atteignable avec Kepler.

**Détection directe d'exoanneaux** Une autre possibilité pour observer les exoanneaux est l'imagerie directe. Comme la planète et son environnement ne sont pas résolus, la densité de flux reçue, en visible comme en infrarouge, est celle de la planète additionnée

de celle de ses anneaux, ce qui peut donner l'impression d'une planète beaucoup trop brillante (cf le cas de Fomalhaut b en annexe A [Kalas et al., 2008]).

En observant la planète à différentes positions le long de son orbite, il est possible d'observer les variations orbitales de l'émission de la planète fortement modifiées par la présence d'anneaux, comme le montre en photométrie visible Arnold and Schneider [2004, 2006]. Ils font des hypothèses simples pour la planète (diffuseur lambertien) et pour les anneaux (couche grise diffusante, plane, homogène et anisotrope) et étudient les signatures pour différentes profondeurs optiques ( $\tau$  entre 1 et 5), différentes inclinaisons et différentes bandes spectrales pour une planète similaire à Saturne. Ils concluent que la présence d'anneaux autour d'une exoplanète influe significativement sur le flux reçu, causant des signatures orbitales importantes et multiples mais qu'ils restent non détectables avec les instruments actuels. Ils n'explorent pas ce qui pourrait être observé en infrarouge car les signatures orbitales y sont a priori moins prononcées. L'imagerie directe infrarouge d'exoanneaux tout comme la possibilité de détecter des anneaux autour de super-Terres et non de géantes gazeuses n'a jamais été étudié jusque là.

### 1.2.3 Des anneaux autour de géantes gazeuses extrasolaires

Actuellement, aucune observation d'exoplanètes en transit ne suggère la présence d'anneaux planétaires. Cependant, les planètes observées ainsi sont très proches de leur étoile, à moins de 0.1 AU pour la plupart. Cette proximité compromet l'existence d'exoanneaux à cause de l'attraction gravitationnelle forte de l'étoile qui réduit la zone d'influence gravitationnelle de la planète et donc la zone de stabilité de satellites, et par extension d'anneaux. Cependant, dans les prochaines années, des planètes de plus en plus éloignées devraient être détectées et révéleront peut être la présence d'anneaux planétaires. En imagerie directe, un cas d'exoanneau a peut être déjà été observé autour de la planète Fomalhaut b [Kalas et al., 2008], mais il est difficile de confirmer cette détection alors même que l'existence de la planète est fortement contestée (cf annexe A).

La détection d'anneaux autour d'exoplanètes apporterait de précieuses informations sur les théories de formation des anneaux et des planètes. Dans le Système Solaire, chaque géante gazeuse présente un système d'anneaux. S'il s'avère qu'ils sont tout aussi courants autour des planètes géantes extrasolaires, cela appuierait une formation commune et/ou un processus de maintien efficace. Les exoplanètes pourraient aussi renseigner sur l'existence d'anneaux composés de roches et non de glaces comme ceux du Système Solaire s'ils sont détectés autour de planètes situées sous la limite des glaces du système comme les Jupiter chaudes.

Enfin, l'observation d'exoplanètes permet l'étude de systèmes planétaires d'âges différents. La présence d'exoanneaux autour de planètes jeunes favoriserait un scénario de formation des anneaux en parallèle de celui de la planète alors que leur présence autour de planètes plus âgées pourrait résulter d'une formation plus tardive ou d'un processus de maintien efficace.

### 1.2.4 Des anneaux planétaires autour de super-Terres

Dans le Système Solaire, seules les planètes géantes présentent des systèmes d'anneaux. Il est cependant présumé que la Terre en ait eu temporairement pendant la formation de la Lune [Canup, 2008]. Les super-Terres, intermédiaires entre les planètes telluriques et les planètes géantes, pourraient tout à fait en avoir. Savoir s'ils pourraient perdurer, comme ceux du Système Solaire est une question plus complexe et qui n'est même pas encore totalement résolue pour Saturne. La composition d'anneaux autour d'une super-Terre interroge aussi, notamment si elle se situe sous la limite des glaces de son étoile. Dans ce cas, ils ne peuvent pas être composés de glace d'eau comme ceux de Saturne, mais plutôt de matériaux plus réfractaires comme par exemple de silicates.

L'observation d'anneaux autour de super-Terres pourrait cependant être une source riche d'informations. En effet, bien que l'origine des anneaux principaux de Saturne soit encore mal comprise, deux situations principales se distinguent clairement : une formation des anneaux durant la jeunesse de la planète ou une plus tardive, et associée à un cataclysme dans son proche voisinage. Détecter des anneaux denses autour d'une jeune super-Terre pourrait donc être un argument en faveur d'un processus de formation similaire à celui des planètes géantes. Autour d'une planète plus âgée, ils argueraient d'un événement cataclysmique. La détection d'anneaux diffus pourrait indiquer par contre la présence de satellites et/ou d'un flux météoritique important.

## — 1.3 – Sujet de thèse —

---

Nous avons vu que les super-Terres suscitent beaucoup d'engouement et de questions mais qu'elles sont difficiles à caractériser. Cependant, elles peuvent présenter des systèmes d'anneaux qui les rendent plus faciles à détecter, tout en pouvant apporter des informations sur la planète. On se demande donc s'il sera possible, dans un futur proche, d'observer et de caractériser des anneaux planétaires autour de super-Terres.

Pour cela, ce travail prend la forme d'une première étude pour une future campagne d'observations sur le sujet. On étudie en particulier un instrument sur ELT (METIS) qui présente les performances requises et on détermine quelles étoiles seront le plus favorable à de telles observations. Il n'est pas encore possible de déterminer véritablement les étoiles à cibler car la détection des super-Terres autour des étoiles proches est encore peu avancée. Dans les années à venir, de nouveaux instruments permettront de détecter par la méthode des vitesses radiales presque toutes les super-Terres dans le voisinage du Soleil jusqu'à quelques unités astronomiques de leur étoile. Il s'agira alors de sélectionner parmi les étoiles favorables celles qui disposent effectivement d'une super-Terre dans la zone observable préalablement déterminée. Enfin, on s'interroge sur les paramètres physiques des anneaux qu'il sera possible de caractériser, sur les observations nécessaires pour ce faire, et sur ce qu'il sera possible d'en déduire sur la planète.

L'étude d'anneaux planétaires autour de super-Terres est encore un sujet inexploré et jamais observé à ce jour. Il s'agit donc d'un travail prospectif basé uniquement sur des simulations. Nous avons choisi de le limiter à l'imagerie directe bien qu'une étude similaire adaptée à la méthode de transit aurait été tout aussi légitime. Cette thèse pro-

pose un modèle permettant de simuler l'émission thermique d'une super-Terre et de ses anneaux, l'exploite pour étudier les possibilités de les détecter et de les caractériser et sélectionne les instruments utilisables pour une telle campagne d'observation ainsi que les populations d'étoiles associées.

Le chapitre 2 détaille les trois critères (contraste, sensibilité et résolution angulaire) utilisés pour définir les performances d'un imageur et montre que l'instrument ELT-METIS devrait être bien adapté à l'observation d'anneaux autour de super-Terres. On définit aussi dans ce chapitre un échantillon à volume limité d'étoiles pour lesquelles on va estimer la possibilité de détection d'une super-Terre entourée d'anneaux. Dans le chapitre 3, on propose un modèle permettant de simuler l'émission thermique d'une super-Terre et de ses anneaux quelques soient l'inclinaison des anneaux et la position de la planète et de l'observateur. Tous les outils ayant été mis en place, le chapitre 4 étudie le nombre d'étoiles-cible (les étoiles de l'échantillon autour desquelles il est possible de détecter une super-Terre entourée d'anneaux) en fonction des caractéristiques physiques et géométriques des anneaux. En outre, l'impact de performances instrumentales supposées est analysé en termes de nombre d'objets potentiellement observables. Enfin, la possibilité de caractériser les anneaux est étudiée au travers d'un exemple fictif d'observations. L'annexe A propose une application rapide du modèle mis en place au cas de la planète Fomalhaut b.





## Imagerie directe infrarouge avec ELT et population d'étoiles accessibles

---

2.1	L'apport des ELT pour l'étude d'exoplanètes . . . . .	29
2.1.1	De hautes performances requises . . . . .	30
2.1.2	Pourquoi observer en infrarouge thermique ? . . . . .	38
2.1.3	Les ELT : quelques mots . . . . .	40
2.1.4	Performances estimées d'ELT-METIS . . . . .	42
2.2	Sélection de l'échantillon d'étoiles . . . . .	47
2.2.1	Description de la population des étoiles du voisinage solaire . . . . .	47
2.2.2	Modélisation du flux stellaire émis . . . . .	49
2.2.3	Description de l'échantillon sélectionné . . . . .	50

---

### — 2.1 – L'apport des ELT pour l'étude d'exoplanètes —

L'imagerie directe d'exoplanètes est une méthode riche en informations mais posant de véritables défis technologiques. Les ELT (Extremely Large Telescope) sont conçus pour les relever en combinant résolution angulaire inédite, haut contraste et grande sensibilité, trois critères nécessaires pour faire de l'imagerie d'exoplanètes aussi petites que les super-Terres.

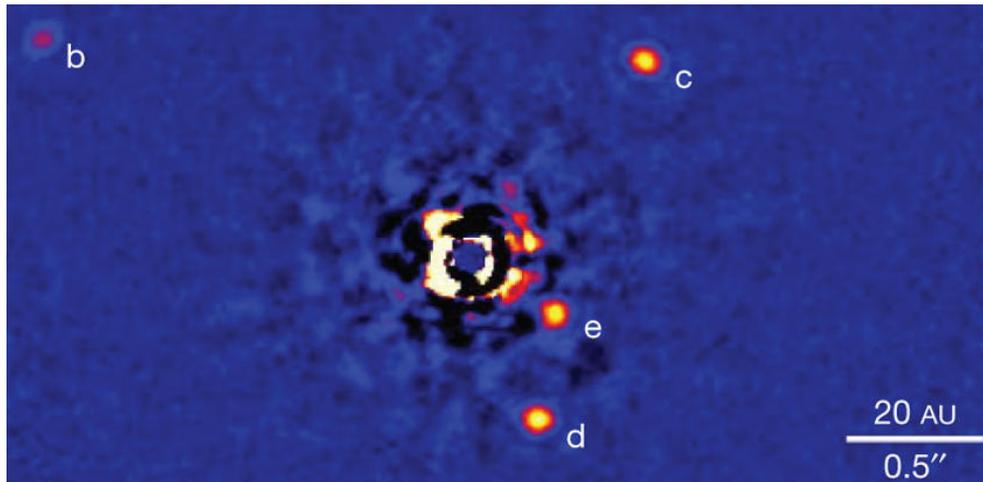
### 2.1.1 De hautes performances requises

L'imagerie directe d'exoplanètes permet de confirmer directement l'existence de planètes jusqu'alors majoritairement détectées par des preuves indirectes. Elle constitue aussi un premier pas vers des études spectroscopiques. Une exoplanète brille par réflexion de la lumière de son étoile hôte dans les longueurs d'onde entre le visible et le proche infrarouge et grâce à son émission thermique propre au delà de  $3 \mu m$ . Actuellement, les principales cibles d'imagerie directe sont de très jeunes géantes gazeuses éloignées du soleil ( $d \gtrsim 20 pc$ ) comme le système planétaire de HR 8799 [Marois et al., 2008, 2010] ; ce sont quatre planètes, chacune de masse estimée à environ une dizaine de masses de Jupiter, situées à respectivement 15, 24, 38 et 68  $AU$  de leur étoile, à 40  $pc$  (cf. figure 2.1). Elles ont été détectées par imagerie directe en infrarouge proche en bandes Ls et K [Marois et al., 2008] initialement puis plus tard en bande M [Galicher et al., 2011]. Ces planètes sont détectables avec les instruments actuels car :

- ▶ ce sont des géantes gazeuses jeunes (d'environ 60  $Myr$  pour le système de l'étoile HR 8799 [Zuckerman et al., 2011]) et donc chaudes : elles brillent fortement en infrarouge (températures effectives de 800 à 1000  $K$  pour des flux de l'ordre de quelques millijanskys en bandes Ks et L) ce qui permet leur détection avec quelques heures d'observation [Marois et al., 2008] ;
- ▶ elles sont loin de leur étoile, entre 15 et 68  $AU$  et donc à des séparations angulaires comprises entre 0.4 et 1.8  $as$ , résolubles par les instruments actuels [Marois et al., 2010] ;
- ▶ leur brillance et l'éloignement à leur étoile permet de traiter l'image pour atténuer la lumière stellaire et distinguer le flux des différentes planètes.

Contrairement aux jeunes géantes gazeuses, les super-Terres sont des planètes irradiées, c'est à dire que leur température effective est due principalement au chauffage par l'étoile hôte. Autrement dit, elles doivent être proches de leur étoile pour être chaudes. Pour illustrer le cas de planètes irradiées, la figure 2.2 donne le flux réfléchi et émis par les planètes du Système Solaire observées à 10  $pc$  avec un modèle simplifié. Les géantes gazeuses, Jupiter et Saturne, bien qu'âgées, ne sont pas à strictement parler des planètes irradiées : leur énergie interne augmente leur température effective d'environ 20 – 25  $K$ , ce qui double leur émission globale par rapport à un chauffage uniquement par le Soleil [Aumann et al., 1969].

La Terre a un flux réfléchi de 0.01  $\mu Jy$  à 0.6  $\mu m$  et une émission thermique de 0.2  $\mu Jy$  à 10  $\mu m$ . Ce sont des flux très faibles, à la limite des performances des instruments actuels. Pour être plus chaude et plus brillante, une planète irradiée doit être plus proche de son étoile. Cependant, observée à 10  $pc$ , la séparation angulaire Terre-Soleil est au mieux de 100  $mas$ . Atteindre une telle résolution est possible avec un télescope spatial en lumière visible (43  $mas$  pour le HST à 0.5  $nm$ ) mais nécessiterait des instruments monopupilles de plus de 20  $m$  de diamètre en infrarouge moyen (vers 10  $\mu m$ ). En outre, le contraste Terre-Soleil est très faible. En lumière visible, le Soleil émet une densité de flux de quelques dizaines de janskys à 10  $pc$  soit un contraste de plus de  $3 \cdot 10^{-9}$  avec la Terre.



— **Figure 2.1** : Système planétaire de HR 8799 imagé en novembre 2009 en bande L' —  
 Les planètes HR 8799 e, d, c et b sont à respectivement 15, 24, 38 et 68 AU de leur étoile  
 (Extrait de Marois et al. [2010]).

En infrarouge à  $10 \mu m$ , il est d'environ  $10^{-7}$  pour un flux stellaire de quelques janskys. Hors actuellement, les contrastes atteints par différentes méthodes sont de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  (cf. le contraste obtenu sur VLT-NACO, figure 2.12).

L'imagerie directe de planètes irradiées de petite taille comme les super-Terres nécessite donc :

- ▶ une grande sensibilité pour détecter des objets de faible luminosité,
- ▶ une haute résolution angulaire pour séparer la planète de l'image de l'étoile hôte,
- ▶ de battre un contraste très important pour distinguer les exoplanètes peu brillantes de leur étoile hôte.

**Résolution angulaire** La résolution angulaire en imagerie directe est limitée principalement pour deux raisons : la diffraction de la lumière de l'étoile hôte par le télescope et les tavelures (*speckles* en anglais) causées par les déformations du front d'onde par l'atmosphère et les éléments optiques. La diffraction par l'ouverture du télescope impose une limite théorique de résolution angulaire  $\theta_c$  :

$$\theta_c = \frac{\lambda}{D_t} \quad (2.1)$$

C'est la dimension angulaire du détail le plus fin résolu par un télescope de diamètre  $D_t$  à la longueur d'onde  $\lambda$ . En termes de fréquence,  $f_c = \frac{D_t}{\lambda}$  est la fréquence de coupure du télescope : toutes les fréquences supérieures sont coupées par son ouverture.

Pour pouvoir observer une exoplanète, la résolution angulaire limite  $\theta_c$  doit être inférieure à la séparation angulaire maximale entre une planète et l'étoile qui vaut  $\theta = \frac{a(1+e)}{D}$

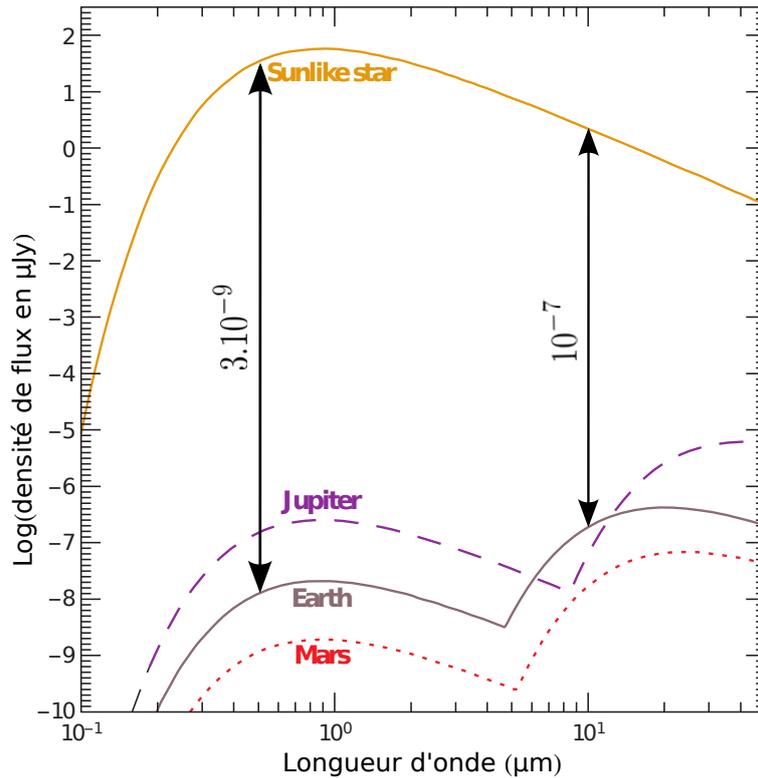


Figure 2.2 : Émission des objets de notre système solaire positionnés à 10 *pc*

Les flèches noires indiquent le contraste entre le Soleil et la Terre dans le visible à 500 *nm* ( $3.10^{-9}$ ) et dans l'infrarouge à 10  $\mu\text{m}$  ( $10^{-7}$ ). Le flux solaire est celui d'un corps noir de température 5750 *K*. Le spectre des planètes est la combinaison du spectre de deux corps noirs : celui de la lumière solaire réfléchi sur la surface planétaire d'intensité modulée par la distance de la planète et par son albedo géométrique, et celui émis en infrarouge par la planète en supposant qu'elle se comporte comme un corps noir à la température effective mesurée. (Extrait de Seager and Deming [2010])

où  $\theta$  est la distance angulaire entre la planète et l'étoile (en *as*),  $a$  le demi grand axe (en *AU*),  $e$  l'excentricité de l'orbite et  $D$  la distance étoile-planète (en *pc*). Le tableau 2.1 donne quelques exemples de séparations angulaires pour une planète à 1 *AU* et le diamètre théorique de télescope nécessaire pour résoudre le système.

Pour les télescopes au sol, le front d'onde est déformé en traversant l'atmosphère par les variations d'indice de réfraction de l'air, liées aux différences de température et de pression des couches d'air successives. Cette déformation dégrade l'image d'un point source par le télescope, la PSF (Point Spread Function), en l'étalant angulairement bien au delà de la tâche théorique de diffraction. En termes de résolution angulaire, il est inutile d'agrandir le télescope si elle n'est pas corrigée. Une mesure de la turbulence atmosphérique locale est donnée par le *seeing*  $s$  :

$$s = \frac{\lambda}{d_0} \quad (2.2)$$

Distance	10 <i>pc</i>	30 <i>pc</i>	100 <i>pc</i>
Séparation angulaire à 1 <i>AU</i>	100 <i>mas</i>	33 <i>mas</i>	10 <i>mas</i>
Diamètre minimum à $\lambda = 0.5 \mu m$	1 <i>m</i>	3.1 <i>m</i>	10.3 <i>m</i>
Diamètre minimum à $\lambda = 10 \mu m$	20.6 <i>m</i>	62.5 <i>m</i>	206 <i>m</i>

**Table 2.1**

Séparation angulaire et diamètre de télescope minimum théorique pour une planète à 1 *AU* observée à 0.5  $\mu m$  et à 10  $\mu m$ .

où  $d_0$  est le paramètre de Fried et est chromatique ( $d_0 \propto \lambda^{6/5}$ ). Il équivaut au diamètre du télescope pour lequel la séparation angulaire limite  $\theta_c$  est égale à celle de la PSF d'un plus grand télescope limité par la turbulence atmosphérique. Par exemple, pour un seeing de 1.0 *as* à 0.5  $\mu m$ , la résolution angulaire limite du télescope équivaut sans correction à celle d'un télescope de 10 *cm* de diamètre même si son diamètre réel est bien supérieur. La qualité du seeing local est donc un des principaux critères de sélection des sites d'installation des télescopes au sol. En outre, la turbulence atmosphérique évolue temporellement. Le temps de cohérence  $\tau_0$  caractérise le temps d'évolution des déformations du front d'onde. Il est proportionnel à  $\frac{r_0}{v}$  où  $v$  définit la vitesse de vent.

Pour corriger la déformation causée par la turbulence atmosphérique, de nombreux télescopes sont munis d'un système d'optique adaptative. Il permet d'analyser la dégradation du front d'onde et de piloter en temps réel des actionneurs placés sous un miroir déformable qui, en reproduisant à l'opposé la déformation, permettent de la corriger. Pour mesurer la qualité de la PSF d'un système optique, on utilise le rapport de Strehl qui peut être défini comme le rapport entre le pic d'intensité des PSF réelle et théorique :

$$RS = \frac{\max(PSF(\theta))}{\max(PSF_{\text{théorique}}(\theta))} \quad (2.3)$$

Actuellement, les optiques adaptatives permettent d'atteindre des résolutions angulaires sur VLT proches de la limite de diffraction jusqu'à des longueurs d'onde d'observation de 2  $\mu m$  mais plus difficilement en dessous. Le système d'optique adaptative NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System [Rousset et al., 1998]) installé sur le VLT a permis notamment d'atteindre des résolutions angulaires de 0.06 *as* en bande K (2.19  $\mu m$ ) et de 0.11 *as* en bande H (1.63  $\mu m$ ) [Häring-Neumayer et al., 2006]. En infrarouge moyen, l'instrument VLT-VISIR démontre qu'il est possible d'atteindre la limite de diffraction sur des grands télescopes [Dobrzycka et al., 2012]. À plus courtes longueurs d'onde, comme la résolution angulaire théorique est meilleure, il est plus difficile de corriger la PSF de façon optimale. Le temps de cohérence est aussi plus court : des optiques adaptatives beaucoup plus rapides sont donc nécessaires pour corriger le front d'onde en temps réel. Ces deux raisons font que les optiques adaptatives sont plus efficaces en infrarouge qu'en visible.

**Contraste** L'imagerie directe d'exoplanètes nécessite aussi de distinguer un objet peu lumineux, la planète, d'un objet bien plus brillant, l'étoile, c'est à dire de résoudre de très

importants contrastes (cf. figure 2.2). Différentes techniques sont utilisées pour y parvenir et consistent à atténuer le plus possible le flux de l'étoile en affectant le moins possible celui de la planète, afin de permettre de diminuer le bruit de tavelures, proportionnel au flux.

La courbe de contraste limite d'un instrument est définie comme le rapport entre la valeur de la PSF de l'étoile dans l'image finale (après atténuation) à la séparation angulaire  $\theta$  considérée et le flux stellaire total.

$$C(\theta) = \frac{PSF_{\star}(\theta)}{F_{\star}} \quad (2.4)$$

$\theta$  est la distance angulaire au centre de la PSF de l'étoile. Pour distinguer un compagnon autour de l'étoile à la séparation angulaire  $\theta$  il faut que le rapport de son flux  $F$  sur celui de l'étoile  $F_{\star}$  soit supérieur au contraste limite en  $\theta$ , c'est à dire que  $\frac{F}{F_{\star}} > C(\theta)$ .

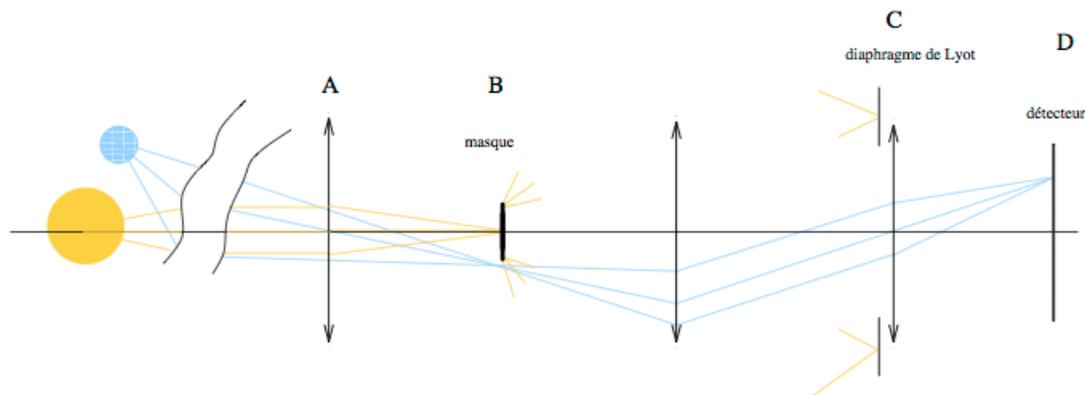


Figure 2.3 : Principe du coronographe de Lyot.

L'étoile (en jaune) est sur l'axe optique et le compagnon (en bleu) est hors axe. Le coronographe de Lyot consiste en un masque au foyer (B) du plan pupille d'entrée (plan A) qui diffracte la lumière de l'étoile. La lumière diffractée est collectée par la lentille de champ, qui ré-image la pupille d'entrée et permet de bloquer la lumière résiduelle avec un diaphragme dans le plan pupille (C). La dernière lentille crée l'image sur le détecteur.

L'une des principales techniques instrumentales mises en place à cette fin est la coronographie. Développée en 1939 par Lyot pour permettre l'observation de la couronne solaire, d'où elle tient son nom. Elle consiste à placer un masque au foyer du télescope pour diffracter le centre de la PSF de l'étoile, où est concentré l'essentiel de son intensité. Les objets excentrés sur l'axe optique ne sont que faiblement affectés puisqu'au foyer de la pupille de l'instrument, leur PSF n'est pas centrée sur le masque. Un diaphragme dans le plan pupille bloque la lumière stellaire diffractée. Le principe du coronographe de Lyot est décrit dans la figure 2.3. La taille du masque et de l'ouverture du diaphragme sont fonction de la largeur de la PSF. Dans le cas d'une tâche de diffraction parfaite,

plus de 95% de l'énergie est contenue dans le pic central : un masque à peine plus grand que la tâche d'Airy permet donc de retirer la plus grande partie du flux d'une source ponctuelle centrée. Cependant, en pratique et comme expliqué précédemment, pour les instruments au sol, le front d'onde incident est dégradé par la turbulence atmosphérique et sans optique adaptative, la PSF est étalée sur une tâche large et la lumière reçue n'est plus cohérente ce qui rend un coronographe inefficace. Ainsi, un bon rapport de Strehl, et donc un traitement du front d'onde incident par optique adaptative est requis pour l'utilisation de coronographes.

De nombreux autres coronographes ont été développés depuis, principalement pour l'observation de compagnons stellaires. Guyon et al Guyon, Pluzhnik, Kuchner, Collins, and Ridgway [2006] donnent un panorama assez synthétique des différents types dans leur application à l'observation d'exoplanètes. Deux coronographes à masque de phase nous intéressent particulièrement pour la suite : le 4QPM (Four Quadrant Phase Mask) et l'AGPM (Annular Groove Phase Mask). Ce sont des variations du coronographe de Lyot, où le masque au foyer de l'instrument a été amélioré pour affecter plus subtilement la PSF stellaire. Les deux coronographes fonctionnent sur le même principe : faire interférer destructivement la lumière stellaire avec elle-même.

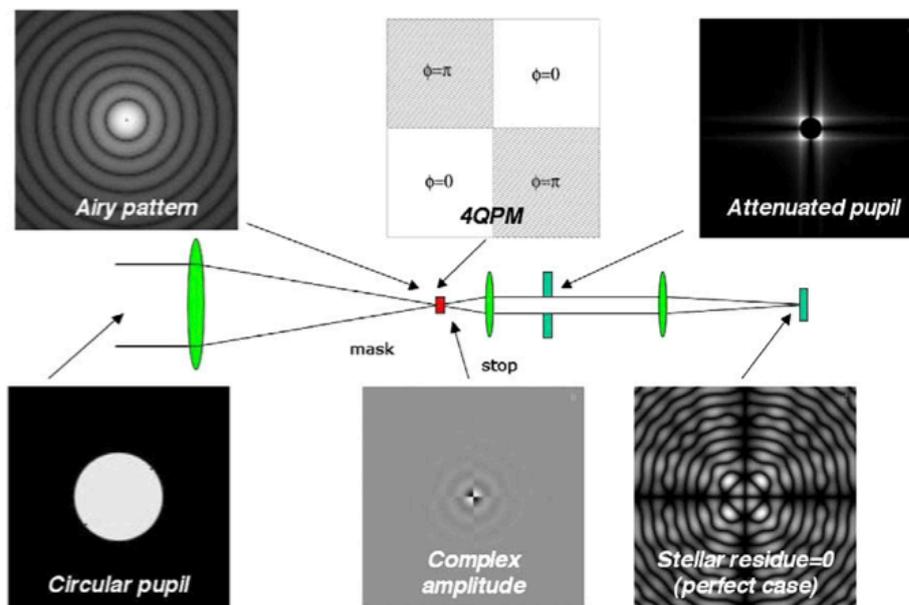


Figure 2.4 : Principe du 4QPM [Riaud et al., 2001]

Pour cela, le 4QPM divise le champ au foyer de l'instrument (B) en 4 quadrants [Rouan et al., 2000]. Deux quadrants diamétralement opposés imposent un déphasage de  $\pi$  au champ, alors que les deux autres ne produisent pas de déphasage (cf figure 2.4). Complété par un diaphragme de Lyot dans le plan pupille (C) qui supprime la lumière diffractée par le masque, ce coronographe est en théorie parfait : un point source centré sur l'axe optique de l'instrument est complètement supprimé de l'image en sortie. Des tests sur VLT [Boccaletti et al., 2004] montrent qu'en pratique, il permet de réduire le pic de la

PSF stellaire d'un facteur presque 100. Cependant, la division en quatre quadrants crée des zones aveugles, réduisant l'efficacité de l'atténuation. En outre, ce coronographe est très chromatique : le déphasage de  $\pi$  n'est effectif que sur une faible largeur spectrale.

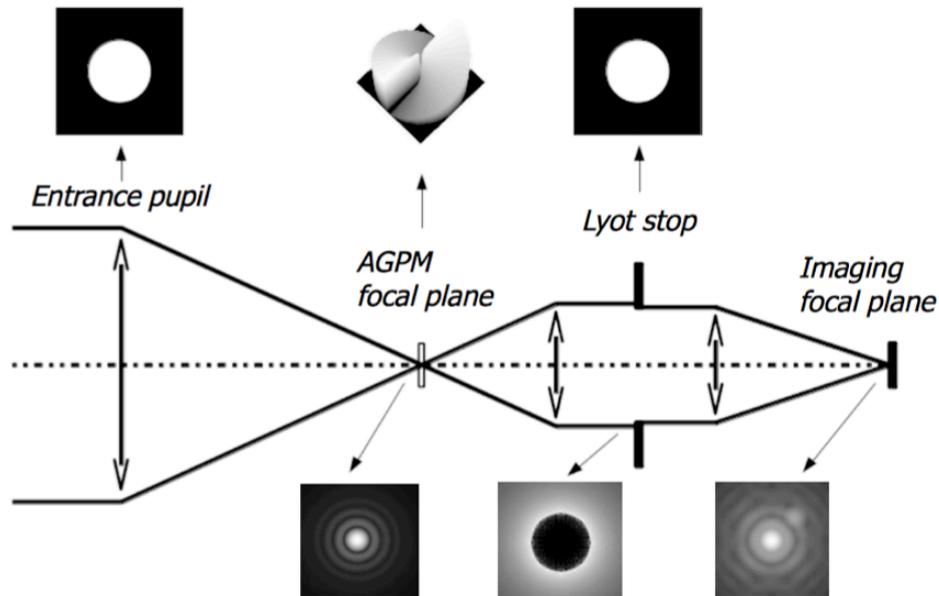


Figure 2.5 : Principe de l'AGPM [Delacroix et al., 2010].

L'AGPM propose des solutions à ces limitations [Mawet et al., 2005]. Le principe est d'utiliser un réseau d'ordre zéro circulaire (cf figure 2.5). Le réseau, de pas inférieur à la longueur d'onde (dit sub-lambda), simule un milieu biréfringent, c'est à dire que la lumière voit un milieu continu avec deux indices différents, fonction de la polarisation locale incidente. Cela permet d'imposer des déphasages différents en fonction des composants de la polarisation locale et permet à la lumière d'un point source centré sur le masque d'interférer destructivement.

En complément de la coronagraphie, des méthodes post-processing sont utilisées comme les techniques d'imagerie différentielle. Elles consistent à retirer de l'image d'un couple étoile-planète l'image d'une étoile seule, ce qui permet de corriger l'image des tavelures statiques résiduelles causées par les optiques. La méthode qui fait référence pour l'observation de sources ponctuelles autour d'un objet brillant est l'imagerie différentielle angulaire [Marois et al., 2006] (ADI), dont le principe est illustrée sur l'image 2.6.

**Sensibilité** La figure 2.2 met en avant le besoin d'atteindre des sensibilités d'environ  $0.01 \mu Jy$  en visible et de  $0.2 \mu Jy$  en infrarouge thermique pour observer des planètes similaires à la Terre à  $10 pc$  et  $1 AU$  d'une étoile de type solaire. Les super-Terres ont une surface de 4 à 10 fois plus importante que celle de la Terre. Dans les mêmes conditions, elles émettent donc une densité de flux d'au plus  $0.1 \mu Jy$  en visible et  $2 \mu Jy$  en infrarouge.

La sensibilité  $\mathcal{S}$  dépend du temps d'observation  $\Delta t$  ( $\mathcal{S} \propto 1/\sqrt{\Delta t}$ ), du rapport signal sur bruit souhaité  $\sigma$  ( $\mathcal{S} \propto \sigma$ ) et de la taille du collecteur de flux  $S_c$  ( $\mathcal{S} \propto 1/S_c$ ). Elle est surtout limitante sur les télescopes au sol qui subissent les effets de l'atmosphère

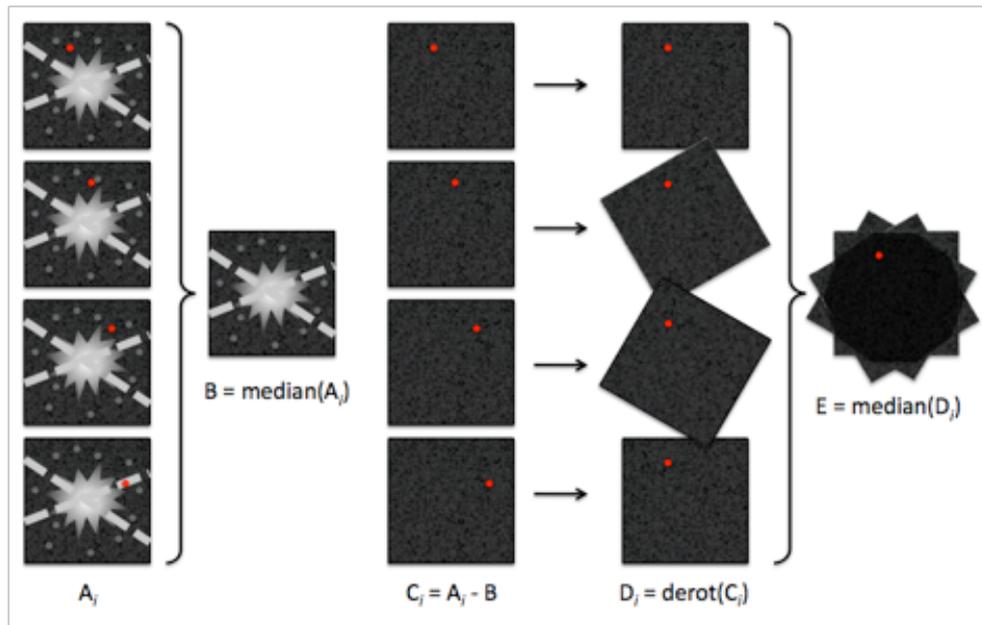


Figure 2.6 : Principe de l'ADI

(A) Les images sont acquises sans suivre le mouvement de rotation de l'étoile sur elle-même (en arrêtant la correction de rotation sur un télescope à monture alt-azimutale). La tâche au centre des images est la PSF de l'étoile modifiée par coronagraphie. Les tavelures des optiques sont quasi statiques d'une image à l'autre, alors que le compagnon, en rouge, se déplace. (B) Une image médiane est calculée et soustraite (C) à chacune des images. Cela permet de retirer les tavelures. (D) Les images sont tournées de façon à ce que le compagnon soit toujours à la même position, puis recombinaées (E). Il existe des algorithmes plus efficaces que le calcul de la médiane de l'image comme LOCI [Lafrenière et al., 2007]. (Extrait de <http://www.mpia.de/homes/thalmann/adi.htm>)

notamment. C'est plus particulièrement vrai en infrarouge où le bruit de fond est très limitant et impose de nombreuses observations pour obtenir le rapport signal sur bruit souhaité.

Les meilleures performances en sensibilité sont atteintes par les télescope spatiaux ; le HST (Hubble Space Telescope) possède une sensibilité à  $0.6 \mu\text{m}$  de  $0.04 \mu\text{Jy}$  à  $10 - \sigma$  en une heure sur la source<sup>1</sup> ce qui peut suffire pour détecter le flux d'une super-Terre (suivant le critère de sensibilité uniquement). Au contraire, en infrarouge moyen, à  $10 \mu\text{m}$ , la meilleure performance (atteinte par l'instrument Spitzer-IRAC de sensibilité  $30 \mu\text{Jy}$  à  $10 \mu\text{m}$  à  $10 - \sigma$  en une heure d'observation sur la source [Krick et al., 2009]) ne suffit pas à observer une super-Terre même après des dizaines d'heures d'observation.

1. Source : WFC3-IR, Instrument Handbook.

	Anneaux	Densité de flux	Contraste	Séparation angulaire
Super-Terre à 1 AU	Sans	1.3 $\mu Jy$	$9 \cdot 10^{-8}$	0.1 as
	Avec	13 $\mu Jy$	$9 \cdot 10^{-7}$	0.1 as
Super-Terre à 0.5 AU	Sans	11 $\mu Jy$	$8 \cdot 10^{-7}$	0.05 as
	Avec	110 $\mu Jy$	$8 \cdot 10^{-6}$	0.05 as

— Table 2.2 : Performances pour observer une super-Terre avec ou sans anneaux —  
 La super-Terre a un rayon de  $2 R_{\oplus}$  et orbite autour d'une étoile de type spectral G2V à 10 pc.

### 2.1.2 Pourquoi observer en infrarouge thermique ?

Actuellement, l'observation d'exoplanètes en imagerie directe se concentre sur les longueurs d'onde du proche infrarouge où l'émission thermique des jeunes géantes gazeuses est la plus importante. Ces planètes, chauffées par leur énergie interne, ne nécessitent pas d'être proches de leur étoile pour être observables, limitant ainsi les contraintes de résolution angulaire et de contraste. A contrario, l'observation de planètes irradiées comme les géantes gazeuses âgées ou les planètes telluriques requière d'étudier une zone proche de l'étoile où ces planètes reçoivent suffisamment d'énergie stellaire pour briller au delà des limites instrumentales de sensibilité. Le flux de l'étoile hôte réfléchi par la planète du visible au proche infrarouge, très faible pour des planètes loin de leur étoile, devient dans ces cas un observable possible, permettant des observations spectroscopiques complémentaires en lumière diffusée et en infrarouge. Il faut cependant faire face à des contraintes de résolution angulaire et de contraste très fortes.

Le choix de la longueur d'onde d'observation influe sur les informations collectées sur la planète mais aussi sur l'importance de ces contraintes. En lumière diffusée, la résolution angulaire limite des instruments est favorable à l'étude de planètes très proches de leur étoile mais nécessite une optique adaptative très performante. À l'inverse, l'observation en infrarouge thermique ne permet pas d'observer à de faibles résolutions angulaires mais le contraste est plus favorable et le système d'optique adaptative nécessaire moins complexe.

Les deux domaines de longueurs d'onde sont donc intéressants pour l'étude de super-Terres entourées d'anneaux. Dans cette thèse, nous avons choisi de nous intéresser en particulier à l'imagerie directe en infrarouge thermique.

Une super-Terre à 1 AU d'une étoile de type solaire à 10 pc a une émission thermique proche de 1  $\mu Jy$  dans l'infrarouge moyen (cf figure 2.7). En supposant qu'un anneau autour de cette planète est assimilable pour la photométrie à une augmentation de sa surface effective, i.e. qu'il est à la même température que la planète, la même super-Terre entourée d'un anneau étendu jusqu'à  $3 R_p$  émet environ 10  $\mu Jy$ . À une distance de son étoile de 0.5 AU, l'émission thermique reçue de la planète seule approche 10  $\mu Jy$  sans anneau et 100  $\mu Jy$  avec. Les performances requises pour détecter ces planètes avec et sans anneau sont résumées dans le tableau 2.2.

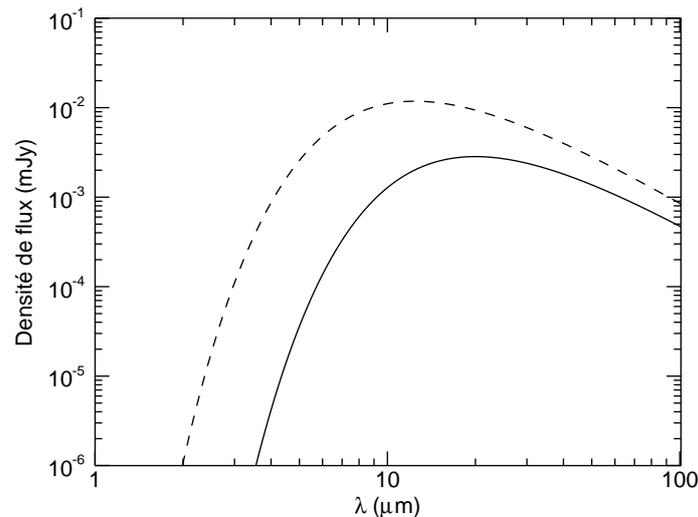


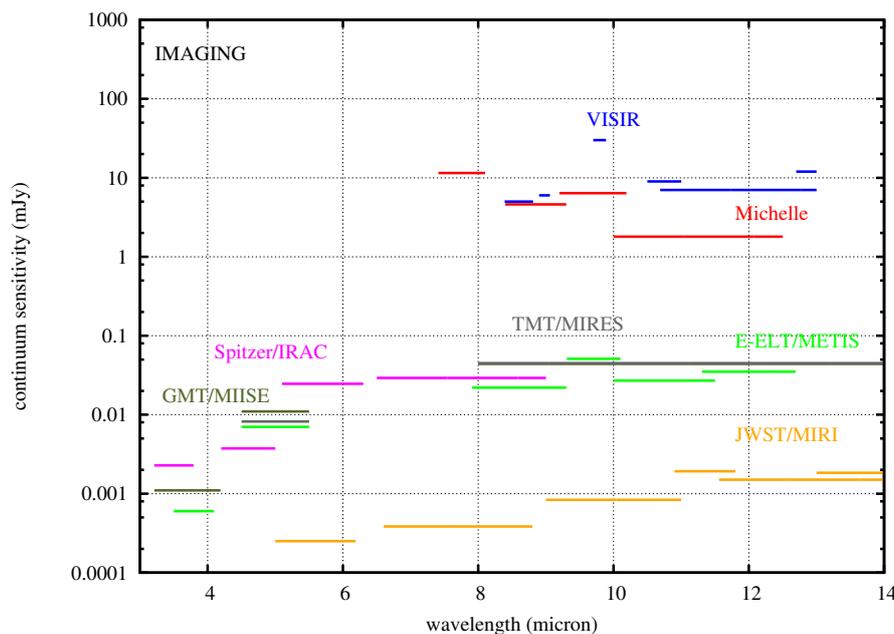
Figure 2.7 : Émission thermique d'une super-Terre avec ou sans anneau

Les courbes représentent l'émission thermique d'une super-Terre de rayon  $2 R_{\oplus}$  modélisée comme celle d'un corps noir à la température effective de  $260 K$  (trait plein) et de  $410 K$  (tirets) qui correspondent environ à sa température d'équilibre à respectivement  $1 AU$  et  $0.5 AU$  d'une étoile de type solaire. L'observateur est à  $10 pc$  du système.

La comparaison de ces valeurs avec les sensibilités à  $10 - \sigma$  et une heure sur la source de différents imageurs infrarouges (cf. figures 2.7 et 2.8) est probante : dans les instruments existants, seul Spitzer-IRAC possède une sensibilité suffisante pour observer des super-Terres entourées d'anneaux (en augmentant le temps d'observation). Malheureusement, Spitzer est un télescope de  $90 cm$  dont la résolution angulaire limite ( $2 as$  à  $10 \mu m$ ) ne permet pas de séparer angulairement ces planètes de leur étoile. Pour les instruments au sol, VLT-VISIR est un bon exemple de performances atteintes actuellement. Avec une sensibilité proche du millijansky en plusieurs heures d'observation, il ne permet cependant pas l'étude de super-Terres.

Pour les instruments non encore en exploitation, JWST-MIRI, ELT-METIS et TMT-MIRES devraient atteindre les sensibilités requises. En particulier, l'instrument MIRI sur le télescope spatial JWST disposera d'une très bonne sensibilité d'environ  $1 \mu Jy$  à  $10 \mu m$ , suffisante pour détecter a priori une super-Terre seule à  $1 AU$ . Cependant, sur le JWST de  $6.5 m$  de diamètre, il n'atteindra pas une résolution angulaire suffisante pour la distinguer de son étoile. En fait, JWST-MIRI favorise plutôt l'observation de géantes gazeuses autour d'étoiles froides. Ces étoiles sont en effet difficilement observables par des instruments au sol à cause de leur faible luminosité qui limite l'efficacité des optiques adaptatives mais sont des cibles privilégiées pour les télescopes spatiaux comme le JWST.

Pour les télescopes monopupilles, seuls les ELT permettent d'atteindre les résolutions angulaires limites nécessaires : environ  $70 mas$  pour le TMT et  $50 mas$  pour l'E-ELT à  $10 \mu m$ .



— Figure 2.8 : Sensibilité d'imageurs infrarouges à  $10 - \sigma$  en une heure sur source Michelle est un instrument de l'observatoire de GEMINI Nord. VISIR est installé sur le VLT. Les instruments METIS, MIRES et MIISE ne sont pas encore en exploitation. MIRI sera fonctionnel peu après le lancement du JWST, prévu pour 2018. (Figure 6 de Kendrew et al. [2010])

### 2.1.3 Les ELT : quelques mots

Les ELT (Extremely Large Telescope) sont la prochaine génération de télescopes géants. Après ceux de classe de 10  $m$  comme les VLT (Very Large Telescope), ces télescopes auront des miroirs primaires de plus de 20  $m$ . Trois projets d'ELT existent actuellement : l'E-ELT (European Extremely Large Telescope), le TMT (Thirty Meter Telescope) et le GMT (Giant Magellan Telescope). Ils ont, entre autres, tous les trois un objectif ambitieux : permettre l'étude de planètes telluriques autour d'autres étoiles.

Le GMT est le plus petit des trois avec une pupille de 21.4  $m$ . Il sera installé à l'observatoire de Las Campanas au Chili et devrait être opérationnel vers 2020. Son miroir primaire sera segmenté en 7 miroirs de 8.4  $m$  de diamètre chacun (cf image 2.9a). Parmi ses instruments de première génération, deux sont destinés entre autres à l'observation d'exoplanètes [Johns et al., 2012] :

- Un imageur limité par la diffraction et spectromètre IR, fonctionnant entre 1.5 et 14  $\mu m$  et destiné à l'étude de jeunes planètes dans les fenêtres atmosphériques de 5 et 10  $\mu m$  notamment.
- Un imageur en proche infrarouge (1 à 2.5  $\mu m$ ) pour explorer les propriétés des exoplanètes brillantes par réflexion de la lumière de leur étoile hôte.

Plus d'informations peuvent être trouvées sur le site du télescope <sup>2</sup>.

Le TMT disposera d'un miroir principal de 30 *m*, segmenté en 492 miroirs de 1.4 *m* (cf image 2.9b). Il est prévu de l'installer sur le site Mauna Kea d'Hawaï. Il disposera d'instruments fonctionnant entre le proche ultra violet et l'infrarouge moyen (0.31  $\mu\text{m}$  à 28  $\mu\text{m}$ ), divisés entre 3 instruments de première lumière (vers 2017-2018) et 5 autres prévus dans les 10 années suivant la mise en service du télescope. Aucun des instruments de première lumière n'a pour vocation première la détection ou la caractérisation d'exoplanètes [Crampton et al., 2008] mais quatre des instruments suivants ont des buts scientifiques associés [Simard et al., 2010] :

- PFI (Planet Formation Instrument) : un imageur à haute résolution angulaire proche infrarouge (1 à 2.5  $\mu\text{m}$ , voir potentiellement : 1 à 4  $\mu\text{m}$ ) pour l'imagerie directe et la caractérisation spectroscopique ( $R \leq 100$ ) d'exoplanètes ;
- NIRES (Near-IR AO-fed échelle spectromètre) : un spectromètre haute résolution en infrarouge moyen (1 – 5  $\mu\text{m}$ ) permettant la détection par vitesse radiale de planètes terrestres autour d'étoiles de faible masse ;
- HROS (High-Resolution Optical Spectromètre) : un spectromètre de proche ultra violet à proche infrarouge (0.31 – 1.1  $\mu\text{m}$ ) permettant la recherche d'exoplanètes par vitesse radiale ;
- MIRES (Mid-IR AO-fed Echelle spectromètre) : un spectromètre en infrarouge moyen fonctionnant entre 8 – 18  $\mu\text{m}$  (potentiellement de 4.5 à 28  $\mu\text{m}$ ) pour l'étude notamment des disques protoplanétaires.

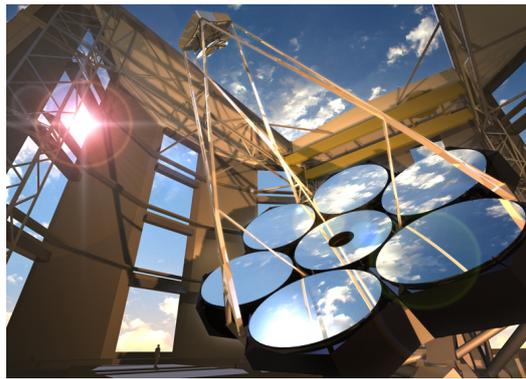
Plus de détails sur le concept du télescope, ses instruments et ses objectifs scientifiques sont disponibles sur le site du TMT <sup>3</sup>.

Enfin, l'E-ELT est le plus grand des 3 futurs ELT, avec un miroir primaire de plus de 39 *m* composé de près de 1000 segments de 1.4 *m* (cf image 2.9c). Il sera installé sur le site de Cerro Armazones au Chili d'ici 2022 (cf. le planning prévisionnel 2.10). Un de ses principaux buts scientifiques est l'étude d'exoplanètes et tout particulièrement la recherche d'exo-Terres. Cette priorité a fortement guidé le choix des instruments de première lumière et la ligne de conduite générale sur le choix des 7 instruments. Sont notamment prévus :

- ELT-IFU (première lumière) : un spectromètre intégral de champ moyenne résolution en visible et proche infrarouge (0.47 à 2.5  $\mu\text{m}$ ) permettant entre autres de caractériser des exoplanètes de type Jupiter dans la suite de l'instrument VLT-SPHERE.
- ELT-MIR : un imageur et spectrographe en infrarouge moyen (3 à 14  $\mu\text{m}$ ) permettant l'étude de disques protoplanétaires et la caractérisation de géantes gazeuses.

2. <http://www.gmto.org>

3. <http://www.tmt.org>



(a) GMT



(b) TMT



(c) E-ELT

Figure 2.9 : Représentation 3D des 3 ELT

- ELT-CAM : pour l'imagerie directe et spectroscopie basse résolution de jeunes géantes gazeuses jusqu'à 100  $pc$  et de planètes de types Jupiter et Neptune sous 30  $pc$ , voire potentiellement des super-Terres dans leur zone habitable.

Des informations complémentaires peuvent être trouvées sur le site de l'ESO <sup>4</sup>.

Un imageur et spectrographe en infrarouge moyen est prévu sur chaque ELT (GMT-MIISE, TMT-MIRES et ELT-MIR), avec des objectifs axés sur les disques protoplanétaires et les exoplanètes de type Jupiter jeunes. Ces instruments possèdent aussi les caractéristiques nécessaires à la détection de super-Terres entourées d'exoanneaux, comme nous allons le montrer par la suite. On s'intéresse en particulier aux performances du concept ELT-METIS pour ELT-MIR qui possédera, grâce à son télescope, la meilleure résolution angulaire limite.

#### 2.1.4 Performances estimées d'ELT-METIS

Les performances en résolution angulaire, sensibilité et contraste nécessaires à l'imagerie directe de super-Terres entourées d'exoanneaux en infrarouge thermique ne sont

4. <http://www.eso.org/sci/facilities/eelt/>

Year	ELT-IFU	ELT-CAM	ELT-MIR	ELT-4 (MOS or HIRES)	ELT-5 (MOS or HIRES)	ELT-6	ELT-PCS
2012	Decide science requirements, AO architecture.		VISIR start on-sky	Develop science requirements for MOS/HIRES			Call for proposals for ETD
2013			TRL Review	Call for proposals for MOS/HIRES			
2014							
2015				Selection ELT-MOS/HIRES		Call for proposals	
2016							
2017							TRL check
2018							TRL check
2019						Selection	TRL check
2020							TRL check
2021							TRL check
2022 Tel technical first light							
	Pre-studies taking the form of phase A or delta-phase A work and/or ESO-funded Enabling Technology Development (ETD)						
	Decision point						
	Development of Technical Specifications, Statement of Work, Agreement, <b>Instrument Start.</b>						

Figure 2.10

Planning prévisionnel de l'E-ELT (Source : <http://www.eso.org>).

atteintes par aucun instrument actuel. Pour montrer que ces observations sont possibles avec ELT-MIR, nous avons estimé les performances attendues pour un concept instrumental proposé, METIS (Mid Infrared E-ELT Imager and Spectrograph). Il est constitué d'un imageur atteignant la limite de diffraction du télescope en bande L, M et N et d'un spectrographe à haute résolution en bande L et M. Il est prévu pour fonctionner dans l'infrarouge moyen, entre 3 et 14  $\mu m$ . L'étude de super-Terres, très peu lumineuses, nécessite une sensibilité très élevée, et particulièrement difficile à atteindre au sol, où l'atmosphère et le télescope génèrent un bruit de fond important. C'est pourquoi nous focalisons notre étude sur la partie imageur de l'instrument, la spectrographie nécessitant la dispersion du flux reçu, et ayant donc des sensibilités limites trop faibles pour notre cas scientifique.

Étant données les bandes de transmission de l'atmosphère terrestre (cf. figure 2.11 pour 5 et 10  $\mu m$ ), on s'intéresse en particulier aux bandes spectrales autour des longueurs d'onde de 5  $\mu m$ , 10  $\mu m$  et 20  $\mu m$ . La dernière bande est en dehors de la zone spectrale prévue pour ELT-METIS, mais elle n'est pas un choix définitif ; l'étudier est intéressant dans l'optique d'un élargissement de cette zone ou pour d'autres instruments.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, les performances d'un imageur sont basées sur les quantités suivantes :

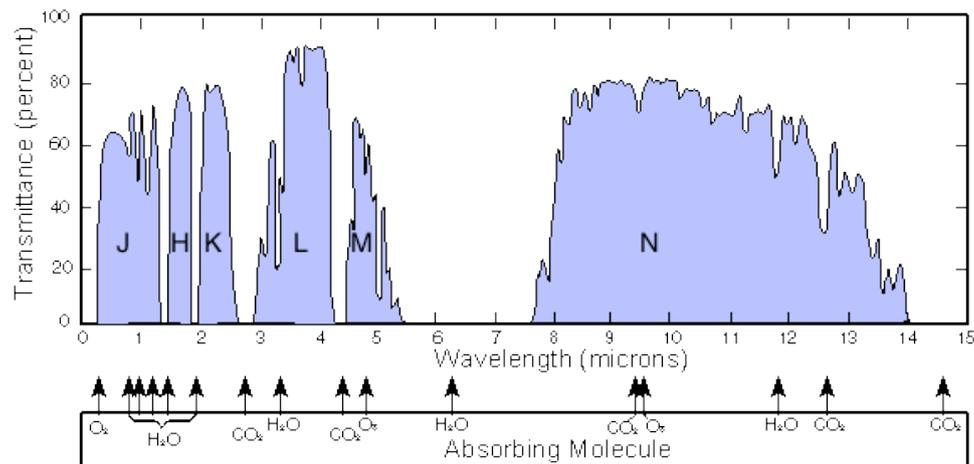


Figure 2.11 : Transmission de l'atmosphère terrestre en %.

- la sensibilité : pour détecter des objets faibles,
- le contraste : pour distinguer les planètes peu brillantes de leur étoile,
- la résolution angulaire : pour séparer angulairement la planète de l'image de l'étoile hôte.

**Résolution angulaire** Pour corriger la turbulence atmosphérique, l'E-ELT sera muni d'un système d'optique adaptative. Il est estimé par simulations numériques [Brandl et al., 2012] que son système d'OA permettra de corriger le front d'onde jusqu'à une PSF proche de la tâche de diffraction, spécifiquement en bande N, autour de  $10 \mu m$  avec un rapport de Strehl attendu proche de 95%. En bande L, il sera de l'ordre de 60%. Pour la suite, nous considérons que ELT-METIS atteindra la limite de diffraction théorique entre 5 et  $20 \mu m$ . La résolution angulaire limite est de  $\theta_c = 25 mas$  à  $5 \mu m$ ,  $50 mas$  à  $10 \mu m$  et  $100 mas$  à  $20 \mu m$ .

**Contraste** Les mêmes solutions que pour l'instrument VLT-NACO seront mises en place pour atteindre de grands contrastes limites avec l'instrument ELT-METIS, c'est à dire un coronographe à base AGPM et d'une méthode de calibration de la contribution stellaire par imagerie différentielle angulaire (ADI). Nous avons donc utilisé les résultats obtenus sur le ciel par VLT-NACO [Mawet et al., 2013] (cf. figure 2.12).

Pour obtenir la courbe de contraste limite de ELT-METIS en infrarouge moyen à partir de celle mesurée sur VLT-NACO à  $3.85 \mu m$ , la courbe a été remise à l'échelle en utilisant le rapport de la longueur d'onde sur le diamètre du télescope  $\lambda/D_t$  plutôt que la séparation angulaire. De plus, ELT-METIS bénéficiera d'une optique adaptative plus performante que celles de VLT-NACO et donc d'un meilleur rapport de Strehl. Il est possible d'extrapoler le gain en contraste  $G$  en fonction des rapports de Strehl et du nombre d'actuateurs [Serabyn et al., 2007].

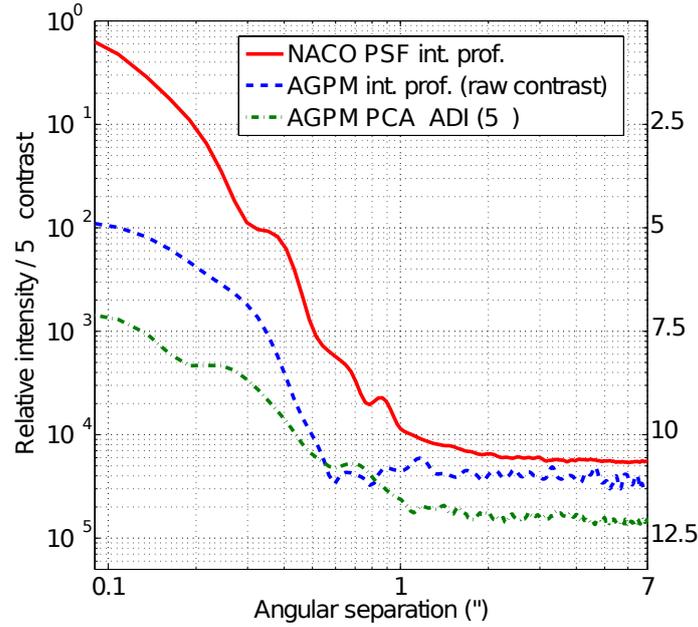


Figure 2.12 : Principe de l'AGPM et premiers résultats sur VLT

Courbe de contraste obtenue avec l'instrument NACO du VLT en bande L' Mawet et al. [2013]. La courbe rouge montre la courbe de détection à  $S/B$  à  $5 - \sigma$  d'une source ponctuelle sans coronagraphie d'une étoile imagée par NACO en bande L'. La courbe en tirets bleu montre le contraste obtenu avec l'AGPM seul et la courbe de contraste en point-tirets verts présente le résultat obtenu avec AGPM et après traitement par ADI.

$$G = \frac{C_{VLT}}{C_{E-ELT}} = \frac{N_{VLT}^2 / (1 - RS_{VLT})}{N_{E-ELT}^2 / (1 - RS_{E-ELT})} \quad (2.5)$$

où  $N_{E-ELT}$  et  $N_{VLT}$  sont le nombre d'actuateurs d'un côté du miroir déformable de chacun des télescopes et valent respectivement 84 et 13.  $RS_{E-ELT}$  et  $RS_{VLT}$  sont leur rapport de Strehl en infrarouge moyen et valent respectivement 97% et 50%. Avec ces valeurs, le gain de contraste est d'environ 700.

La courbe de contraste obtenue avec ce gain est représentée en bleu sur la figure 2.13. Cependant, ce calcul est approximatif ; d'une part, on peut espérer des coronagraphes AGPM encore plus performants dans un futur proche et d'autre part, le rapport de Strehl de METIS est une simple estimation alors que la valeur du gain en dépend fortement. Avec  $RS_{E-ELT} = 95\%$ ,  $G$  vaut 420 par exemple. C'est pourquoi dans la suite, on utilise plutôt une courbe de contraste dégradée d'un facteur 2. La courbe a aussi été lissée pour simplifier les calculs par la suite. Ainsi, selon ces estimations, à  $1 \lambda/D_t$ , le contraste limite de ELT-METIS avoisinera  $4 \cdot 10^{-6}$  et tend vers  $6 \cdot 10^{-8}$  au delà de  $10 \lambda/D_t$  (cf. figure 2.13)

Dans le chapitre 4, où l'influence des performances instrumentales sur les résultats est étudiée, les courbes de contraste utilisées sont pour :

- un cas théorique : la courbe de contraste non dégradée (en bleu) ;

- un cas raisonnable : la courbe de contraste dégradée d'un facteur 2 (en noir) ;
- un cas pessimiste : la courbe de contraste dégradée d'un facteur 4 (en rouge).

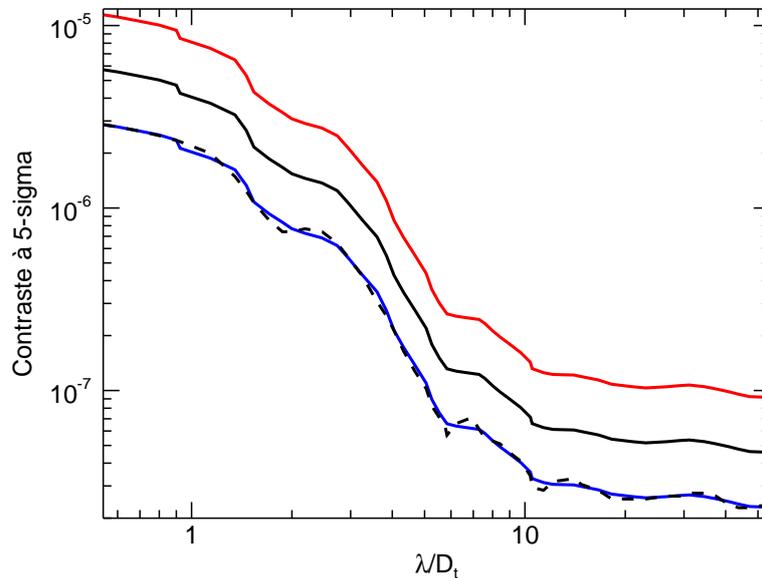


Figure 2.13 : Contraste limite sur source ponctuelle estimé pour ELT-METIS

Ce contraste est extrapolé à partir des résultats obtenus avec un AGPM et de l'ADI sur VLT-NACO en bande L' [Mawet et al., 2013]. Les courbes en tirets et en bleu sont pour le cas théorique non lissé (tiret) et lissé (bleu). La courbe noire est le contraste utilisé généralement dans les résultats par la suite. Elle est dégradée d'un facteur 2 par rapport à la courbe précédente. Enfin, la courbe rouge est le cas pessimiste d'un contraste dégradé d'un facteur 4.

**Sensibilité** Pour estimer la sensibilité de METIS, on s'appuie sur les valeurs affichées sur la figure 2.8 qu'on adapte à une durée d'observation de 4 heures et un rapport signal sur bruit de 8, soit des sensibilités d'environ  $5 \mu\text{Jy}$  à  $5 \mu\text{m}$ ,  $10 \mu\text{Jy}$  à  $10 \mu\text{m}$  et  $20 \mu\text{Jy}$  à  $20 \mu\text{m}$ . On estime de plus qu'avec un signal sur bruit de 8, la précision sur la mesure photométrique est environ 13% pic à pic.

## — 2.2 – Sélection de l'échantillon d'étoiles —

Dans le cadre d'une future campagne d'observations, on sélectionne des étoiles dans le voisinage solaire. C'est dans cet échantillon que l'on cherchera par la suite des étoiles cibles, c'est à dire des étoiles autour desquelles il serait possible d'observer des super-Terres entourées d'anneaux avec ELT-METIS. Comme expliqué dans la section précédente, les instruments d'imagerie directe sont limités en sensibilité en infrarouge moyen. Pour faciliter la description des étoiles proches du Soleil, la population d'étoiles décrite est restreinte en volume aux étoiles dans les 50 *pc* autour du Soleil, plutôt qu'en sensibilité.

On a choisi de sélectionner des étoiles du catalogue XHIP (The Extended Hipparcos Compilation [Anderson and Francis, 2012]). Ce catalogue reprend et complète les étoiles du catalogue HIP2 (the New Hipparcos Reduction [van Leeuwen, 2007]) avec les données issues de plusieurs autres catalogues. Cela permet d'avoir notamment accès au type spectral de plus de 116 000 sources et d'identifier l'appartenance à un système multiple grâce aux données issues du catalogue CCDM [Dommagnet and Nys, 2002]. L'âge de certaines étoiles est fourni par compilation du catalogue *Geneva-Copenhagen Survey of Solar neighbourhood III* [Holmberg et al., 2009].

Nous avons choisi le catalogue XHIP car les types spectraux y sont bien renseignés et pour la disponibilité de toutes les informations nous intéressant, nous évitant ainsi les problèmes d'homogénéité liés au recoupement de données issues de différents catalogues. En tout, il contient 118 000 étoiles, et est limité par la sensibilité du télescope Hipparcos à des étoiles de magnitude *V* inférieure à 13 *mag* environ. Cela correspond à une étoile naine de type spectral M6 à 10 *pc* (13.2 *mag*), M4 à 20 *pc* (12.7 *mag*) et M3 à 30 *pc* (13.0 *mag*).

### 2.2.1 Description de la population des étoiles du voisinage solaire

Dans le voisinage du Soleil, comme le montre l'histogramme 2.14, la majorité des étoiles sont des étoiles naines (classe V), c'est à dire de la séquence principale. Dans les 50 parsecs autour du Soleil, sur 6756 étoiles extraites du catalogue XHIP, la proportion d'étoiles naines s'élève à près de 68% et 22% des étoiles sont de classe de luminosité indéterminée. Le reste, soit environ 10%, est principalement composé de sous-géantes (classe IV) et de géantes "normales" (classe III). On notera qu'une petite partie des étoiles sont cataloguées avec deux classes de luminosité, et que pour cet histogramme comme pour notre sélection, elles sont comptées dans la première classe indiquée.

On a choisi de limiter notre échantillon d'étoiles à celles de la séquence principale à cause de leur surabondance mais surtout car elles sont les cibles phares pour la recherche d'exoplanètes grâce à leur stabilité. Avoir une seule classe de luminosité dans l'échantillon facilite aussi une étude générique. Je conserve en plus dans mon échantillon les étoiles de classe de luminosité indéterminée, en considérant que si les proportions sont conservées dans cette population d'étoiles, la large majorité doivent être des étoiles de la séquence principale. Cela emmène à un échantillon de 6068 étoiles.

L'histogramme 2.15a montre la répartition en types spectraux de ces étoiles. Elles

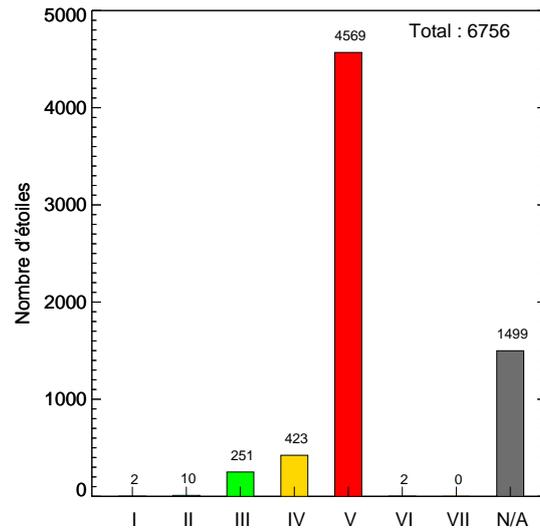


Figure 2.14 : Répartition des classes de luminosité des étoiles dans 50 pc

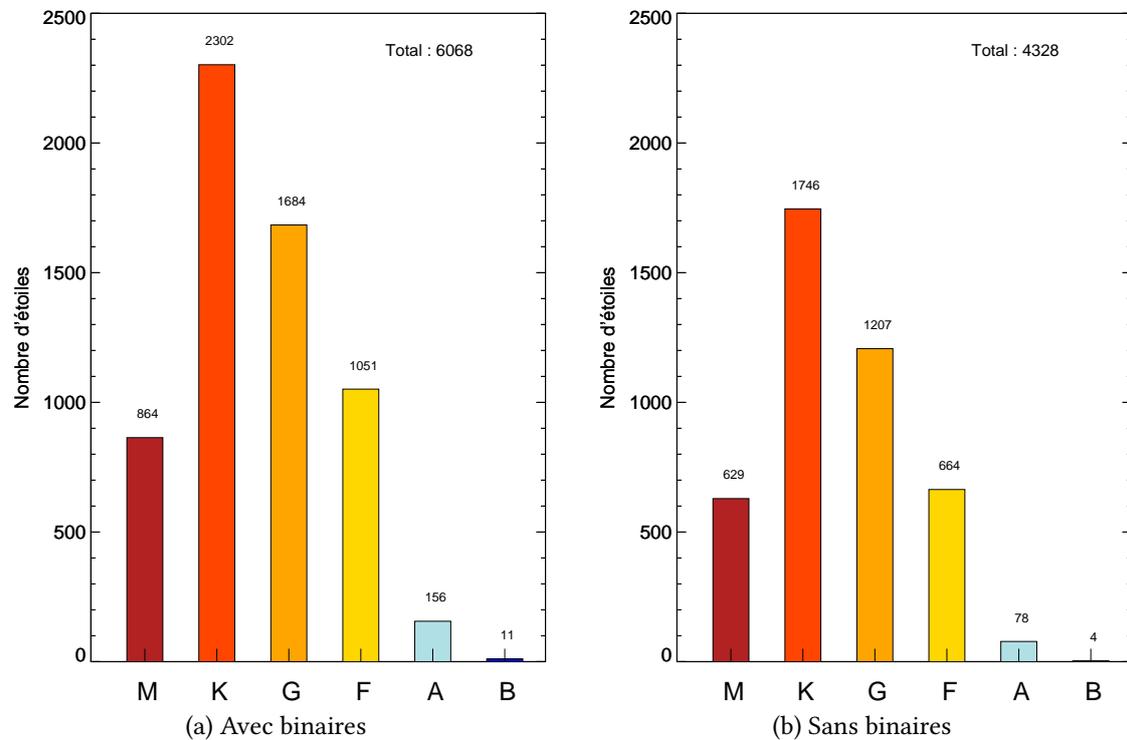
Les étoiles sont extraites du catalogue XHIP. Elles sont triées par classe de luminosité. (I) Supergéantes (bleu foncé). (II) Géantes lumineuses (bleu clair). (III) Géantes "normales" (vert). (IV) Sous-géantes (jaune). (V) Naines ou étoiles de la séquence principale (rouge). (VI) Sous-naines (marron). (VII) Naines blanches (aucune). Les étoiles classées N/A (gris) sont celles n'ayant pas de classe de luminosité répertoriée dans le catalogue.

sont réparties entre les types spectraux de M à B, mais plus de 80% sont de type K, G ou F. Les étoiles des types précoces A et B constituent moins de 3% des étoiles cataloguées dans les 50 parsecs autour du Soleil. On note que le nombre de naines de type M est plus faible que celui des types K, G ou F alors qu'elles devraient être en nombre largement supérieur ; Chabrier and Baraffe [2000] estiment à 80% leur proportion dans la voie lactée. C'est un biais observationnel lié à la limitation en sensibilité du télescope Hipparcos ( $m_v < 13$ ).

L'histogramme 2.15b présente le même résultat mais uniquement pour les étoiles n'appartenant pas à un système multiple ce qui est le cas pour environ 70 % des étoiles de la séquence principale dans les 50 parsecs autour du Soleil. Les étoiles des types les plus précoces (A et B) appartiennent en proportion plus souvent à ces systèmes. L'appartenance à un système multiple est une information importante pour la sélection de l'échantillon. D'une part, l'existence de planètes dans des systèmes de binaires proches est mal connue et d'autre part, la présence de deux étoiles angulairement proches peut compliquer l'observation d'une planète en imagerie directe : si la première étoile est bien centrée sur l'instrument, et subit les différentes méthodes de soustraction de la lumière stellaire, ce n'est pas le cas de la seconde. Le contraste entre la planète et cette étoile est alors très défavorable à la détection de la planète.

De nombreuses considérations sont à prendre en compte pour trier les binaires : distance réelle et angulaire entre les deux étoiles, tailles des étoiles etc. Pour ne pas biaiser notre échantillon, nous avons choisi de retirer toutes les étoiles appartenant à un

système multiple. Il restera intéressant, cependant, de se rappeler qu'il y a là un réservoir d'étoiles cibles potentielles. L'échantillon est au final réduit à 4328 étoiles.



**Figure 2.15 :** Répartition des types spectraux des étoiles dans les 50 pc autour du Soleil. Les étoiles cataloguées comme appartenant à un système stellaire multiple sont comptées à gauche (a) et non à droite (b). Les types spectraux sont indiqués en abscisse.

## 2.2.2 Modélisation du flux stellaire émis

Modéliser le flux stellaire est important pour la détermination du chauffage de la planète et de ses anneaux et pour la détermination du contraste. L'étoile est modélisée par un simple corps noir dont la température dépend de son type spectral. L'intensité spécifique d'une étoile à la température  $T_*$  vaut alors :

$$B_\lambda(T_*) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda k T_*}} - 1 \right)} \quad (\text{en } W.m^{-2}.sr^{-1}.m^{-1}) \quad (2.6)$$

Il est donc nécessaire de faire le lien entre type spectral, température et rayon stellaire. La température stellaire est déterminée à partir du type spectral et d'une table tirée de Allen [1973]. Le rayon stellaire est déterminé à partir de la formule suivante, issue du même livre :

$$\log \frac{R_*}{R_\odot} = \frac{5680^\circ K}{T_*} - 0.20M_v - 0.01 + 0.5 \log \left( 1 - e^{-\frac{hc}{k\lambda_v T_*}} \right) \quad (2.7)$$

Type spectral	$M_v$ (mag)	$T_*$ (K)	$R_*$ ( $R_\odot$ )
$B_5$	-1.1	15 500	3.77
$A_0$	0.7	9 900	2.65
$A_5$	2.0	8 500	1.81
$F_0$	2.6	7 400	1.72
$F_5$	3.4	6 580	1.48
$G_0$	4.4	6 030	1.13
$G_5$	5.1	5 520	0.99
$K_0$	5.9	4 900	0.93
$K_5$	7.3	4 130	0.80
$M_0$	9.0	3 480	0.66
$M_5$	11.8	2 800	0.46
$M_8$	16	2 400	0.14

**Table 2.3**

Magnitude absolue, température et rayon stellaire en fonction du type spectral [Allen, 1973].

Le tableau 2.3 donne les températures et rayons stellaires ainsi déterminés en fonction des types spectraux pour des étoiles de la séquence principale. Les températures et magnitudes des étoiles d'autres types spectraux sont extrapolés linéairement à partir de ceux de la table.

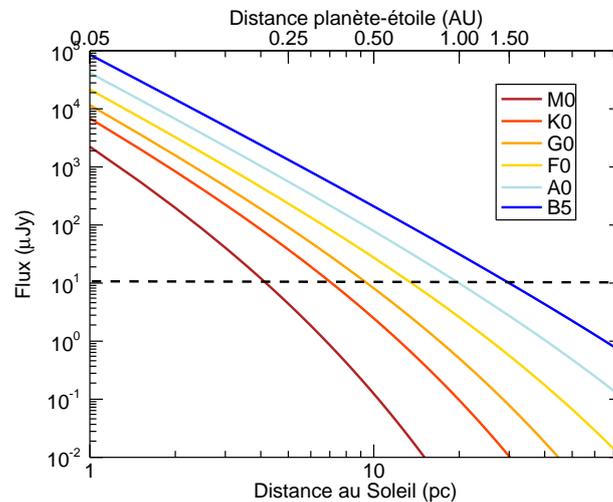
### 2.2.3 Description de l'échantillon sélectionné

Jusqu'à présent, l'échantillon d'étoiles décrit était contenu dans une zone de 50  $pc$  autour du Soleil, zone définie arbitrairement comme le voisinage solaire. Afin de sélectionner notre échantillon définitif, on affine cette limitation en fonction des observables que l'on étudie : les super-Terres.

L'échantillon peut être limité de deux façons : en volume, comme précédemment, en fixant une distance maximale au Soleil, ou en sensibilité en déterminant une magnitude maximale. L'imagerie directe se prête plutôt à une limitation en sensibilité. On a cependant choisi d'avoir un échantillon plutôt bien défini en distance et donc d'imposer une restriction en volume, avec des considérations sur les limites en sensibilité de l'instrument.

Ce sont les performances estimées de ELT-METIS à 10  $\mu m$  que nous utilisons pour déterminer la distance limite au Soleil de l'échantillon. On détermine le flux d'une super-Terre de  $2 R_\oplus$  modélisée comme celui d'un corps noir isotherme autour d'étoiles de différents types spectraux. La planète est placée le plus proche possible de l'étoile pour être la plus chaude possible. Pour être détectable, la distance la plus proche correspond à la limite de diffraction du télescope c'est à dire 50  $mas$  pour ELT-METIS à 10  $\mu m$ . Par exemple, une super-Terre autour d'une étoile à 10  $pc$  est placée à 0.5  $AU$  de son étoile. Si elle n'est pas assez brillante pour être détectable à cette distance, elle ne le sera pas non plus pour des distances orbitales plus élevées et n'est donc simplement pas détec-

table autour de l'étoile considérée. La figure 2.16 montre le résultat pour des étoiles de la séquence principale de différents types spectraux. On constate qu'au delà de 30 *pc*, les super-Terres ne sont a priori plus détectables autour d'étoiles de type B5 ou plus froides. On choisit donc cette distance comme limite de l'échantillon.



- **Figure 2.16** : Détermination de la distance maximale au Soleil des étoiles sélectionnées

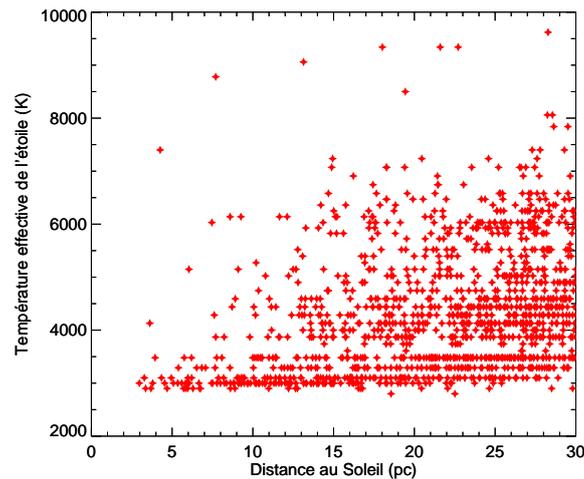
Les courbes donnent le flux d'une super-Terre de  $2 R_{\oplus}$  placée à une distance orbitale telle qu'elle soit à la limite de résolution angulaire de ELT-METIS à  $10 \mu\text{m}$ . L'échelle des abscisses en haut indique la distance orbitale en  $\text{AU}$  correspondant selon cette condition à la distance de l'étoile en  $\text{pc}$ . Les différentes courbes sont pour des étoiles de la séquence principale de différents types spectraux. La ligne pointillée marque la sensibilité de ELT-METIS à  $10 \mu\text{m}$ .

Ce choix peut être discuté. Les super-Terres telles qu'on les étudie sont entourées d'exoanneaux, qui ont plutôt tendance à augmenter le flux total reçu. On pourrait donc prendre un plus grand volume d'étoiles pour s'assurer de ne pas manquer d'étoiles cibles. Cependant, ce seraient des étoiles de types spectraux précoces (A ou B), qui sont rares dans le voisinage solaire : on manquerait donc a priori peu de cibles. La figure 2.17 représente les étoiles de l'échantillon, indiquées individuellement par une croix placée en fonction de la température effective de l'étoile, et de sa distance au Soleil. Cette représentation est utilisée de nombreuses fois par la suite.

Les critères de sélection de l'échantillon d'étoiles sont donc :

1. est une étoile de la séquence principale, de type spectral entre M et B,
2. n'appartient pas à un système stellaire multiple,
3. est à moins de 30 *pc* du Soleil.

Cela résulte en un échantillon de 1336 étoiles.




---

Figure 2.17 : Échantillon d'étoiles sélectionnées

---

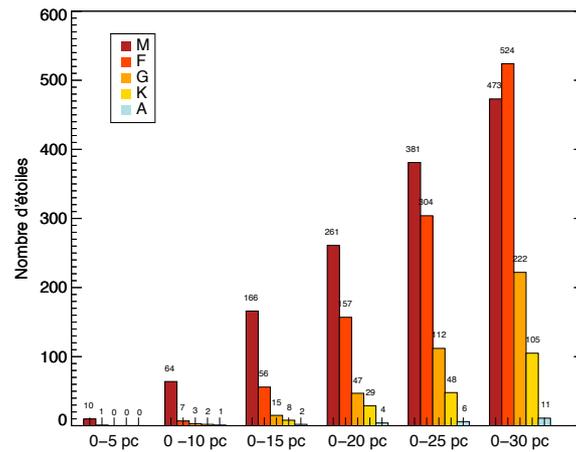
Les étoiles sélectionnées sont représentées par des croix rouges et positionnées en fonction de leur distance au Soleil et de leur température effective. Cette représentation est reprise pour plusieurs résultats du chapitre 4.

---

**Répartition en distance et en type spectral** L'échantillon sélectionné est décrit par l'histogramme cumulatif 2.18. Il est composé d'étoiles de types spectraux entre M5 et A1. Dans les 10 premiers parsecs, les étoiles de l'échantillon sont à plus de 80% des naines rouges, mais cette tendance s'inverse au delà à cause de la restriction en magnitude du catalogue ( $m_v < 13$ ). Sur tout l'échantillon, un tiers sont des naines rouges, 60% des étoiles de types K, G et F et moins de 1% des étoiles de type A. Globalement, l'échantillon est largement dominé par des étoiles de température entre 3000 et 5000K (environ 75%).

**Âge des étoiles** Il est intéressant de connaître les âges des étoiles cibles car l'observation d'anneaux autour de planètes de différents âges pourrait apporter d'importantes informations sur la formation et l'évolution des anneaux comme des planètes. 257 étoiles de l'échantillon ont un âge déterminé et catalogué dans XHIP. Ces âges sont extraits d'un autre catalogue, *Geneva-Copenhagen Survey of Solar neighbourhood III* [Holmberg et al., 2009] qui donne essentiellement les âges des étoiles K, G et F. Il est déterminé à partir des âges isochrones : les étoiles sont positionnées sur le diagramme HR à partir de leur température effective, de leur magnitude V et de leur métallicité puis l'âge et la masse des étoiles sont déterminés par interpolation entre les isochrones théoriques. Cette méthode n'est cependant pas valable pour des étoiles trop jeunes et nécessite de connaître la métallicité de l'étoile, ce qui n'est souvent pas le cas.

La répartition de l'âge et de la température des étoiles en fonction de la distance au Soleil est représentée dans la figure 2.19. On constate qu'il n'y a pas d'étoile très jeune, de moins de 100 millions d'années, dans celles dont l'âge est catalogué. À part pour les étoiles très jeunes, on dispose d'un échantillon assez dispersé d'étoiles entre 0.2 et 15 milliards d'années bien que globalement, la majorité des étoiles de types K, G et F ait entre 1 et 10 Gyr.



— **Figure 2.18** : Répartition en distances et types spectraux des étoiles sélectionnées —  
 Les couleurs sont pour des types spectraux différents, et les ensembles de 5 barres collées de couleurs différentes donnent la répartition spectrale des étoiles dans la zone autour du Soleil définie en abscisse.

Des études montrent qu'il existe des étoiles très jeunes dans le voisinage stellaire [Torres et al., 2008] comme notamment HR 8977 autour de laquelle quatre planètes géantes ont été imagées [Marois et al., 2008] et dont l'âge est estimé à environ 60 Myr, voire moins si son appartenance au groupe d'étoiles *the Columba Association* est confirmée. Toutes les étoiles de ce groupe sont âgées d'environ 30 Myr [Zuckerman et al., 2011]. En début de vie, elles sont tout particulièrement intéressantes pour la recherche d'exoanneaux, notamment si on suppose qu'ils sont des restes de la nébuleuse.

**Exoplanètes** Il est possible d'extraire du catalogue XHIP le nombre d'exoplanètes connues en Janvier 2013 autour des étoiles de l'échantillon. Il n'est pas à jour, mais permet de se faire une première idée facilement. On dénombre 69 étoiles de l'échantillon possédant au moins une planète pour un total de 102 planètes et 19 systèmes planétaires multiples découverts par vitesse radiale et transit principalement. Le catalogue XHIP ne donne cependant pas accès à la masse (ou à une masse limite) de ces planètes. Un tri manuel à partir du catalogue de exoplanet . eu a été réalisé pour des planètes de masse comprise entre  $2 M_{\oplus}$  et  $10 M_{\oplus}$ , ce qui correspond aux super-Terres. 33 super-Terres ont déjà été découvertes autour des étoiles de l'échantillon, réparties autour de 16 étoiles. 8 étoiles possèdent plus d'une super-Terres dont la très notable HD 40307 avec 6 potentielles super-Terres de masses comprises entre 4 et  $10 M_{\oplus}$  [Mayor et al., 2009b, Barnes et al., 2009, Tuomi et al., 2013].

D'après Fressin et al. [2013], environ 26% des étoiles ont au moins une super-Terre de période orbitale entre 0.8 et 145 jours. Cela fait donc environ 350 étoiles de l'échantillon contre 19 connues actuellement. Cette occurrence, obtenue à partir d'extrapolations des observations de Kepler, montre que beaucoup plus de super-Terres peuvent encore être découvertes autour des étoiles de l'échantillon. Les prochains instruments comme les

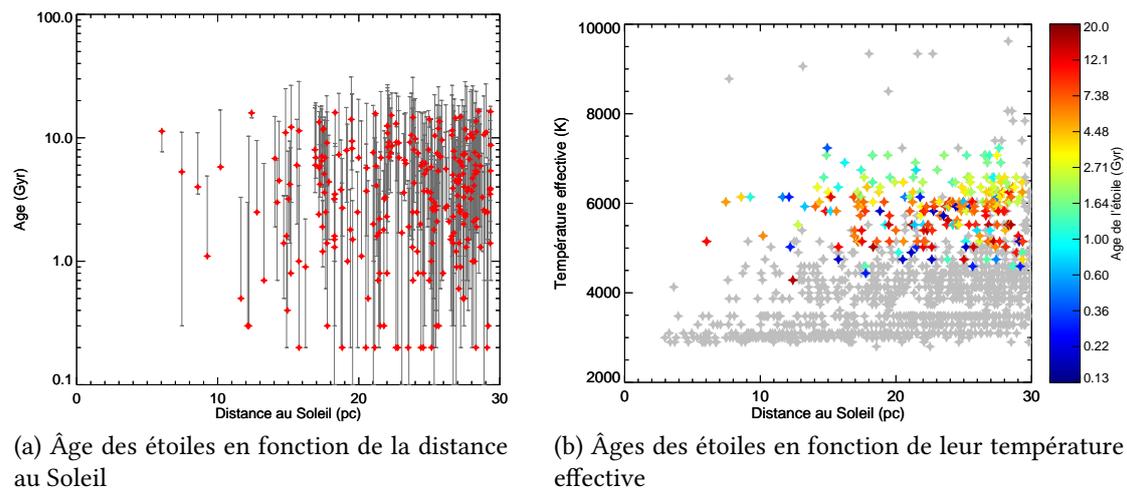


Figure 2.19 : Âge des étoiles de l'échantillon

L'âge de 257 étoiles de l'échantillon est répertorié dans XHIP. À gauche (a), ces étoiles sont positionnées en fonction de leur distance au Soleil et de leur âge. Les barres verticales sont tracées en fonction des minimas et des maxima d'âges catalogués dans XHIP, quand disponibles. À droite, (b) les étoiles sont placées en fonction de leur distance au Soleil et de leur température effective. La couleur des points est fonction de l'âge de l'étoile suivant l'échelle logarithmique représentée dans la barre de couleur. Les étoiles en gris sont celles dont l'âge n'est pas connu. Toutes les étoiles représentées en couleur sont de types K, G et F car ce sont celles référencés et étudiées dans le catalogue utilisé (*Geneva-Copenhagen Survey of Solar neighbourhood III* .)

spectrographes ESPRESSO ou CODEX auront la capacité technique de détecter ces planètes (cf section 1.1.2).

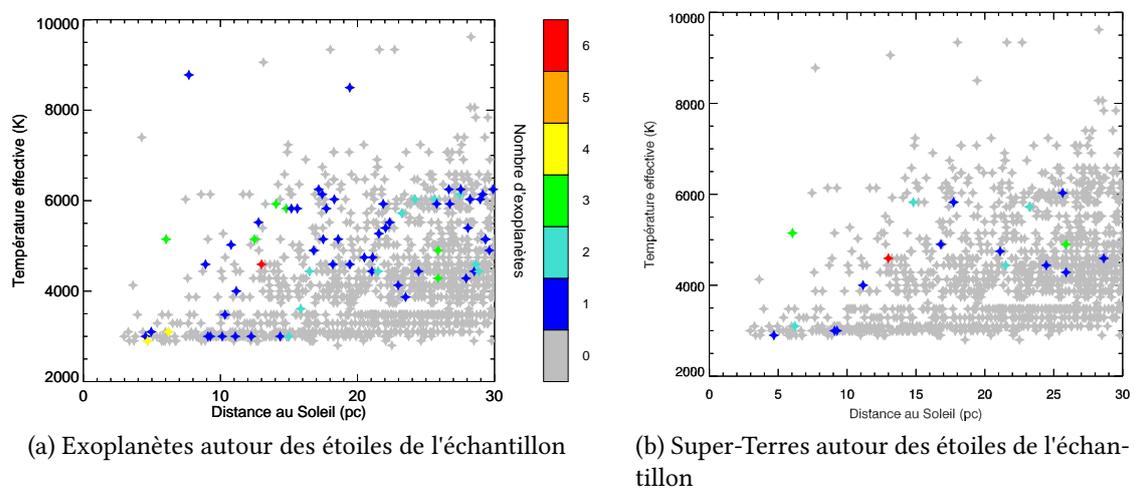


Figure 2.20 : Exoplanètes connues des étoiles de l'échantillon

Le code couleur correspond au nombre d'exoplanètes connues autour des étoiles de l'échantillon en Janvier 2013. À gauche, (a) il s'agit de toutes les exoplanètes sans restriction de masse et à droite, (b) il s'agit de super-Terres avec une définition large sur la masse ( $2M_{\oplus} < M < 10M_{\oplus}$ ). On dénombre 69 étoiles entourées d'exoplanètes dont 19 entourées d'au moins une super-Terre.





## Modéliser des super-Terres entourées d'un anneau

---

3.1	Modéliser l'émission thermique d'une super terre . . . . .	58
3.1.1	L'atmosphère des super-Terres : de nombreuses inconnues . . . . .	58
3.1.2	Choix d'un modèle simple . . . . .	63
3.2	Bilan thermique et température effective des particules de l'anneau . . . . .	64
3.2.1	Les différentes contributions au chauffage des particules . . . . .	64
3.2.2	Influence de la profondeur optique et de la taille des particules sur la température des particules . . . . .	70
3.2.3	Limitations du modèle . . . . .	77
3.3	Éclipse et occultation entre planète, anneaux et observateur . . . . .	78
3.3.1	Impact maximal des éclipses et occultations planète/anneaux sur leur température et sur le flux reçu . . . . .	78
3.3.2	Détermination numérique des surfaces éclipsées et occultées . . . . .	81
3.4	Emission thermique du système non-résolu planète-anneau . . . . .	87
3.4.1	Bilan et émission thermique avec éclipse et occultation . . . . .	87
3.4.2	Effets thermiques saisonniers . . . . .	89

---

## — 3.1 – Modéliser l'émission thermique d'une super terre —

### 3.1.1 L'atmosphère des super-Terres : de nombreuses inconnues

Modéliser l'émission thermique d'une planète irradiée nécessite de déterminer la provenance du flux émis à la longueur d'onde considérée : de la surface planétaire ou d'une des couches de l'atmosphère et comment il est affecté par les couches atmosphériques supérieures. Les super-Terres, entre géantes gazeuses et planètes telluriques, peuvent avoir une grande diversité de compositions internes comme atmosphériques et donc présenter une large gamme de spectres d'émission. Cela a conduit au développement d'une grande variété de modèles, hélas, encore peu contraints par de rares observations spectroscopiques.

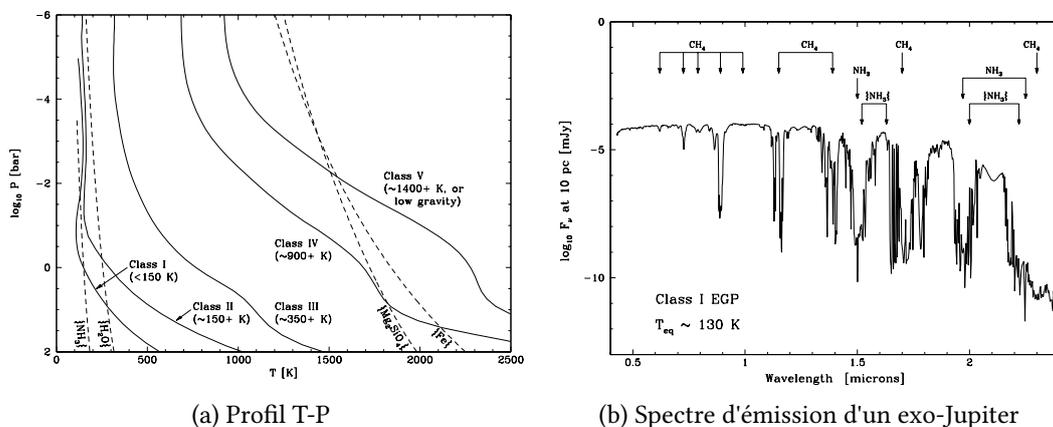


Figure 3.1 : Exemple de spectre d'émission en IR proche d'une exo-Jupiter

À gauche, profil de température modélisé pour différentes EGP irradiées. Les classes sont celles définies dans Sudarsky et al. [2003] et correspondent à des EGP aux températures effectives indiquées sur les courbes. Les lignes pointillées donnent les courbes de condensation pour quatre condensats abondants (ammoniac, eau, silicate et fer). Les intersections de ces courbes avec les profils T-P des planètes donnent la position de la base des nuages. À droite, spectre d'émission d'une EGP de classe I (i.e. similaire à Jupiter).  $\{NH_3\}$  marque l'effet sur le spectre de l'ammoniaque condensé alors que  $NH_3$  indique l'effet de l'ammoniaque gazeux. (Extrait de Sudarsky et al. [2003]).

Dans le cas des géantes gazeuses, le flux thermique émis par différentes couches de son atmosphère dépend de la présence de nuages ou de brumes, de leur altitude et de leur opacité [Sudarsky et al., 2003]. L'atmosphère de ces planètes est supposée "primitive", principalement composée de gaz à partir desquelles la planète se forme. Ce sont les mêmes que ceux identifiés dans la photosphère stellaire, soit essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium auxquels s'ajoutent de l'oxygène, du carbone et de l'azote. Ces derniers, sous forme notamment de molécules d'eau, de méthane, de dioxyde ou monoxyde de carbone, déterminent les principales caractéristiques du spectre d'émission (voir la

figure 3.1). Leur présence sous forme de nuages ou de brumes et leur altitude dans l'atmosphère peut être déterminée grâce à un profil température-pression atmosphérique [Sudarsky et al., 2003, Marley et al., 2007]. Les principaux éléments qui contrôlent ce profil sont l'énergie interne de la planète, dépendante de sa masse et de son âge, et l'énergie stellaire, reçue sur les couches externes et fonction du type spectral de l'étoile et de sa proximité. Si je ne montre ici qu'un exemple de modèles atmosphériques d'EGP (Extrasolar Giant Planet), de nombreux autres ont été développés. Ils s'appuient cependant tous sur ces mêmes hypothèses solides sur la composition de l'atmosphère. En outre, l'observation massive de ces planètes, notamment des plus chaudes ainsi que la possibilité de faire des études spectroscopiques permet de contraindre les modèles de mieux en mieux.

Les planètes telluriques présentent un défi bien différent. Leur émission thermique peut provenir des différentes couches atmosphériques, mais aussi de leur surface dans les cas où l'atmosphère est transparente aux longueurs d'onde d'observation voire ténue, ou absente. Contrairement aux géantes gazeuses, elles sont trop peu massives pour agréger l'hélium et l'hydrogène de la nébuleuse. En fait, l'existence ou non d'une atmosphère autour de ces planètes tient à leur capacité à retenir les gaz provenant de dégazages durant leur formation et/ou causés par leur activité interne et leur tectonique des plaques. Quand ces derniers processus ne sont pas assez actifs, la planète n'a pas d'atmosphère et son émission thermique dépend alors de la composition de sa surface mais aussi de son inertie thermique, de la latitude et de la longitude, puisque rien ne permet alors la redistribution spatiale de l'énergie reçue. Son intensité spécifique peut être modélisée par celle d'un corps gris, comme l'illustre la figure 3.2 pour Mars, dont l'atmosphère est ténue. La seule signature significative dans son spectre est celle du  $\text{CO}_2$  autour de  $15 \mu\text{m}$ , qui est en fait le principal composant de cette fine atmosphère.

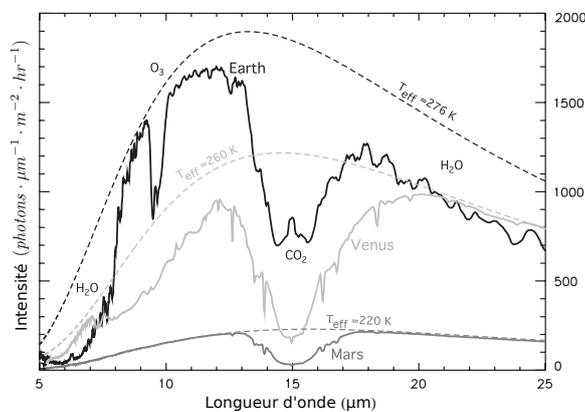


Figure 3.2 : Émission infrarouge de Vénus, la Terre et Mars

Émission en infrarouge thermique de Vénus, la Terre et Mars à basse résolution ( $R \sim 100$ ) (trait plein) et celles des corps noirs (tirets) aux températures de brillance maximum du spectre sur cette bande spectrale et avec un rayon correspondant à la planète. Le flux est donné pour un système équivalent au Système Solaire, observé à  $10 \text{ pc}$ . Les spectres sont des résultats de modèles validés après comparaison avec des observations (Extrait de Selsis et al. [2008]).

Quand les processus de formation et de maintien de l'atmosphère sont efficaces, les gaz qui la composent dépendent de la composition interne de la planète, où ils sont formés ou/et capturés avant d'être libérés. Or, cette composition est liée à de nombreux paramètres comme son environnement lors de sa formation (Walsh et al. [2011] pour le cas particulier de Mars) qu'il est particulièrement difficile d'évaluer pour des systèmes extrasolaires. De plus, la composition atmosphérique peut évoluer au cours du temps, des variations de son activité interne, de sa position orbitale, voire, comme sur Terre, de l'apparition de la vie (Hu et al. [2012] pour l'étude de différents cas de processus photochimiques évolutifs dans des atmosphères de planètes telluriques). Tous ces phénomènes permettent une grande diversité de composition atmosphérique qu'on retrouve partiellement autour des planètes du Système Solaire et qu'on s'attend à découvrir autour d'exoteres.

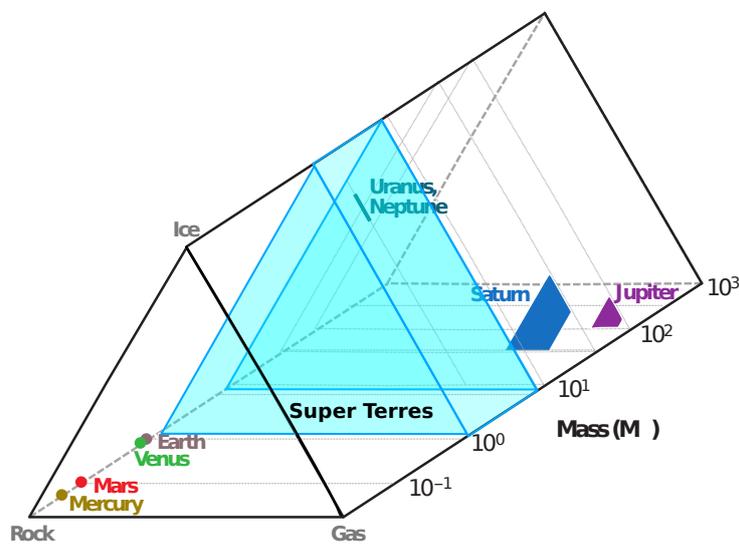


Figure 3.3 : Gamme de compositions des planètes

Sur ce schéma, "gaz" fait référence à He et H accrétés de la nébuleuse, "ice" aux matériaux formés de glace et "rock" aux matériaux réfractaires. La zone en turquoise correspond environ à la zone, en masse terrestre, dans laquelle peuvent se trouver les super-Terres (Extrait de Seager and Deming [2010]).

Les super-Terres se placent en terme de masse et de composition entre les planètes telluriques et les géantes du système solaire (cf figure 3.3) ; elles peuvent a priori présenter une composition globale dominée par les roches comme la Terre, Mars et Vénus, ou partagée entre glace, roches et gaz comme Neptune ou Uranus voire ressembler plus à des mini-Jupiter ou des mini-Saturne. Cela emmène d'ailleurs de vastes discussions sur leur nom : *super-Terre* s'appliquerait plutôt à des grosses planètes telluriques, *exo-Neptune* ou *mini-Neptune* à de petites planètes de glace gelées ou à des planètes océans etc.. Ici, j'appelle, un peu par abus de langage, *super-Terre* toutes les planètes de masse comprises entre 2 et 10 masses terrestres, sans considération sur leur composition. Comme ces pla-

nètes sont de masses supérieures aux telluriques, leur éventuelle atmosphère peut être a priori formée par n'importe lequel des mécanismes de formation et d'évolution mentionnés précédemment :

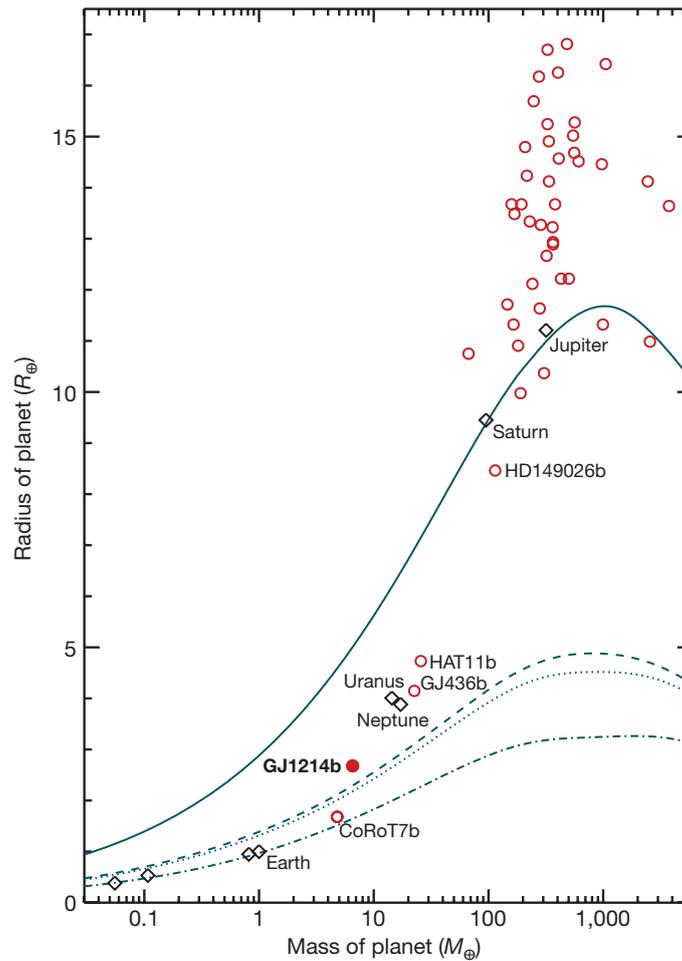
- accréation directe du gaz du disque circumstellaire, comme pour les planètes géantes,
- dégazage durant la formation de la planète et/ou dégazage dû à l'activité interne de la planète, comme pour les planètes telluriques,
- fuites atmosphériques dues à de nombreux processus thermiques ou non et liées notamment à la présence d'un champ magnétique, comme pour les planètes telluriques.

Les études menées pour permettre d'imposer des contraintes sur la composition atmosphérique [Elkins-Tanton and Seager, 2008, Schaefer and Fegley, 2010] mettent encore plus en avant les larges palettes de masses et de compositions que peuvent avoir les atmosphères de super-Terres. Par exemple, Elkins-Tanton and Seager [2008] montrent qu'une planète de 1 à  $30 M_{\oplus}$ , formée à partir de planétésimaux de type de météorites primitives et différenciées, peut dégazer une atmosphère avec une masse initiale allant de moins de 1% de la masse totale de la planète à environ 6% avec, dans des cas extrêmes, une atmosphère pouvant même atteindre près de 20% de la masse totale. Ces simulations concluent principalement à des atmosphères composées d'eau (jusqu'à 20% en masse), d'hydrogène (quelques pourcents) et/ou de composants carbonés (jusqu'à 5%). L'abondance d'hélium est, elle, très faible et la concentration d'azote à peu près équivalente à celle de l'atmosphère terrestre.

Modéliser le flux thermique émis par une super-Terre est donc un défi de par cette grande diversité de masse et de composition atmosphérique ce qui pousse à focaliser les différents modèles sur des portions de l'espace des paramètres possibles, dont notamment :

- des atmosphères similaires à celles actuelles ou passées de la Terre, de Mars ou de Vénus [Selsis et al., 2007, Robinson et al., 2011],
- des planètes-océans, versions agrandies des lunes glacées de Jupiter avec plus de 50% de la masse planétaire totale d'eau et des atmosphères de vapeur [Kuchner, 2003, Léger et al., 2004, Rogers and Seager, 2010a],
- des atmosphères contenant de l'hydrogène [Elkins-Tanton and Seager, 2008],
- des planètes terrestres avec un cycle de soufre [Kaltenegger and Sasselov, 2010] etc..

Un cas intéressant où les résultats de plusieurs modèles sont comparés est celui de la planète GJ 1214b détectée en transit en 2009 grâce au projet MEarth [Charbonneau et al., 2009]. Son rayon est estimé à  $2.7 R_{\oplus}$  et sa masse à  $6.55 M_{\oplus}$ , ce qui correspond à une densité volumique d'environ  $1870 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  bien inférieure à celle de la Terre (cf figure 3.4). Cela suggère que la planète a une épaisse enveloppe gazeuse. Miller-Ricci and Fortney



**Figure 3.4 :** Masses et rayons de planètes en transit

GJ 1214b est représentée par un cercle rouge plein alors que les cercles rouges vides représentent d'autres exoplanètes observées en transit et les losanges noires, les planètes du Système Solaire. Les lignes donnent les rayons en fonction de la masse prédite [Seager et al., 2007] suivant différentes compositions : H/He (trait plein), 100% de  $H_2O$  (tirets), planètes océans (75%  $H_2O$ , 22% Si et 3% Fe ; pointillés) et similaire à la Terre (67.5% Si et 32.5% Fe : point-tirets). (Extrait de Charbonneau et al. [2009]).

[2010] montrent qu'une atmosphère riche en hydrogène autour de cette super-Terre n'est pas une solution irréaliste. D'un autre côté, Rogers and Seager [2010a] considèrent trois scénarios possibles pour l'accumulation de cette atmosphère : (1) accréation de gaz à partir de la nébuleuse, (2) sublimation de la glace et (3) dégazage. Le scénario (1) conduit à une planète composée de fer, de silicate et de glaces [Rogers and Seager, 2010b] entourée d'une enveloppe d'hélium et d'hydrogène accrés pour une masse totale de l'atmosphère de 0.01% à 5% de la masse totale planétaire. Le scénario (2) conclut à une atmosphère de vapeur d'eau constituant près de 50% de la masse totale de la planète. Dans ce cas,

aucune couche de He/H n'est nécessaire pour expliquer la faible densité de la planète. Enfin le scénario (3) nécessite comme le scénario (1) une atmosphère riche en He/H pour atteindre le rayon observé. Des observations spectroscopiques ont été réalisées pour appuyer l'un ou l'autre des modèles [Bean et al., 2010] et ne montrent aucune signature spectrale en transmission suggérant plutôt une atmosphère dense de vapeur qu'une atmosphère d'hydrogène sans nuage.

### 3.1.2 Choix d'un modèle simple

La grande diversité possible de composition atmosphérique pour les super-Terres rend difficile le choix d'un modèle particulier alors qu'on cherche à mener une étude générique. Il ne semble en effet pas approprié d'utiliser un modèle fin d'émission thermique d'atmosphère planétaire, qui nécessiterait de différencier la composition planétaire, fonction de sa position orbitale, de sa masse etc.. d'autant que les modèles existants ne sont pas exhaustifs. Nous avons donc opté pour une modélisation très simple de la planète.

L'émission thermique d'une super-Terre est assimilée à celle d'un corps gris sphérique de rayon  $R_p$  à la température d'équilibre  $T_p$ . La planète n'est chauffée que par son étoile. Pour affiner un peu la modélisation, des valeurs distinctes d'émissivité infrarouge ( $\varepsilon_p$ ) et visible ( $1 - A_p$ ) sont utilisées. Le bilan thermique appliqué à la planète donne alors :

$$4\pi R_p^2 \varepsilon_p \sigma T_p^4 = \pi R_p^2 (1 - A_p) \frac{C_\star}{d_{AU}^2} \quad (3.1)$$

où  $d_{AU}$  est la distance de la planète à son étoile en AU et  $C_\star = \sigma T_\star^4 \left(\frac{R_\star}{1AU}\right)^2$  la constante stellaire à 1 AU. Ce bilan thermique suppose que la planète est isotherme, ce qui implique la présence d'une atmosphère redistribuant la chaleur reçue sur toute la surface planétaire ou une rotation rapide par rapport à la constante de temps de refroidissement. Le cas d'une planète sans atmosphère pourrait aussi être modélisé mais nécessiterait de considérer une température dépendante de la latitude et la longitude de la planète.

La densité de flux reçue de la super-Terre à une distance au Soleil  $D$  dans la bande spectrale  $\Delta\lambda$  centrée sur  $\lambda_c$  vaut :

$$F_p = \frac{\pi R_p^2}{D^2} \int_{\lambda_c - \Delta\lambda/2}^{\lambda_c + \Delta\lambda/2} \varepsilon_p B_\lambda(T_p) d\lambda \quad (3.2)$$

## — 3.2 — Bilan thermique et température effective des particules de l'anneau —

Les anneaux planétaires sont supposés être un ensemble de particules situées dans le plan équatorial de la planète sur une épaisseur de l'ordre du mètre à plusieurs kilomètres, en fonction de la distance à la planète, de la profondeur optique ou du processus de formation (cf section 1.2). Plusieurs solutions ont été envisagées pour modéliser l'émission thermique des anneaux des planètes du système solaire comme modéliser l'émission thermique des particules, les interactions entre elles (chauffage, ombrage etc..) et sommer les émissions de toutes les particules dans la surface observée de l'anneau (voir par exemple Ferrari et al. [2005]). D'autres solutions consistent à utiliser un modèle de transfert radiatif en associant par exemple les anneaux à un milieu conducteur composé de creux (espace) et de pleins (particules) ce qui permet de gérer la conduction de la chaleur d'une face à l'autre des anneaux [Ferrari and Reffet, 2013] ou encore en considérant le transfert de chaleur par déplacement des particules dans l'anneau [Morishima et al., 2010]. Ces modèles précis sont comparés à des observations nombreuses qui permettent de mieux contraindre les paramètres physiques encore mal connus des anneaux comme la composition des particules, leur état de surface mais aussi la structure verticale des anneaux.

Modéliser l'émission thermique des exoanneaux est ici différent en cela qu'ils ne sont eux-mêmes pas résolus de la planète : le flux reçu provient de l'anneau et de la planète. Étant donné le peu d'informations pouvant être obtenue en photométrie intégrée en comparaison avec des observations in-situ d'anneaux planétaires du Système Solaire, il n'est pas envisageable d'étudier la structure fine des anneaux. Seuls certains paramètres macroscopiques comme l'orientation des anneaux et donc l'obliquité de la planète, la profondeur optique, l'étendue des anneaux et la taille des particules pourront être déduits des observations. Par ailleurs, les anneaux peuvent être de compositions différentes de ceux de Saturne, composés de glaces contaminées avec du tholin [Poulet and Cuzzi, 2002]. Ils le sont même nécessairement dans la majorité des cas traités ici, puisque pour être observables, les super-Terres doivent être proches de leur étoile (comme nous allons le voir dans le chapitre 4), et donc sous la limite des glaces du système. C'est autour de ces paramètres macroscopiques -profondeur optique, étendue et tailles des particules- que le modèle thermique est centré afin de pouvoir discuter de leur influence sur l'émission thermique du système et d'étudier s'il sera possible, éventuellement, de les quantifier à partir d'observations.

### 3.2.1 Les différentes contributions au chauffage des particules

À partir de ces considérations, nous avons choisi de nous appuyer sur le modèle thermique proposé par Ferrari et al. [2005], sans prendre en compte l'évolution thermique dans l'anneau (cf section 3.2.3). Ce modèle est basé sur des observations infrarouges des anneaux B et C de Saturne. Une particule de l'anneau est chauffée par cinq sources différentes.

Le bilan thermique à l'équilibre d'une particule à la distance  $r_0$  de la planète et  $d_{AU}$  de l'étoile s'écrit :

$$\begin{array}{r|l}
 ( F_1) & (1 - A_r) \frac{C_*}{d_{AU}^2} C(B_0, \tau) \\
 (+ F_2) & + A_p (1 - A_r) \frac{C_*}{d_{AU}^2} \frac{\Omega_p(r_0)}{\pi} \\
 (+ F_3) & + \varepsilon_r \varepsilon_p \sigma T_p^4 \frac{\Omega'_p(r_0)}{\pi} \\
 (+ F_4) & + A_r (1 - A_r) \frac{C_*}{d_{AU}^2} C(B_0, \tau) \frac{\Omega_R}{\pi} \\
 (+ F_5) & + \frac{\Omega_R}{4\pi} f \sigma \varepsilon_r T_r^4 \\
 (= F_6) & = f \sigma \varepsilon_r T_r^4
 \end{array} \tag{3.3}$$

Avec :

- $C(B_0, \tau)$  = Fraction éclairée de la surface de la particule.  $B_0$  est l'élévation solaire et  $\tau$  la profondeur optique des anneaux.
- $\Omega_p(r_0)$  = Angle solide de l'hémisphère éclairé de la planète
- $\Omega'_p(r_0)$  = Angle solide d'un hémisphère de la planète
- $\Omega_R$  = Angle solide sous tendu par toutes les particules voisines
- $A_p$  et  $A_r$  = Albedo visible de la planète et des particules
- $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_r$  = Emissivité infrarouge de la planète et des particules
- $C_*$  = Constante stellaire à 1AU
- $f$  = Facteur de rotation des particules

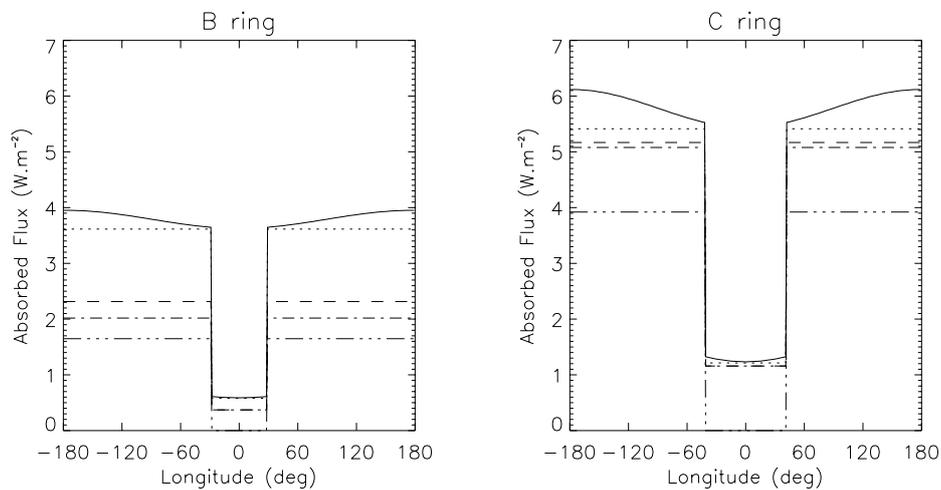
Et :

- $F_1$  = Fraction de lumière stellaire absorbée par la particule, après occultation par les particules voisines
- $F_2$  = Lumière stellaire diffusée par la planète sur la particule et absorbée par celle-ci
- $F_3$  = Emission infrarouge de la planète absorbée par la particule
- $F_4$  = Lumière visible diffusée par les particules voisines
- $F_5$  = Chauffage par les particules voisines
- $F_6$  = Flux émis par la particule

Ces différentes contributions dépendent de nombreux paramètres, notamment de la distance  $r_0$  de la particule à la planète et la phase de la planète vue par celle-ci. Évaluer chacune d'entre elles sur un anneau complet requerrait d'importants temps de calcul ce qui va à l'encontre d'une étude générique. Pour déterminer comment simplifier ce modèle, on étudie l'importance relative de chaque contribution .

$F_1$  : **Chauffage direct par l'étoile** La figure 3.5 montre deux exemples (l'anneau B et l'anneau C de Saturne) de flux thermique émis par une portion d'anneaux en fonction des contributions considérées. La principale contribution dans ces deux cas (mais surtout pour l'anneau C) est le chauffage direct par l'étoile. Elle dépend de la profondeur optique  $\tau$  de l'anneau et de l'élévation stellaire  $B_0$  : plus l'anneau est optiquement épais et incliné, plus les particules s'ombrent entre elles, ce qui se traduit par une diminution de la valeur du facteur d'occultation  $C(B_0, \tau)$  (cf section 3.2.2 pour les discussions sur ce facteur). Ainsi, le chauffage solaire sur l'anneau B ( $\tau = 0.4$ ) est d'environ 50% du flux total alors qu'elle est de plus de 70% pour l'anneau C ( $\tau = 0.1$ ) pour une élévation solaire  $B_0 = -19,04^\circ$  au moment de l'observation.

La contribution stellaire  $F_1$  peut être nulle dans certaines situations spécifiques : à l'équinoxe, où l'anneau est éclairé de profil et pour les particules dans l'ombre de la planète. Pour que les particules n'aient pas une température nulle dans ces cas, il est important de modéliser d'autres contributions.



— **Figure 3.5** : Importance des différentes contributions pour les anneaux B et C —  
 Pour ces simulations,  $A_r = 0.5$  et  $\epsilon_r = 1$ . ( $-\cdots$ ) $F_1$ , ( $-\cdot-\cdot-$ ) $F_1 + F_3$ , ( $---$ ) $F_1 + F_3 + F_4$ , ( $\cdot\cdots\cdot$ ) $F_1 + F_3 + F_4 + F_5$ , (ligne pleine)  $F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5$ . (Extrait de Ferrari et al. [2005]).

$F_2$  et  $F_3$  : **Chauffage par la planète** La planète contribue au chauffage des anneaux grâce à la lumière solaire réfléchiée à sa surface ( $F_2$ ) et grâce à son émission thermique ( $F_3$ ). Ces contributions dépendent de la distance de la particule à la surface planétaire : plus elle est proche, plus elle est chauffée par la planète. C'est pourquoi l'anneau C (figure 3.5) plus proche de Saturne reçoit des contributions  $F_2$  et  $F_3$  plus importantes que l'anneau B. L'ombrage entre les particules explique aussi cette différence : dans l'anneau B, opaque, les particules voient au plus un demi-hémisphère de la planète. La fraction de la surface des particules éclairées par la planète est prise en compte dans les angles solides  $\Omega_p$  et  $\Omega'_p$ .

La contribution de la lumière de l'étoile réfléchi par la planète  $F_2$  est dépendante de l'azimut de la particule : plus la particule est proche de midi ( $-180^\circ$ ) plus elle voit une grande partie de la surface planétaire éclairée. Cela explique que les courbes en trait plein de la figure 3.5 ne soit pas constante le long de l'azimut.  $F_2$  contribue au maximum (à midi) faiblement d'environ 6% pour l'anneau B et d'un peu plus pour l'anneau C (environ 13%). Cette contribution n'affecte donc significativement que les particules proches de la planète et dans un intervalle d'azimut restreint, c'est à dire une surface très limitée de l'anneau. Elle rend de plus la température des particules dépendantes de l'azimut et de la distance radiale, augmentant considérablement les calculs à effectuer pour la déterminer. Nous avons choisi de ne pas considérer ce terme sur la base de ces deux arguments.

Le chauffage par l'émission thermique de la planète  $F_3$  contribue à hauteur de 7.5% du flux total sur l'anneau B et de 20% pour l'anneau C. En outre, contrairement à  $F_2$ , cette contribution ne dépend pas de l'azimut puisque la planète est supposée isotherme (cf section précédente). Le chauffage d'une particule par l'émission thermique de la planète dépend de l'angle solide sous lequel la particule voit un hémisphère de la planète. Il dépend de la distance à la planète mais aussi de l'ombrage  $C(B', \tau)$  par les autres particules qui peuvent cacher une partie de la planète. Pour le déterminer, il faut calculer l'angle solide élémentaire d'une portion de surface de la planète, et intégrer sur l'hémisphère :

$$F_3(r_0) = \varepsilon_r \varepsilon_p \sigma T_p^4 \frac{\Omega'_p(r_0)}{\pi} = \varepsilon_r \varepsilon_p \sigma T_p^2 \int_{\Phi=-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\theta=0}^{\theta_f} \frac{C(B', \tau)}{\pi} d\Omega'_p(r_0) \quad (3.4)$$

$C(B', \tau)$  est la fraction de surface de la particule qui reçoit l'émission infrarouge de la planète. Elle dépend de la profondeur optique de l'anneau (cf section 3.2.2) et de  $B'$  qui est l'angle entre la direction définie par  $\vec{PM}$  et le plan des anneaux.  $\Phi$  et  $\theta$  sont les coordonnées sphériques du centre M de la portion de surface planétaire  $dS$  et sont définies telles que :

- les coordonnées de la particule P à la distance  $r_0$  du centre O de la planète soient :

$$\vec{OP} = \begin{pmatrix} r_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

- les coordonnées de la normale au plan des anneaux soient  $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ .

L'angle solide élémentaire s'écrit dans le système de coordonnées défini précédemment :

$$d\Omega'_p = \frac{\vec{PM} \cdot \vec{OM}}{r R_p} \frac{dS}{r^2} = \frac{R_p - r_0 \cos(\Phi) \sin(\theta)}{r^3} \sin(\theta) d\theta d\Phi \quad (3.5)$$

$r$  est la distance de la particule au centre de  $dS$  et vaut  $r = \sqrt{R_p^2 + r_0^2 - 2R_p r_0 \cos(\Phi) \sin(\theta)}$ .

$d\Omega'_p$  se réécrit avec une dépendance en  $\frac{r_0}{R_p}$  uniquement :

$$d\Omega'_p = \frac{(r_0/R_p) \cos(\Phi) \sin(\theta) - 1}{\sqrt{1 + (r_0/R_p)^2 - 2 (r_0/R_p) \cos(\Phi) \sin(\theta)}} \sin(\theta) d\theta d\Phi \quad (3.6)$$

Enfin, pour un anneau optiquement épais, l'angle solide  $\Omega'_p$  n'englobe qu'un demi-hémisphère de la planète car l'anneau est opaque.

$$\theta_f = \begin{cases} \pi/2, & \text{pour un anneau optiquement épais} \\ \pi & \text{pour un anneau optiquement fin} \end{cases} \quad (3.7)$$

$F_3$  est la seule contribution dans l'ombre de la planète (les particules ne peuvent pas se chauffer entre elles si aucune autre source n'assure un chauffage minimum) et à l'équinoxe si  $F_2$  est négligée <sup>1</sup>. Pour l'étude d'anneaux résolus, comme les anneaux de Saturne, cette contribution est donc essentielle mais c'est, de part la nécessité de déterminer un profil radial de température, plus discutable dans le cas d'une étude générique d'exoanneaux où la température de toutes les particules de l'anneau doivent être déterminées. L'importance de cette contribution et de la nécessité de la considérer dans les simulations globales est rediscutée dans la section 3.4.2 où l'émission du système total est prise en compte.

**$F_4$  et  $F_5$  : Chauffage par les particules voisines** Les particules voisines contribuent au chauffage par réflexion de la lumière stellaire  $F_4$  et par leur propre émission thermique  $F_5$ . Ces particules sont supposées identiques à celle pour laquelle le bilan thermique est réalisé (même taille, albedo, émissivité, température etc..). Leurs contributions sont directement liées à la densité de l'anneau ; plus l'anneau est dense, plus les particules sont proches et peuvent échanger de l'énergie :  $F_4$  et  $F_5$  contribuent plus dans l'anneau B que dans l'anneau C.  $F_4$  reste cependant très faible (environ 7% en flux pour l'anneau B et moins de 2% pour l'anneau C), entre autres parce que la lumière stellaire subit une réflexion et une absorption à même albedo soit une atténuation d'au moins 75% ( $A_v(1 - A_v)$ , minimale pour  $A_v = 0.5$ ). Dans la suite, nous considérerons cette contribution comme négligeable. À l'inverse, le chauffage infrarouge par les particules voisines  $F_5$  constitue sur l'anneau B plus de 33% de son flux total (contre seulement 3.5% pour l'anneau C). Cette contribution est donc conservée dans la modélisation d'anneaux optiquement épais.

Le gain en flux lié au chauffage infrarouge par les particules voisines peut s'écrire  $(1 - \frac{\Omega_R}{4\pi})^{-1}$ . Ferrari et al. [2005] exprime  $\Omega_R$  pour un anneau monocouche dont les particules sont placées sur un réseau 2D. Une particule est ainsi chauffée par huit voisines. Pour ce réseau, le facteur de remplissage surfacique (la fraction de surface occupée par les particules) vaut  $\frac{\pi R^2}{4d^2} = 1 - e^{-\tau}$  et l'angle solide occupé par les particules voisines  $\Omega_R = 6(1 - e^{-\tau})$ .

1. Ces remarques supposent que les particules ont une inertie thermique nulle, c'est à dire que leur température est uniquement déterminée par le flux reçu à l'instant donné sans considération sur celui reçu antérieurement (cf la section 3.2.3).

Pour un anneau multicouche, le facteur de remplissage surfacique, nécessairement inférieur à 1, n'est plus égal au rapport de la somme des surfaces des particules sur l'aire de la région considérée qui peut, pour de grandes profondeurs optiques, dépasser 1. Pour résoudre cela, il faut distinguer profondeur optique photométrique et profondeur optique dynamique. La profondeur optique dynamique  $\tau_d$  vaut :

$$\tau_d = \frac{\sum_i \pi s_i^2}{L_x L_y} \quad (3.8)$$

$L_x$  et  $L_y$  sont les dimensions de la région considérée de l'anneau et  $s_i$  le rayon de la particule  $i$ . La profondeur optique photométrique  $\tau$  est définie par la probabilité  $f = e^{-\tau_p}$  qu'un rayon lumineux perpendiculaire traverse le milieu sans être intercepté. Pour un milieu verticalement homogène, la profondeur optique photométrique  $\tau$  excède la profondeur optique dynamique  $\tau_d$  [Salo and Karjalainen, 2003] :

$$\frac{\tau}{\tau_d} \approx 1 + k\tau_d \quad (3.9)$$

$k$  vaut environ 0.3 pour un anneau ayant un rapport  $H/s$  de 6 ( $H$  est la hauteur de l'anneau et  $s$  le rayon des particules) et 0.1 pour un anneau à  $H/s$  de 20. Pour déterminer l'angle solide sous-tendu par les particules voisines  $\Omega_r$  pour un anneau multicouche, et donc  $F_5$ , il est nécessaire de fixer ce rapport pour faire le lien entre  $\tau_d$  et  $\tau$ . Ceci est problématique puisque ce rapport n'est pas connu pour les anneaux de Saturne (et donc ne le sera a fortiori pas pour des exoanneaux). Par la suite pour ne pas surestimer la contribution thermique des particules  $F_5$ , on considère un rapport  $H/s$  de 6 : le minimum, hors anneau monocouche, proposé par Salo and Karjalainen [2003]. La valeur calculée de  $\tau_d$  et celle de  $\Omega_r$  sont ainsi minimales.

**Bilan** Au vue de ce qui précède, seules les contributions au chauffage en visible de l'étoile  $F_1$  et en infrarouge de la planète  $F_3$  et des particules voisines  $F_5$  sont conservées. Le modèle précédent est valable pour des particules de tailles millimétriques et supérieures pour lesquelles le coefficient d'absorption  $Q_{abs}$  est indépendant de la longueur d'onde ( $Q_{abs} = (1 - A_r)$  en visible et  $Q_{abs} = \varepsilon_r$  en infrarouge) ; pour prendre en compte la possible existence de particules de petites tailles dans les exoanneaux, il est généralisé avec un coefficient d'absorption  $Q_{abs}$  dépendant de la longueur d'onde et de la taille des particules. (cf section 3.2.2 pour la discussion sur la taille de particules). Le bilan thermique d'une particule de taille quelconque à l'équilibre s'écrit alors :

$$\begin{aligned} f \left(1 - \frac{\Omega_R}{4\pi}\right) \int_{\lambda} Q_{abs}(\lambda) B_{\lambda}(T_r) d\lambda &= \left(\frac{R_{\star}}{d}\right)^2 C(B_0, \tau) \int_{\lambda} Q_{abs}(\lambda) B_{\lambda}(T_{\star}) d\lambda \\ &+ \varepsilon_p \frac{\Omega'_p}{\pi} \int_{\lambda} Q_{abs}(\lambda) B_{\lambda}(T_p) d\lambda \end{aligned} \quad (3.10)$$

$B_{\lambda}(T)$  est l'intensité spécifique émise par un corps noir de température effective  $T$  à la longueur d'onde  $\lambda$ . La densité de flux reçue à la distance  $D$  d'une particule de taille  $s$  à la

température  $T_r$  et dans l'intervalle de longueur d'onde  $\Delta\lambda$  centré sur  $\lambda_c$  :

$$I_{\text{part}}(r_0) = \frac{\pi s^2}{D^2} C(\tau, B) \int_{\lambda_c - \Delta\lambda/2}^{\lambda_c + \Delta\lambda/2} Q_{\text{abs}}(\lambda) B_\lambda(T_r) d\lambda \quad (3.11)$$

Comme pour le chauffage, les particules s'écrantent entre elles, d'où le facteur  $C(\tau, B)$  qui est la fraction visible de la surface de la particule.  $B$  est l'angle entre le plan des anneaux et la direction d'observation.

L'observation d'exoanneaux, non résolus par les E-ELT, permet de connaître la densité de flux cumulée de l'anneau et de la planète et reçue dans la bande spectrale  $\Delta\lambda$ . La densité de flux de l'anneau est la somme de celles des particules  $I_{\text{part}}$  sur l'ensemble des particules observées (cf section 3.3 pour la détermination de la surface observée des anneaux). Il dépend de certains paramètres qui seront connus au moment de l'observation : ceux liés à l'étoile, sa température effective  $T_*$ , son rayon  $R_*$  et sa distance au Soleil  $D$  et la distance orbitale  $d$  mais aussi de nombreux autres paramètres qu'il est nécessaire de déterminer pour calculer la température des particules comme l'albedo visible  $A_p$  et l'émissivité infrarouge  $\varepsilon_p$  de la planète mais aussi des caractéristiques essentielles de l'anneau dont la taille des particules  $s$  et sa profondeur optique  $\tau$ .

### 3.2.2 Influence de la profondeur optique et de la taille des particules sur la température des particules

**Profondeur optique et facteur d'ombrage** Les anneaux du Système Solaire présentent une grande variété de profondeurs optiques  $\tau$  (cf figure 3.6, [Colwell et al., 2009]). Son impact sur l'énergie reçue par une particule est important du fait de l'ombrage mutuel, traduit par le terme  $C(B_0, \tau)$  pour le chauffage par l'étoile et  $C(B', \tau)$  pour le chauffage infrarouge par la planète.  $B_0$  est l'élévation stellaire sur les anneaux.  $B'$  est l'élévation de l'émission planétaire sur les anneaux et dépend de la latitude et de la longitude de celle-ci. La profondeur optique  $\tau$  influence aussi le flux reçu au travers de la fraction visible de surface des particules  $C(B, \tau)$ . Seule la détermination de  $C(B_0, \tau)$  est discutée ci-dessous mais le même raisonnement peut être appliqué pour les autres.

$C(B_0, \tau)$  est la fraction de surface des particules éclairée par l'étoile. Pour une profondeur optique donnée, elle est à son maximum quand l'élévation stellaire  $B_0$  est proche de  $90^\circ$ , c'est à dire quand l'étoile éclaire l'anneau perpendiculairement puis elle diminue avec  $B_0$  car la lumière pénètre alors moins profondément au travers des couches de l'anneau. Froidevaux [1981] propose des formulations de  $C(B_0, \tau)$  pour deux géométries d'observation d'un anneau monocouche composé de particules disposées sur un réseau. Cela lui permet de déterminer des valeurs minimales et maximales de l'ombrage entre les particules. Il donne aussi une courbe expérimentale de  $C(B_0, \tau)$  pour les anneaux A et C de Saturne (cf figure 3.7). À partir de ces courbes, on définit deux cas extrêmes :

1. un cas où les particules sont très éloignées et ne s'ombrent jamais :  $C(B_0, \tau) = 1$  quelque soit  $B_0$

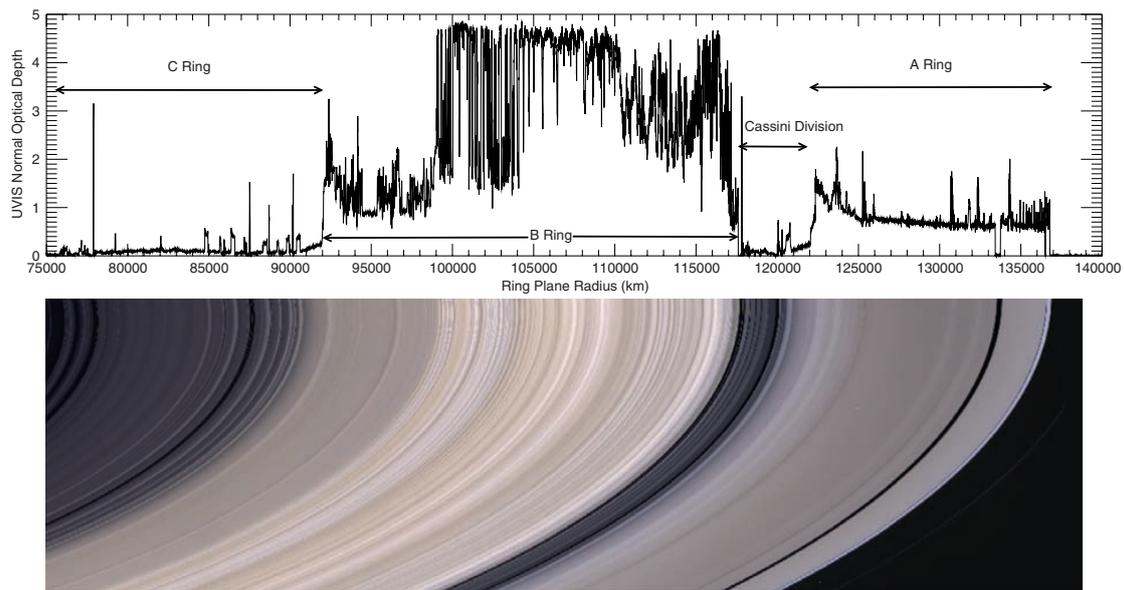


Figure 3.6 : Profondeur optique des anneaux principaux de Saturne

Profondeur optique des anneaux de Saturne en fonction de la distance à la planète, déterminée par occultation stellaire. Figure 13.1 de Colwell et al. [2009].

2. un cas optiquement épais où l'ombrage entre les particules est toujours à la valeur maximale déterminée pour des particules de même taille répartie sur une structure monocouche à l'élévation stellaire  $B_0$ , soit  $C(B_0, \tau) = \sin(B_0) = |\mu_0|$ ;

Comme l'illustre la figure 3.7, ces deux cas encadrent bien ceux déterminés pour les anneaux principaux de Saturne par Froidevaux [1981]. Nous avons donc choisi de modéliser ces deux cas extrêmes d'ombrage mutuel en traitant deux types d'anneaux : optiquement fin (cas 1) et optiquement épais (cas 2). Les anneaux optiquement fins sont des anneaux similaires à l'anneau C de Saturne en terme de profondeur optique ( $\tau \approx 0.1$ ). Ils peuvent être modélisés correctement par une structure monocouche chauffée par la lumière stellaire ( $F_1$ ) et l'émission thermique de la planète ( $F_3$ ) sans occultation ni chauffage entre les particules. La principale limitation de ce modèle est pour des élévations stellaires  $B_0$ , planétaires  $B'$  ou d'observation  $B$  proches de  $0^\circ$ , c'est à dire quand les anneaux sont éclairés ou observés presque par la tranche. Dans ces situations dont le modèle ne tient pas compte, les particules s'éclipsent et s'occulent entre elles nécessairement. Sur la figure 3.7, elles se traduisent par une diminution rapide du facteur d'ombrage  $C(B_0, \tau)$  quand l'élévation  $B_0$  approche de  $0^\circ$ . Dans le cas d'ombrage minimal, il décroît dès que le sinus de l'élévation stellaire  $\mu_0$  est inférieur à la profondeur optique  $\tau$ . Ce modèle est donc valide au mieux quand  $\mu_0$ ,  $\mu'$  ou  $\mu$  sont supérieurs à  $\tau$ . Cela suppose, entre autres, que la contribution planétaire est surestimée : même la portion de la planète située dans le plan équatorial participe au chauffage de tout l'anneau. Cependant, pour une profondeur optique suffisamment faible, ces cas d'invalidité restent limités, soit à des planètes

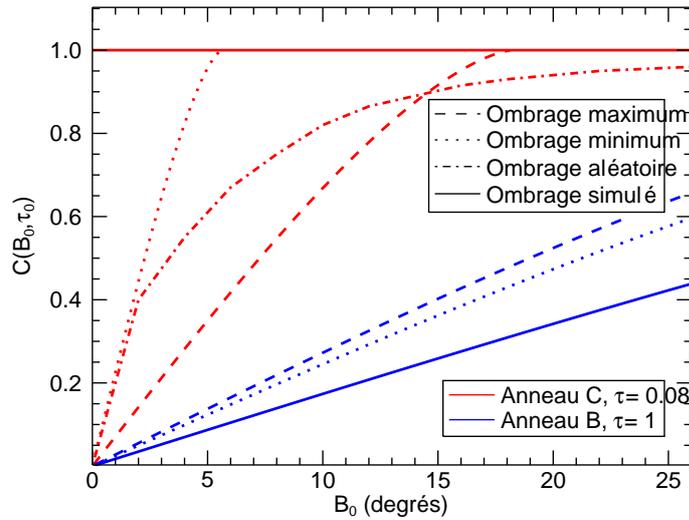


Figure 3.7 :  $C(B_0, \tau)$  pour différents anneaux

Les courbes en trait plein représentent le facteur d'ombrage  $C(B_0, \tau)$  utilisé pour des anneaux optiquement épais (bleu) et optiquement fin (rouge). Les autres courbes sont reprises de la figure 2 de Froidevaux [1981] et représentent le facteur d'ombrage minimum (pointillés) et maximum (tirets) déterminés analytiquement et le facteur d'ombrage expérimental (point-tiret) pour l'anneau C.

d'obliquité très faible, soit pour une portion très limitée de l'orbite planétaire autour des équinoxes. Pour la suite, on fixe la profondeur optique limite pour des anneaux fins à  $\tau = 0.4$ . Pour une telle valeur, un anneau perpendiculaire au plan d'orbite et une orbite circulaire, la condition  $|\mu_0| < \tau$  est remplie sur 74% de l'orbite environ. Cette valeur décroît cependant rapidement avec l'inclinaison des anneaux.

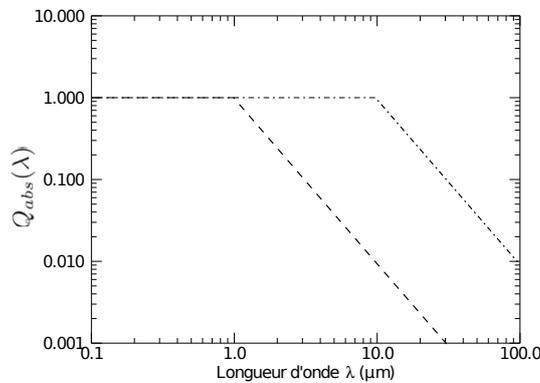
Le cas des anneaux optiquement épais présente d'autres difficultés. Il n'est pas possible de considérer un anneau de profondeur optique supérieure à 0.7 sans traiter un cas multicouche. Le flux émis provient cependant principalement des couches supérieures, puisque plus les particules sont dans des couches profondes plus elles subissent les effets d'ombrage et plus elles sont froides. En conséquence, nous considérerons les seules particules des deux couches externes : la couche supérieure de la face éclairée et celle de la face non éclairée. Les particules de la face éclairée sont chauffées par l'émission thermique de la planète  $F_3$  et par la lumière stellaire  $F_1$  avec occultation par les particules proches et par le chauffage inter-particule  $F_5$ . Les particules de la face non éclairée ne sont chauffées que par l'émission thermique de la planète  $F_3$  et par le chauffage inter-particule  $F_5$ . Des modèles ont été réalisés pour déterminer le transfert de chaleur entre ces deux couches de l'anneau [Ferrari and Reffet, 2013] mais ne nous considérons pas cette contribution.

Avec ces choix de facteur d'ombrage, la température d'une particule est dépendante

du modèle utilisé mais pas de la profondeur optique : à modèle fixé -anneau dense ou anneau fin-, quelque que soit  $\tau$ , les particules sont à la même température. Ce n'est pas le cas du flux total reçu par l'observateur qui dépend du nombre de particules vues de l'anneau, lui même dépendant du facteur de remplissage (cf section 3.3).

**Taille des particules** La taille des particules des anneaux du Système Solaire varie, de la poussière de quelques micromètres dans les anneaux créés et entretenus par dégazage des satellites et/ou bombardements météoritiques [Colwell and Esposito, 1992, 1993] aux blocs de plusieurs dizaines de kilomètres [Greenberg et al., 1977]. La distribution de taille d'un même anneau suit à près une loi de puissance  $n(s)ds = s^{-3}ds$  [French and Nicholson, 2000] (où  $s$  est la taille des particules). Pour simplifier le modèle, les particules de l'anneau ont la même taille. Le comportement thermique de particules de taille de l'ordre des longueurs d'onde d'observation thermique (entre 1 et 30  $\mu m$ ) et inférieures est très différente de celui de grosses particules. Les flux reçus à des longueurs d'onde supérieures à la taille de la particule sont en effet très mal absorbés par celle-ci, comme prévu par la théorie de Mie. Pour calculer le chauffage et modéliser l'émission thermique de ces particules, un coefficient d'absorption dépendant de la longueur d'onde est défini à partir d'un modèle développé pour les poussières de disques circumstellaires [Backman et al., 1992]. Pour des particules de rayon  $s$ , il s'écrit (cf figure 3.8) :

$$Q_{abs} = \begin{cases} 1, & \text{si } \lambda < s \\ \frac{1}{\lambda^2}, & \text{si } \lambda \geq s \end{cases} \quad (3.12)$$



**Figure 3.8 :** Coefficient d'absorption

Coefficient d'absorption d'une particule de  $s = 1 \mu m$  (point-tiret) et  $10 \mu m$  (tiret).

Ce coefficient d'absorption rend difficile l'absorption du flux reçu pour des longueurs d'onde supérieures à la taille des particules mais force aussi une ré-émission de l'énergie à des longueurs d'onde plus courtes (cf figures 3.9). Comme l'émission de l'étoile est maximum dans l'UV ou le visible, l'énergie stellaire absorbée n'est pas différente de celle d'un corps noir pour des particules micrométriques, contrairement à l'énergie planétaire absorbée et l'énergie émise par la particule qui sont limitées par le coefficient d'absorption.

Cela fait que la température effective des petites particules est plus grande pour un même flux stellaire reçu que pour les grosses particules. En fait, le coefficient d'absorption force un maximum d'émission infrarouge à une longueur d'onde proche de la dimension des particules. La longueur d'onde  $\lambda_c$  est donc la longueur d'onde en infrarouge thermique optimale pour observer des particules de taille  $s = \lambda_c$ . À la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ , un anneau composé de particules de  $10 \mu m$  émet globalement plus que les mêmes anneaux composés de plus petites ( $1 \mu m$ ) ou de plus grosses particules (cf figure 3.10). À plus grande longueur d'onde ( $\lambda_c = 20 \mu m$ ), ce sont les grosses particules qui émettent le plus sauf pour les étoiles les plus froides. Ce sont des cas particuliers pour lesquels les anneaux, à  $1 AU$ , sont froids ( $T_r < 150K$ ) et ce sont alors les particules les plus chaudes qui émettent le plus, c'est à dire les plus petites, même si leur émission est fortement limitée par le coefficient d'absorption. Cela explique aussi les résultats observés à  $5 \mu m$  sur la figure 3.10.

Pour de grosses particules, dont la taille est très largement supérieure à la longueur d'observation ( $s > 50 \mu m$  dans notre cas), la rupture de pente est repoussée aux grandes longueurs d'onde. En infrarouge moyen, le coefficient d'absorption défini précédemment revient alors à considérer que les particules se comportent comme un corps noir, c'est à dire qu'elles ont un albédo de Bond  $A_r$  nul et une émissivité thermique  $\epsilon_r$  unitaire. On garde ces valeurs dans la suite pour conserver une homogénéité entre petites et grosses particules.

Les petites particules ont tendance à s'agglomérer rapidement dans des milieux denses. Les anneaux optiquement épais, supposés être denses, sont donc a priori composés de grosses particules. En conséquence, les anneaux de petites particules considérées dans la suite seront toujours simulés dans l'hypothèse d'anneaux optiquement fins.

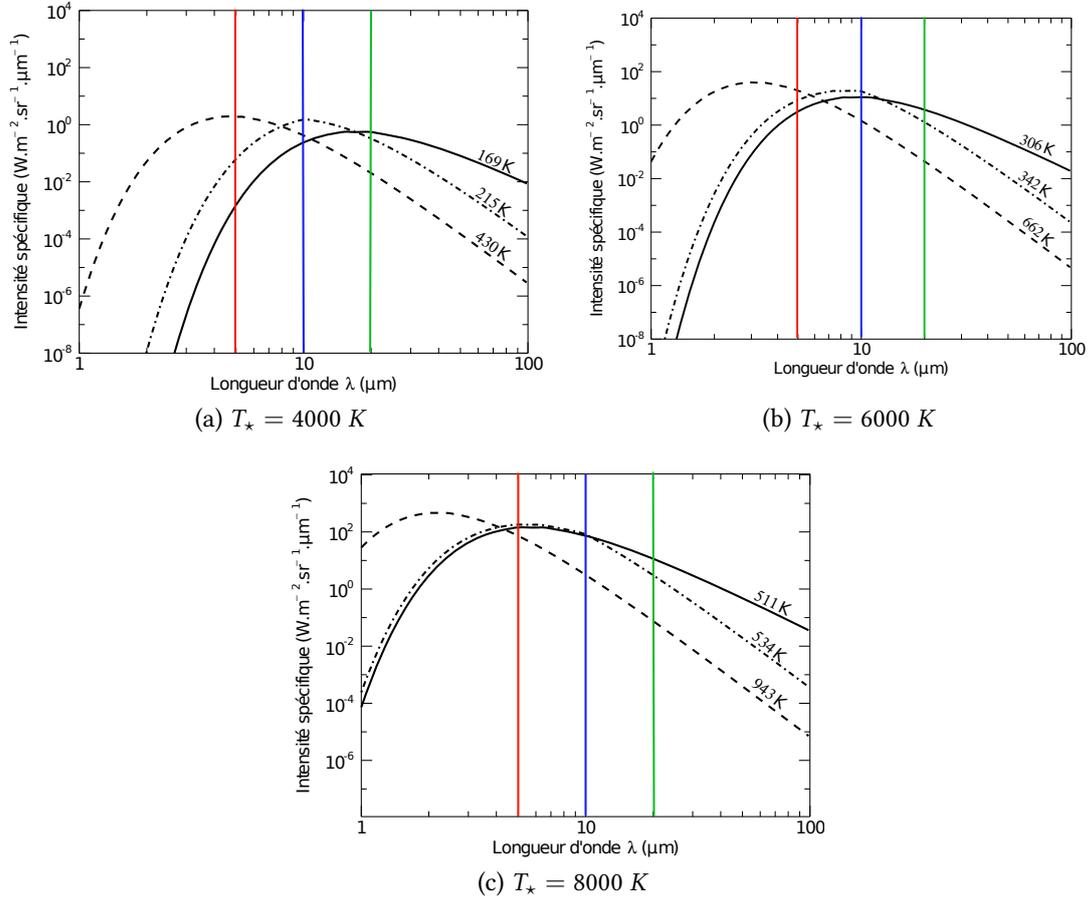


Figure 3.9 : Intensité spécifique de particules de différentes tailles

Intensité spécifique ( $Q_{abs}(\lambda)B_{\lambda}(T_r)$ ) émise par une particule de taille  $s = 1 \mu\text{m}$  (tirets),  $s = 10 \mu\text{m}$  (point-tiret) ou de plusieurs centimètres (trait plein) à la distance  $r_0 = 2R_p$  de la planète et à la distance  $d_{AU} = 1 \text{ AU}$  d'une étoile à différentes températures effectives. Les températures effectives des particules sont indiquées sur les courbes. Les traits verticaux correspondent aux trois longueurs d'onde d'observation étudiées  $\lambda_c = 5 \mu\text{m}$  (rouge),  $\lambda_c = 10 \mu\text{m}$  (bleu),  $\lambda_c = 20 \mu\text{m}$  (vert).

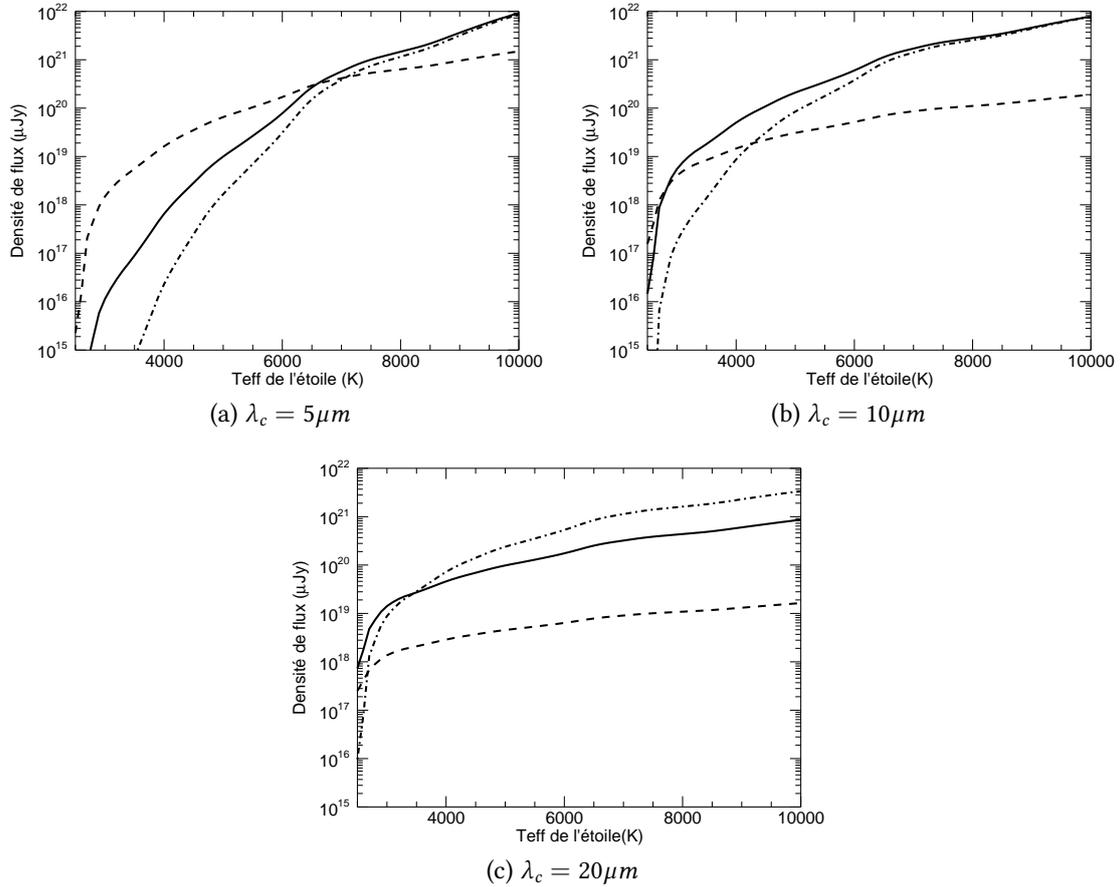


Figure 3.10 : Émission thermique de particules de différentes tailles

Les différentes figures sont pour différentes longueurs d'onde d'observation  $\lambda_c$ . L'émission d'une particule est normalisée par  $\frac{\pi s^2}{D^2}$  pour ne pas dépendre de sa taille  $s$  et est représentée en fonction de la température de l'étoile hôte pour une planète orbitant à une distance  $d_{AU} = 1 AU$ . La particule est à la distance  $r_0 = 2R_p$  de la planète. Les différentes courbes sont pour des tailles de grains de  $1 \mu m$  (tirets),  $10 \mu m$  (trait plein) et de gros grains centimétriques (point-tiret).

### 3.2.3 Limitations du modèle

Les bilans thermiques présentés sont réalisés à l'équilibre sans considération de l'histoire thermique de la particule et de son inertie thermique. Il est donc non seulement supposé que la particule reçoit toutes les contributions en tout endroit simultanément mais aussi qu'elle absorbe instantanément les flux reçus. Pourtant, ceux-ci ne sont pas constants : la particule, au cours de son orbite autour de la planète subit en effet une éclipse dans l'ombre de la planète. Ferrari and Reffet [2013] proposent un modèle thermique permettant de reproduire l'évolution de la température d'une particule observée dans l'anneau B de Saturne à différentes échelles de temps : au cours d'une orbite de la particule autour de la planète, et au cours de celui de la planète autour de son étoile. Ils montrent qu'une particule dans l'ombre n'a pas forcément le temps de refroidir jusqu'à la température d'équilibre correspondant au flux reçu, mais aussi que la chaleur se diffuse d'une face à l'autre de l'anneau.

L'inertie thermique des particules de l'anneau est certes dépendante de la composition des particules mais essentiellement de la structure de leur surface, i.e. de la porosité d'un éventuel régolithe. Nous avons choisi de considérer une inertie thermique nulle pour s'approcher de l'inertie faible des anneaux de Saturne [Ferrari and Reffet, 2013], bien que la composition d'anneaux autour de super-Terres peut probablement être différente. Ce choix évite aussi de devoir déterminer l'histoire thermique de la particule sur une année planétaire, qui demanderait des temps de calculs conséquents. Les particules subissent donc instantanément les variations de températures auxquelles elles sont soumises. Elles présentent a priori des phases en infrarouge, c'est à dire que l'énergie reçue ne se diffuse pas dans la particule et se traduit, avec la seule contribution stellaire, par un demi hémisphère de particules chauffé et un autre à 0 K. Si les particules ne tournent pas ou peu sur elles-mêmes, le facteur de rotation  $f$  (cf équation 3.10) vaut alors 2. Comme l'énergie n'est pas redistribuée sur toute la particule, elles apparaissent plus chaudes si le côté éclairé est observé par rapport à des particules avec un rapport de rotation de  $f = 4$  (c'est à dire grande inertie thermique ou grande vitesse de rotation).

Modéliser un anneau composé de particules avec un facteur de rotation de 2 nécessite de prendre en compte de nombreux paramètres géométriques supplémentaires : quelle surface des particules observée est éclairée par l'étoile, par la planète etc. On choisit en conséquence un facteur de rotation de 4 (c'est à dire que les particules sont des rotateurs rapides) en gardant à l'esprit qu'un facteur de rotation plus faible peut augmenter considérablement la température des particules et donc le flux émis par l'anneau.

Pour déterminer l'émission thermique totale de l'anneau à partir du modèle mis en place, il faut déterminer la température de chacun de ses éléments de surface qu'on considère isotherme : leur température est celle des particules qui les composent. Pour faire cette décomposition de l'anneau en surfaces élémentaires isothermes, il faut avoir une représentation globale de l'anneau tenant compte de la distance à la planète  $r_0$  dont dépend la température des particules mais aussi de la position de l'ombre. Puis, il faut calculer et sommer l'émission thermique de chaque surface élémentaire en prenant en compte le facteur d'occultation des particules  $C(B', \tau)$  ainsi que la portion des anneaux dissimulée à l'observateur par la planète.

### — 3.3 — Éclipse et occultation entre planète, anneaux et observateur —

Comme l'illustre l'image 3.11 de Saturne, une planète et ses anneaux s'éclipsent mutuellement vis à vis de leur étoile et s'occultent mutuellement vis à vis de l'observateur. L'éclipse réduit le chauffage des particules de l'anneau et celui de la planète, alors que l'occultation de l'un par l'autre peut réduire significativement le flux total reçu par l'observateur en diminuant la surface qu'il en perçoit. Cela rend leur prise en compte nécessaire. De plus, cela permet de simuler l'évolution de l'émission d'un système planète + anneaux pendant l'orbite planétaire et de mettre en évidence des signatures orbitales saisonnières.

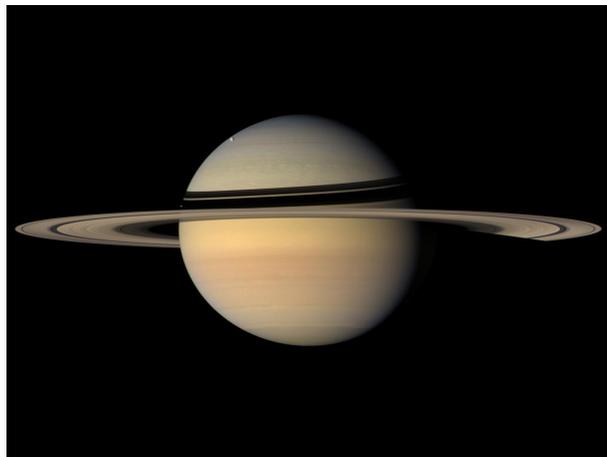


Figure 3.11 : Saturne vue par Cassini

Image de Saturne prise par la sonde Cassini mettant en évidence, en visible, les effets d'éclipse et d'occultation entre la planète et les anneaux.

Le mot *éclipse* est utilisé quand les anneaux bloquent une partie de la lumière stellaire à la planète ou vice versa et le mot *occultation* quand les anneaux cachent une partie de la planète à l'observation ou vice versa.

#### 3.3.1 Impact maximal des éclipses et occultations planète/anneaux sur leur température et sur le flux reçu

L'anneau et la planète se cachent selon deux points de vue différents : de l'étoile ou de l'observateur. En bref, le premier cas réduit le chauffage dans la surface ombrée et le second réduit la densité de flux reçue par l'observateur.

L'ombre de l'anneau sur la planète a pour effet de réduire l'énergie stellaire reçue par celle-ci, ce qui réduit sa température effective. Le cas où l'ombre des anneaux sur la planète est maximum se présente quand (1) les anneaux sont opaques, (2) les anneaux

sont étendus de la surface de la planète à l'infini et (3) l'élévation stellaire  $B_0$  tend vers  $0^\circ$  sur les anneaux, sans être nulle pour autant (auquel cas, la surface éclairée de la planète est maximale). C'est évidemment une situation extrême très théorique (cf figure 3.12). La surface ombrée de la planète s'approche alors de la moitié d'un hémisphère soit 50% de la surface normalement éclairée ce qui correspond à une réduction de 16% de sa température effective et de 50% du flux qu'elle émet sur toute sa surface. Des cas critiques moins théoriques (anneaux opaques étendus jusqu'à un rayon externe  $R_e = 3R_p$ ) approchent plutôt 30% de surface ombrée.

Du point de vue de l'observateur, jusqu'à 50% (30% en pratique) de la planète peut être occulté par les anneaux, réduisant du coup le flux planétaire reçu par l'observateur de 50%. Dans les cas où l'éclipse et l'occultation sont maximales, le flux planétaire reçu constitue 25% de l'émission de la même planète sans anneau. Si on reprend les valeurs de 30% de surfaces éclipsées et occultées, cette valeur est de 49%, ce qui reste encore très important.



— Figure 3.12 : Situation où les anneaux cachent presque la moitié de la planète —  
 Les anneaux sont étendus de  $R_e = 12 R_p$  et  $R_i = 1.1 R_p$  et inclinés à  $\theta_r = 85^\circ$  ( $\Phi_s = 0^\circ$ ) pour un observateur qui voit l'orbite du dessus ( $i_s = 0^\circ$  et  $\omega_s = 0^\circ$ ).

L'effet de la planète sur les anneaux est aussi non négligeable. La planète peut éclipser une partie de l'anneau, créant une ombre dessus ou/et en occultant une partie, limitant le flux reçu. L'éclipse des anneaux par la planète a un impact uniquement sur la température des particules situées dans l'ombre de celle-ci car l'inertie thermique des particules est supposée nulle (cf section 3.2.3). Pour donner une estimation simplifiée, on suppose que les particules ne sont chauffées que par l'étoile dans la discussion ci-dessous. Les particules dans l'ombre ne reçoivent donc aucun chauffage : leur température est de  $0 K$  et elles ne participent pas à l'émission thermique des anneaux. La proportion de surface ombrée donne alors directement la diminution du flux émis par l'ensemble de l'anneau. L'ombre de la planète est la plus étendue sur les anneaux quand l'étoile les éclaire par la tranche ou presque, c'est à dire quand  $B_0$  est proche de  $0^\circ$ . L'ombre s'étend alors loin au-delà du bord externe des anneaux. Pour estimer sa surface, il est possible de faire un calcul géométrique dont les paramètres sont définis sur la figure 3.13. La surface ombrée est représentée en orange et vaut, en fraction de surface, pour un anneau étendu de la surface planétaire au rayon externe  $R_e$  :

$$A = \frac{\frac{R_e^2}{2} (\theta - \sin \theta) + 2R_p \sqrt{(R_e^2 - R_p^2)} - \pi R_p^2}{\pi(R_e^2 - R_p^2)} \quad (3.13)$$

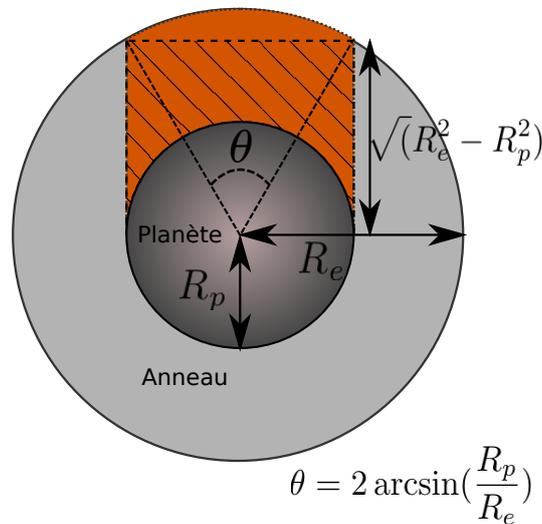
avec  $\theta = 2 \arcsin \frac{R_p}{R_e}$ . Différentes valeurs de la fraction de surface A sont données dans le tableau 3.1 pour différents rayons externes  $R_e$ . Pour des anneaux étendus jusqu'à 3 rayons planétaires, l'ombre occupe 17% de leur surface.

Rayon externe des anneaux $R_e$ en $R_p$	2	3	5	10
Fraction de surface maximale éclip­sée ou occultées	24%	17%	11%	3%

**Table 3.1**

Fraction maximale de la surface des anneaux ombrée par la planète ou cachée à l'observateur en fonction de leur rayon externe  $R_e$ .

Du point de vue de l'observateur, l'occultation des anneaux par la planète réduit la surface observée des anneaux. Cette surface peut aussi bien être composée de particules chauffées que de particules froides, dans l'ombre de la planète. Comme pour l'éclipse, dans le cas où l'observateur voit les anneaux presque par la tranche, la surface occultée par la planète est de 17% de la surface totale des anneaux pour  $R_e = 3R_p$ . Ainsi, quand l'ombre est maximale et intégralement observée et que l'observateur voit les anneaux proche de la tranche, il ne reçoit que 66% du flux total émis par les mêmes anneaux sans éclipse ni occultation.



**Figure 3.13** : Ombre de la planète sur les anneaux

La planète est en gris foncé et a un rayon de  $R_p$ , les anneaux sont en gris clair, étendus de la surface planétaire à la distance  $R_e$  du centre de la planète. L'ombre maximale de la planète sur les anneaux est représentée en orange.

### 3.3.2 Détermination numérique des surfaces éclipsées et occultées

Pour déterminer les surfaces associées à chacun de ces effets, le système planète + anneaux est dessiné numériquement en 2D comme s'il était résolu et imagé. L'idée est de reproduire le résultat d'une observation en associant à chaque pixel le flux émis par la surface élémentaire qu'il représente, pour obtenir, en sommant l'image, le flux théorique du système observé comme s'il était non résolu. Les paramètres géométriques définis dans la figure 4.2 permettent de placer librement la normale au plan des anneaux, la planète, et l'observateur. En pratique, les images simulées contiennent la température associée de la surface plutôt que son flux et trois images sont utilisées. Pour chacune de ces images, la planète est modélisée par un disque : on néglige son aplatissement. L'anneau est représenté comme la surface comprise entre deux ellipses, d'épaisseur verticale négligeable et placée dans le plan équatoriale de la planète. Enfin, l'ombre de la planète sur les anneaux est la projection d'un demi-disque dans la direction de la lumière stellaire sur le plan des anneaux, c'est à dire une ellipse, projetée une seconde fois dans la direction d'observation.

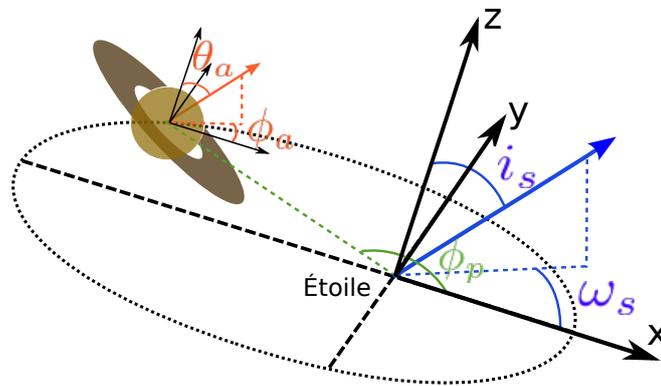


Figure 3.14 : Définition des paramètres géométriques

Le repère  $(xyz)$  est défini tel que  $z$  soit normal au plan d'orbite et  $x$  et  $y$  soient suivant le périapse et l'apocentre respectivement.  $\Phi_p$  est la phase orbitale de la planète.  $i_s$  et  $\omega_s$  définissent la position de l'observateur.  $\Phi_a$  et  $\theta_a$  définissent la perpendiculaire au plan des anneaux i.e. l'axe de rotation de la planète.

Les deux premières images (cf figure 3.15) représentent l'anneau, la planète et l'ombre de la planète avec pour chaque pixel une information permettant de déterminer à quels groupes le pixel appartient parmi [*planète, anneau, ombre de la planète sur les anneaux, face non éclairé des anneaux*]. Un pixel peut appartenir à plusieurs groupes. Par exemple, un pixel dans l'ombre de la planète sur les anneaux appartient aux groupes *anneau* et *ombre de la planète sur les anneaux*. Cela permet de déterminer rapidement toutes les fractions de surface nécessaires. Les deux images diffèrent par leur point de vue : la première représente le système tel qu'il serait vu depuis la position de l'étoile et permet de déterminer la fraction de surface de la planète ombrée par les anneaux  $S_p$ . Comme la

planète est isotherme, l'effet de cette ombre est seulement de diminuer la température de la planète : il est inutile de savoir comment l'observateur la perçoit. Il n'est donc pas nécessaire de la dessiner sur la seconde image qui représente le système du point de vue de l'observateur. Cette image donne accès à trois autres informations utiles : la fraction de surface occupée par l'ombre de la planète sur les anneaux telle que perçue par l'observateur, la fraction de surface de la planète occultée par les anneaux  $S'_p$  et la fraction de surface des anneaux vue par l'observateur  $S'_a$ .

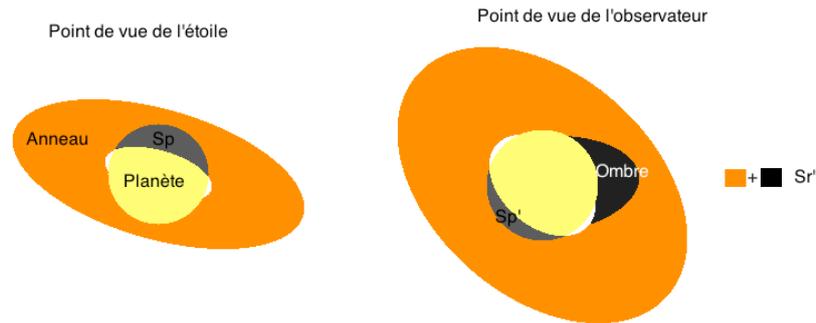
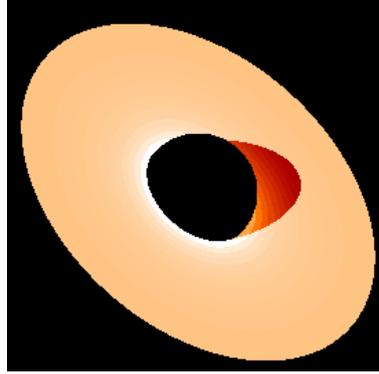


Figure 3.15 : Définition des surfaces utiles

Les deux images représentent les différentes zones du système. La planète est représentée en jaune, l'anneau en orange. La zone de la planète masquée par l'anneau est en gris et l'ombre de la planète sur les anneaux en noir. La figure de gauche est du point de vue de l'étoile et représente donc les surfaces éclairées ou ombrées alors que la figure de droite est du point de vue de l'observateur et représente donc les surfaces vues ou occultées.

La troisième image (cf image 3.16) représente uniquement l'anneau tel qu'observé. Chaque pixel sur l'anneau a une valeur correspondant à la température des particules contenues dans la surface élémentaire associée au pixel. Pour limiter les calculs, l'anneau est divisé en annelets définis par un intervalle de distance au centre de la planète, ce qui correspond, hors ombre, à un intervalle de températures de particules. L'ombre est divisée de la même façon, ce qui fait que si le nombre d'annelets choisis est  $N_a$ , le nombre de températures différentes sur l'anneau vaut au maximum  $2N_a$ . On fixe le nombre d'annelets  $N_a$  à partir du flux total de la face non éclairée d'un anneau dense car  $N_a$  n'influence que le calcul de la contribution planétaire. Comme cette température décroît rapidement en fonction de la distance à la planète  $r_0$ , il n'est pas nécessaire qu'il soit très important :  $N_a = 12$  est suffisant même pour une planète très chaude et un anneau très étendu. Cette image permet ainsi d'avoir toutes les informations sur la répartition des températures des particules telle qu'elle est perçue. En effet, deux anneaux avec la même répartition de température peuvent être perçus avec une température effective globale différente si par exemple, l'ombre de la planète sur les anneaux est cachée par la planète pour l'un et non pour l'autre.

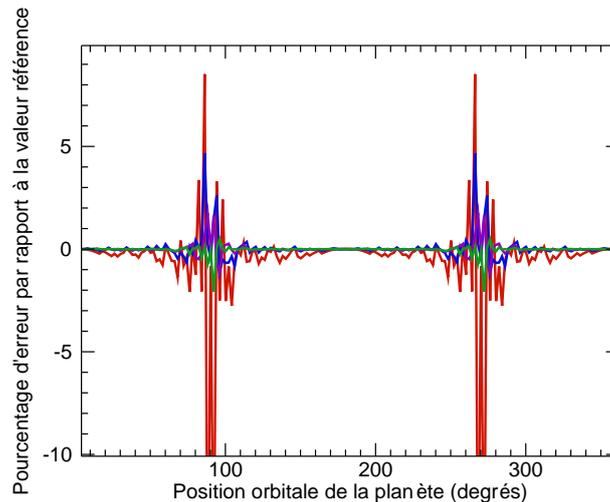
Enfin, la taille  $N_{pix}$  des images est déterminée de sorte à ce que les différentes surfaces considérées soient bien représentées. Pour tester ce critère, les images d'un anneau du point de vue de l'étoile sont tracées pour une orbite planétaire pour différentes valeurs de



— Figure 3.16 : Décomposition de l'anneau en surfaces élémentaires isothermes —

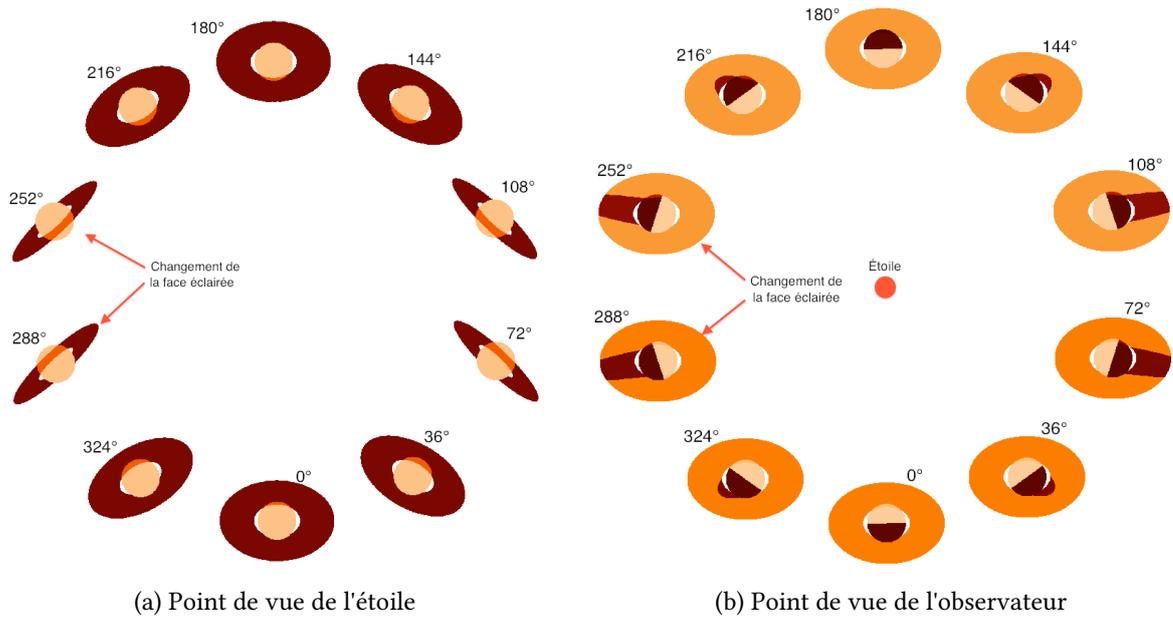
Les couleurs sont proportionnelles à la température. Plus la couleur est foncée plus la température est basse. La planète n'est pas représentée et la partie des anneaux occultée par celle-ci est à 0 K.

$N_{pix}$  dont une largement supérieure aux autres. Elle sert à déterminer l'image référence : les surfaces calculées à partir de cette image sont considérées comme étant exactes (par comparaison à des valeurs analytiques, dans des cas simples, la précision est estimée à 0.001% d'erreur sur la détermination d'une surface). Pour chacune des surfaces utilisées, on détermine l'écart à la référence en fonction de la position orbitale  $\Phi_p$  de la planète. Cela permet de mettre en avant les incertitudes quand les surfaces s'annulent (les anneaux se présentent par la tranche à l'étoile deux fois pendant une orbite, cf figure 3.17). Dans le cas présenté, les incertitudes pour  $N_{pix} = 300$  sont faibles (moins de 2%) et très localisées aux équinoxes de la planète modélisée, ici à  $\Phi_p = 90^\circ$  et à  $270^\circ$ .



— Figure 3.17 : Pourcentage d'erreur sur la détermination des fractions de surface —

Le curve référence est pour  $N_{pix} = 1000$ . La courbe rouge est pour  $N_{pix} = 50$ , la bleue 100, la violette 200 et la verte 300.



**Figure 3.18 :** Représentation d'un système planète-anneau au cours de l'orbite planétaire

Chaque image représente le système planète-anneau du point de vue de l'étoile (à gauche) et de l'observateur (à droite) pour différentes positions orbitales définies par  $\Phi_p$  (la phase orbitale) indiquée au dessus de chacune en degré. Ici, l'anneau est incliné de  $\theta_a = 45^\circ$  (et  $\Phi_a = 0^\circ$ ) et l'observateur voit l'orbite du dessus ( $i_s = 0$  et  $\omega_s = 0$ ). Sur l'image de droite, les phases de la planète (face non éclairée et face éclairée) sont représentées bien qu'elles ne soient pas exploitées puisque la planète est supposée isotherme.

La figure 3.19 représente la variation des surfaces éclairées de la planète ( $1 - \mathbb{S}_p$ ) et de l'anneau ( $\mathbb{S}_r$ ) en fonction de la position orbitale de la planète. Comme montré dans la section 3.3.1, la surface éclairée de la planète varie entre 70% et 100% de sa surface totale, soit une atténuation maximale de 30% localisée autour de l'équinoxe ( $\Phi_p = 90^\circ$  et  $270^\circ$ ) pour des anneaux très inclinés. À l'équinoxe, comme les anneaux sont éclairés par la tranche la planète est totalement éclairée.

La planète éclipe au plus 15% des anneaux, ce qui correspond aussi aux prévisions de la section 3.3.1. Cette valeur est atteinte presque constamment le long de l'orbite pour des anneaux peu inclinés. Au contraire, plus les anneaux sont inclinés, moins ils sont éclipsés par la planète. Des anneaux inclinés de plus de  $\theta_r = 45^\circ$  sont éclairés sur plus de 95% de leur surface pendant plus de la moitié de l'orbite.

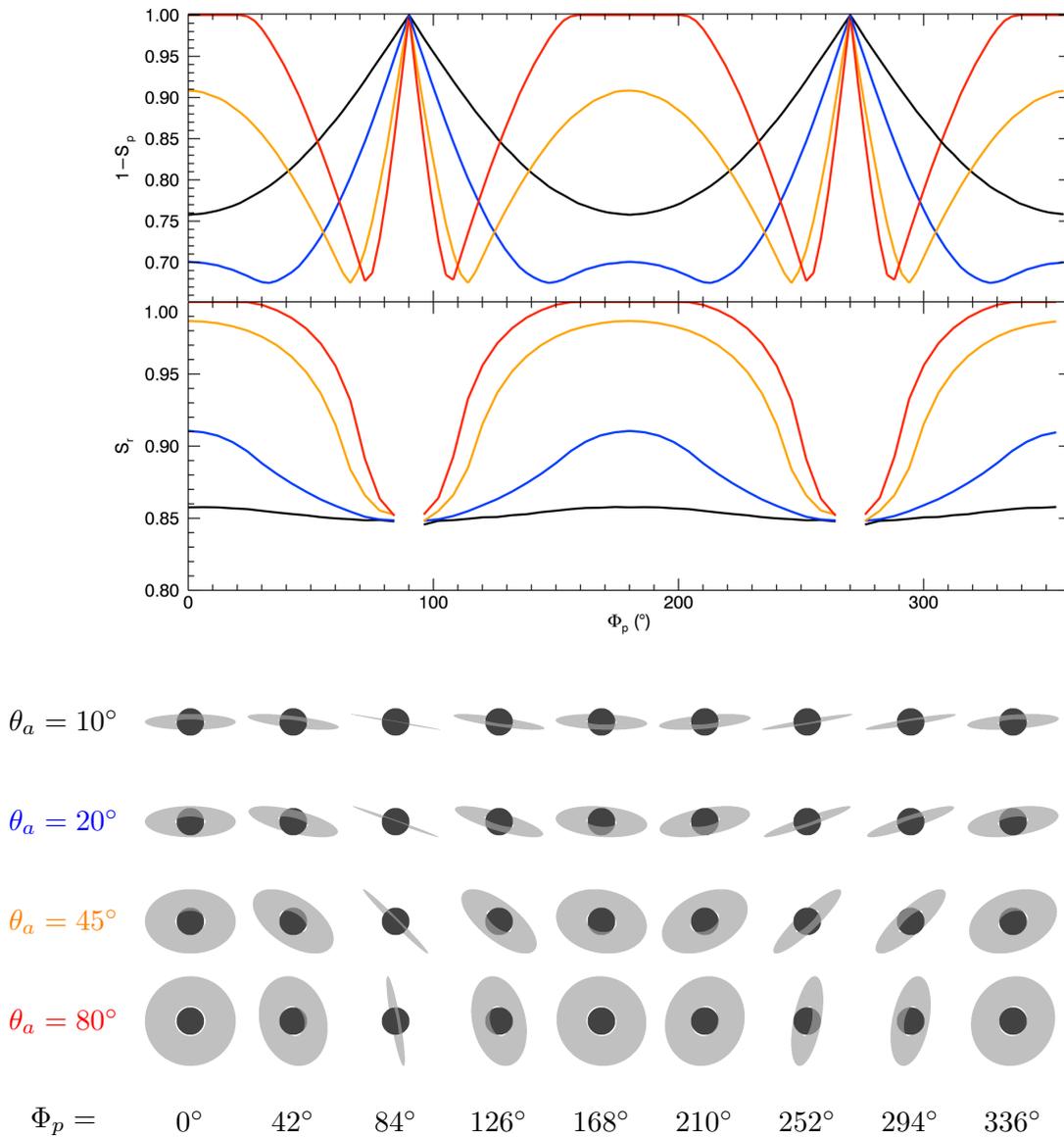


Figure 3.19 : Variations des surfaces éclairées de l'anneau et de la planète

Variations des fractions de surfaces éclairées de la planète ( $1 - S_p$ , en haut) et de l'anneau ( $S_r$ , en bas) en fonction de la position orbitale  $\Phi_p$  de la planète. L'observateur voit l'orbite du dessus ( $i_s = 0^\circ$  et  $\omega_s = 0^\circ$ ) et l'anneau est étendu d'un rayon interne  $R_i = 1.1 R_p$  à un rayon externe  $R_e = 3.3 R_p$ . Les courbes de différentes couleurs sont pour différentes inclinaisons des anneaux. Les représentations du système correspondent au point de vue de l'étoile aux positions orbitales correspondantes. À la position  $\Phi_p = 90^\circ$ , la surface éclairée des anneaux n'est pas définie car l'anneau se présente à l'étoile par la tranche et est alors considéré comme non éclairé.

La figure 3.20 illustre quelques situations du point de vue de l'observateur. C'est la surface éclairée et observée de l'anneau qui est représentée pour les mêmes inclinaisons  $\theta_a$  que précédemment. L'observateur voit l'orbite planétaire du dessus. L'amplitude de la variation est essentiellement associée à celle de la surface ombrée ; ainsi, comme expliqué pour la figure précédente, elle est faible pour des anneaux peu inclinés et atteint son maximum pour des anneaux très inclinés. Le deuxième facteur intervenant est la surface des anneaux occultée par la planète qui ne dépend pas de la position orbitale  $\Phi_p$ . Pour des anneaux très inclinés, observés à la verticale, elle est toujours presque maximale.

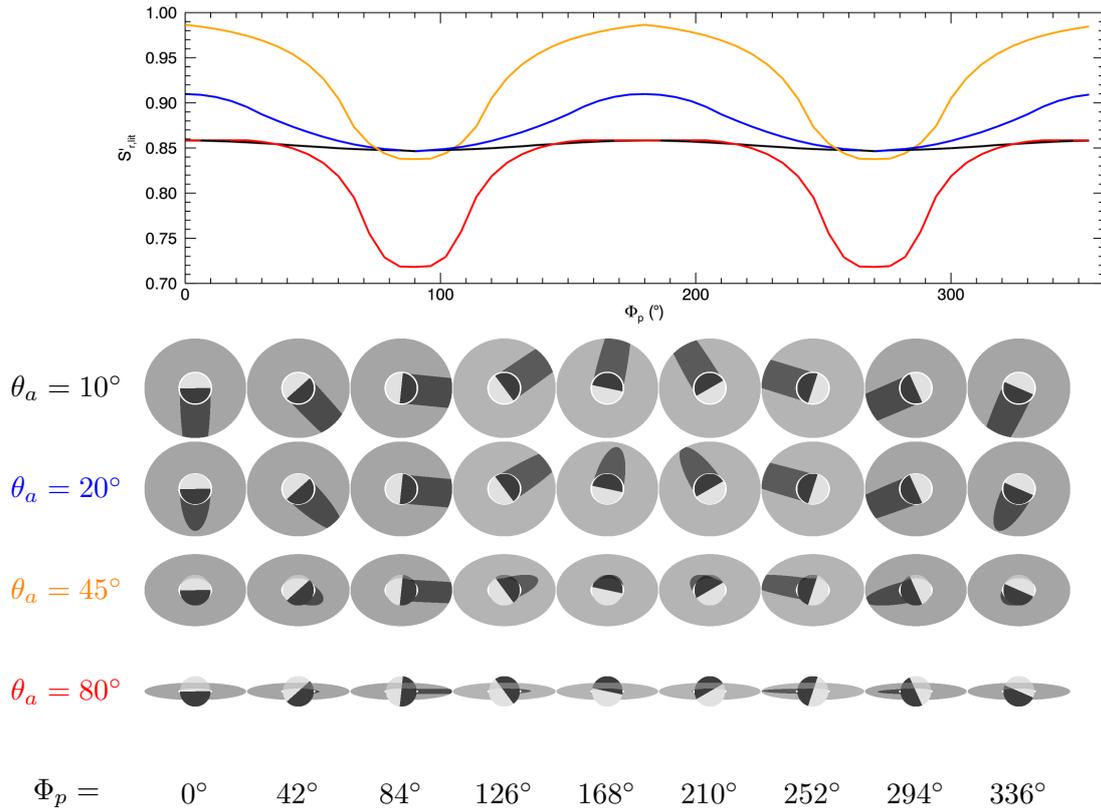


Figure 3.20 : Variations de la surface éclairée et observée de l'anneau

Variations de la fraction de surface éclairée et observée de l'anneau ( $S'_{r,lit}$ ) en fonction de la position orbitale  $\Phi_p$  de la planète. Les surfaces sont normalisées par la surface projetée de l'anneau, c'est à dire  $\pi(R_e^2 - R_i^2)\mu$ . L'anneau est étendu d'un rayon interne  $R_i = 1.1R_p$  à un rayon externe  $R_e = 3.3R_p$ . Les courbes de différentes couleurs sont pour différentes inclinaisons des anneaux. Les représentations du système correspondent au point de vue de l'observateur aux positions orbitales correspondantes.

## — 3.4 — Emission thermique du système non-résolu planète-anneau —

### 3.4.1 Bilan et émission thermique avec éclipse et occultation

On considère que l'énergie reçue par la planète est redistribuée : la zone de la planète dans l'ombre des anneaux est à la même température que le reste de la planète. L'ombre des anneaux modifie donc sa surface de réception de l'énergie stellaire. À partir de l'équation 3.1, son bilan thermique à l'équilibre se ré-écrit :

$$4\pi R_p^2 \varepsilon_p \sigma T_p^4 = \pi \Sigma_p^{lit} R_p^2 (1 - A_p) \frac{C_\star}{d_{AU}^2} \quad (3.14)$$

$\Sigma_p^{lit}$  est la fraction de surface éclairée de la planète et dépend de la direction du pôle de la planète par rapport à l'étoile et de l'opacité des anneaux. Dans la direction  $\mu_0$ , par définition de la profondeur optique  $\tau$ , les particules de l'anneau bloquent une proportion  $1 - e^{-\tau/\mu_0}$  du flux incident.

$$\Sigma_p^{lit} = 1 - \mathbb{S}_p (1 - e^{-\tau/|\mu_0|}) \quad (3.15)$$

$\mathbb{S}_p$  est la fraction de surface de la planète éclipsée par les anneaux comme s'ils étaient opaques. Le figure 3.21 représente la variation de la température de la planète sur une demi-orbite en fonction de l'inclinaison des anneaux. L'équinoxe, durant laquelle les anneaux sont éclairés par la tranche et n'éclipsent pas la planète, est à la position orbitale  $\Phi_p = 90^\circ$ . La température de la planète  $y$  est maximale (pour une orbite circulaire).

L'émission thermique de la planète est aussi modifiée par la présence d'anneaux qui peuvent en bloquer une partie. La densité de flux de planète reçue à la distance  $D$  par l'observateur dans la bande spectrale  $\Delta\lambda$  centrée sur  $\lambda_c$  s'écrit alors :

$$F_p = \frac{\pi \Sigma_p^{obs} R_p^2}{D^2} \int_{\Delta\lambda} \varepsilon_p B_\lambda(T_p) d\lambda \quad (3.16)$$

$\Sigma_p^{obs}$  est la fraction de surface observée de la planète. De la même façon que pour la fraction de surface éclairée,

$$\Sigma_p^{obs} = 1 - \mathbb{S}'_p (1 - e^{-\tau/|\mu|}) \quad (3.17)$$

$\mathbb{S}'_p$  est la fraction de surface planétaire occultée par les anneaux.

Pour l'anneau, seules les particules dans l'ombre de la planète ont un bilan thermique affecté : elles ne sont pas chauffées par l'étoile. Les particules de la face non éclairée d'un anneau optiquement épais ont le même bilan thermique.

$$\begin{aligned} f \left(1 - \frac{\Omega_R}{4\pi}\right) \int_\lambda Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T_{r_{unlit}}) d\lambda &= F_3 \\ &= \varepsilon_p \frac{\Omega'_p}{\pi} \int_\lambda Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T_p) d\lambda \end{aligned} \quad (3.18)$$

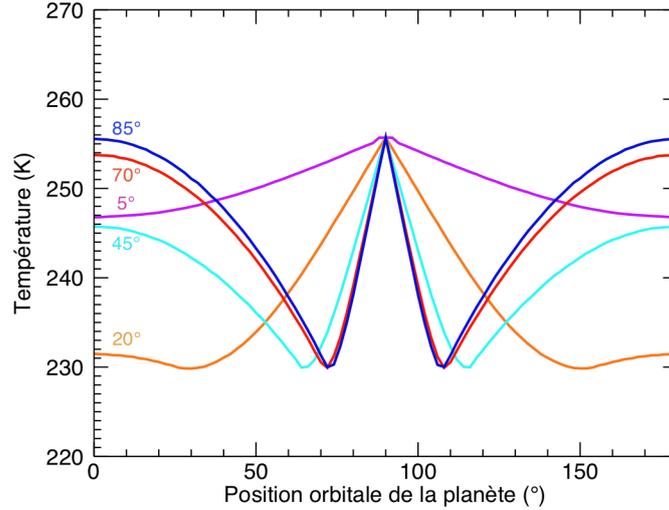


Figure 3.21 : Température à l'équilibre d'une planète

La planète de rayon  $R_p = 2 R_{\oplus}$  orbite à 1 AU d'une étoile de type G2V. Les différentes courbes correspondent à différentes inclinaisons  $\theta_a$  des anneaux ( $\Phi_a = 0^\circ$ ).

La face observée dépend du signe de  $\mu\mu_0$  : si  $\mu\mu_0 > 0$ , la face éclairée est observée, et  $\mu\mu_0 < 0$ , il s'agit de la face non éclairée.

L'émission thermique observée de l'anneau est modifiée par la présence de l'ombre et par l'occultation d'une partie de l'anneau par la planète. Pour la déterminer, l'anneau est divisé en surfaces élémentaires  $dS$  isothermes. La température de la surface élémentaire  $dS$  dépend de sa distance à l'étoile et à la planète et du fait qu'elle se situe ou non dans l'ombre de la planète (c'est à dire de son azimuth) ou sur la face non éclairée d'un anneau optiquement épais. L'émission thermique totale de l'anneau est la somme des contributions de chaque surface élémentaire isotherme observée.

$$F_r = \frac{\sigma_r^{obs}}{D^2} \iint_{\mathbb{S}'_r} L_{dS} dS \quad (3.19)$$

$L_{dS(r,\Phi)}$  est la luminance énergétique émise par  $dS$  :

$$L_{dS} = \int_{\Delta\lambda} Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T_{r,dS}) d\lambda \quad (3.20)$$

$\mathbb{S}'_r$  est la fraction de surface des anneaux non occultée par la planète (cf figure 3.15).  $\sigma_p^{obs}$  est la surface totale des particules de l'anneau observées en prenant en compte l'occultation des particules entre elles définie par  $C(B, \tau)$  et non de celle de la planète, déjà contenue dans  $\mathbb{S}'_r$ .

$$\sigma_r^{obs} = \begin{cases} \pi(R_e^2 - R_i^2)(1 - e^{-\tau/|\mu|})C(\tau, B) & = \pi(R_e^2 - R_i^2)(1 - e^{-\tau/|\mu|})|\mu|, \\ & \text{pour un anneau optiquement épais} \\ \pi(R_e^2 - R_i^2)\tau C(\tau, B) & = \pi(R_e^2 - R_i^2)\tau, \\ & \text{pour un anneau optiquement fin} \end{cases} \quad (3.21)$$

$\mu$  est le sinus de  $B$ , l'angle entre la direction d'observation et le plan des anneaux. La fraction de surface observée d'une particule  $C(\tau, B)$  est définie de la même façon que la fraction de surface éclairée d'une particule  $C(B_0, \tau)$  (cf section 3.2.2), c'est à dire qu'elle vaut  $C(\tau, B) = \sin B = \mu$  pour un anneau optiquement épais et  $C(\tau, B) = 1$  pour un anneau optiquement fin. Dans le premier cas, cela correspond simplement à la projection de la surface totale de l'anneau  $\pi(R_e^2 - R_i^2)$  dans le plan d'observation. Dans le cas optiquement fin, cela revient à considérer que toutes les particules de l'anneau sont toujours observées.

Pour calculer l'intégrale 3.19 à partir de l'image 2D obtenue par simulation de l'anneau et donnant pour chaque pixel la température  $T(i, j)$  de particules de l'anneau, celle-ci est convertie en somme sur les pixels de l'image. Cette somme prend directement en compte la partie de l'anneau occultée par la planète puisque sa température est de 0 K sur l'image.

$$F_r = \frac{\sigma_{r,pix}^{obs}}{D^2} \sum_{i,j} \mathcal{L}(i, j) \mathbb{S}_{pix} \quad (3.22)$$

où  $\mathcal{L}(i, j) = \int_{\Delta\lambda} Q_{abs}(\lambda) B_\lambda(T(i, j)) d\lambda$  est la luminance énergétique de la surface élémentaire de l'anneau correspondant au pixel  $(i, j)$ .  $\mathbb{S}_{pix}$  est la taille en mètres carrés d'un pixel et est déterminé grâce au rapport de la surface réelle de la planète sur sa surface en pixel. Il est préférable d'utiliser la surface de la planète sur l'image plutôt que celles des anneaux qui s'annule quand  $\mu = 0$ . Du coup, la somme des pixels ajustée par ce facteur prend déjà en compte la surface des anneaux projetée dans le plan d'observation, et donc

$$\sigma_{r,pix}^{obs} = \frac{\sigma_r^{obs}}{|\mu| \pi(R_e^2 - R_i^2)} \quad (3.23)$$

La densité de flux émise par le système complet est la somme de celle de la planète et de celle de l'anneau ainsi déterminée :

$$F_T = F_r + F_p \quad (3.24)$$

### 3.4.2 Effets thermiques saisonniers

Les éclipses et les occultations entre la planète et les anneaux rendent l'émission thermique du système dépendante de la phase orbitale  $\Phi_p$  même dans le cas d'une orbite circulaire. Pour les anneaux optiquement fins, cette dépendance est en fait assez faible à cause de l'absence d'ombrage entre les particules. Sur une orbite planétaire (figure 3.22), l'émission thermique du système varie essentiellement à cause de la variation de la température de la planète et de la variation de la surface éclipsée des anneaux, soit dans le cas présenté ici, une variation d'un peu plus de  $1 \mu Jy$  sur l'orbite (environ 12.5% du flux total reçu). On constate par ailleurs que, dans la situation présentée ici, la planète seule ne brille pas assez pour être détectable avec l'instrument ELT-METIS alors que le système planète et anneaux de grosses particules émet 2.3 fois plus et approche la limite de sensibilité de l'instrument de  $S = 10 \mu Jy$  (S/B de 8 pour 4 heures d'observation à  $\lambda_c = 10 \mu m$ ). Pour un anneau de petites particules, cette limite est même dépassée pendant la majeure partie de l'orbite planétaire.

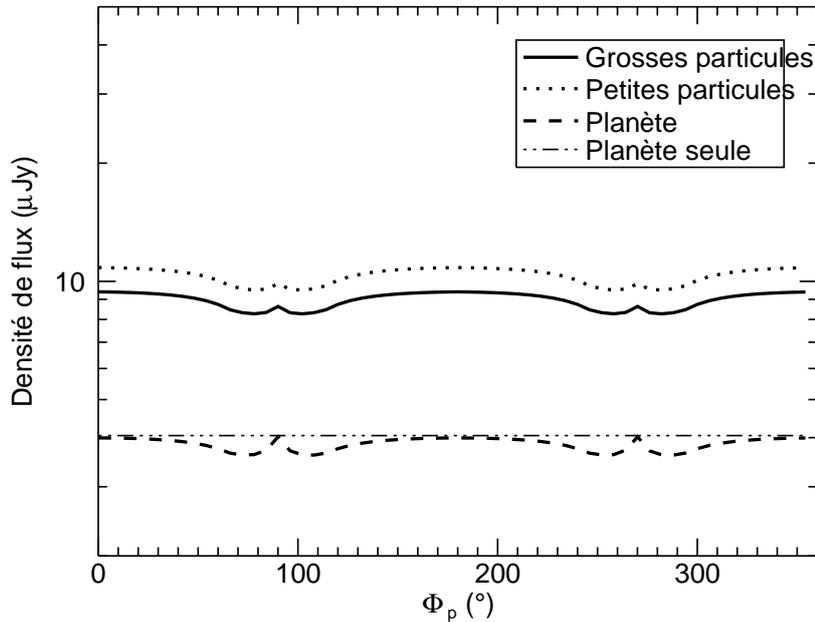


Figure 3.22 : Emission thermique d'anneaux optiquement fins

Les différentes courbes représentent l'émission thermique d'un système planète et anneaux avec des anneaux de profondeur optique  $\tau = 1$  composés de grosses particules (trait plein) et de petites particules de  $s = 10 \mu\text{m}$  (pointillés) et l'émission thermique de la planète uniquement (tirets) et de la même planète sans anneau (point-tiret). La planète modélisée est une super-Terre de rayon  $2 R_\oplus$  et de masse  $10 M_\oplus$  orbitant à une distance  $d_{AU} = 0.5 AU$  d'une étoile de type spectral G2V située à  $D = 10 pc$  du Soleil. Les anneaux sont étendus d'un rayon interne de  $R_i = 1.1 R_p$  à un rayon externe  $R_e = 3.3 R_p$  (la limite de Roche de la planète). Ils sont inclinés à  $\theta_a = 45^\circ$  et  $\Phi_a = 0^\circ$  et l'observateur voit l'orbite de dessus ( $i_s = 0^\circ$  et  $\omega_s = 0^\circ$ , cas illustré dans l'image 3.18). L'observation est réalisée à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu\text{m}$ .

La figure 3.23 met en avant l'importance de chaque contribution au chauffage des particules dans un cas optiquement fin de petites et de grosses particules. Seules deux contributions sont considérées : le chauffage stellaire  $F_1$  et le chauffage par la planète  $F_3$ . Ce dernier contribue sur l'ensemble de l'anneau à hauteur de moins 3% de la densité de flux de l'anneau et de moins de 2% de celle du système complet pour de grosses particules. Pour de petites particules, cette contribution est inférieure à 1%. **Pour un anneau optiquement fin, aux longueurs d'onde  $\lambda_c$  considérées, le chauffage par la planète est donc négligeable par rapport à celui de l'étoile.**

Le modèle d'anneaux optiquement épais suppose des particules réparties sur plusieurs couches, très proches qui s'ombrent et se chauffent fortement. Seules les deux couches externes (la couche supérieure de la face éclairée et celles de la face non éclairée)

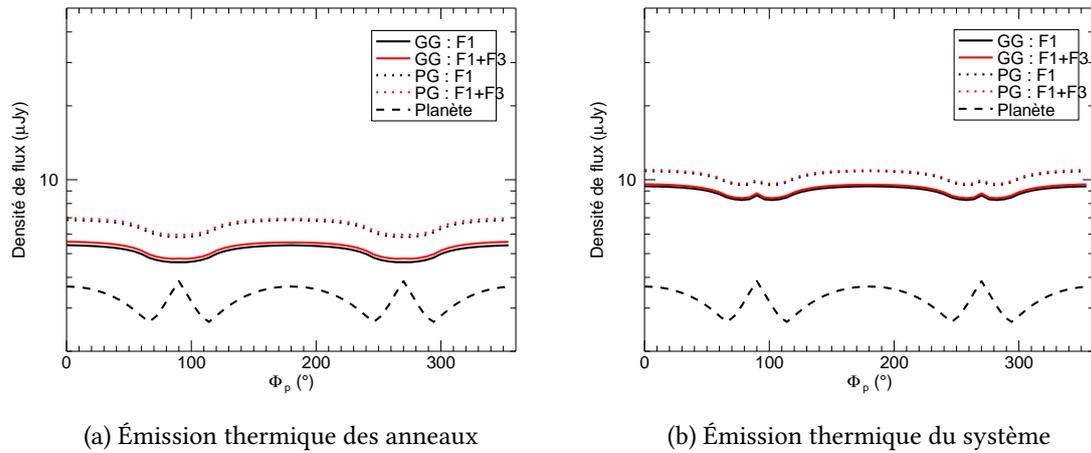


Figure 3.23 : Importance des différentes contributions

Densité de flux des anneaux seuls (à gauche) et du système planète et anneau (à droite) dans la même configuration que la figure 3.22 avec les grosses particules (GG) en trait plein et les petites particules (PG) en pointillés. Les différentes couleurs représentent la densité de flux déterminée avec différentes contributions : contribution stellaire seule  $F_1$  (noir) et avec le chauffage par la planète  $F_1 + F_3$  (rouge).

rée) contribuent à l'émission thermique. Le changement de face observée, à  $90^\circ$  et  $270^\circ$  dans le cas illustré figure 3.24, se traduit par une variation brutale de la densité de flux reçue du système. En fait, quand c'est la face non éclairée des anneaux qui est observée, elle est plus faible que celle de la même planète sans anneau : non seulement les anneaux ne contribuent pas à l'émission mais en plus ils éclipsent et occultent une partie de la planète, qui est donc moins brillante que sans anneau. Cela suggère aussi que les anneaux n'émettent que très peu et qu'ils sont donc faiblement chauffés. A contrario, la densité de flux atteint son maximum quand les anneaux sont éclairés le plus fortement, à la position orbitale  $\Phi_p = 180^\circ$ . Cela correspond à la position où le facteur d'ombrage  $C(B_0, \tau)$  est minimum. Le système brille alors plus de 10 fois plus que la planète sans anneau. La variation face éclairée/face non éclairée crée donc une signature très caractéristique de la présence d'anneaux épais. Au cours de l'orbite, le système est alors tantôt trop peu brillant pour dépasser la sensibilité de l'instrument, tantôt très brillant et détectable en terme de sensibilité.

La figure 3.25 montre la densité de flux reçue des anneaux (à gauche) et du système (à droite) en fonction des contributions au chauffage des particules modélisées. La contribution de la planète  $F_3$  permet d'avoir une face non éclairée qui émet un minimum (qui n'est pas à la température de  $0\text{ K}$ ), mais sa très faible émission reste plus de 100 fois inférieure à l'émission de la planète aux longueurs d'onde considérées. La contribution au chauffage des particules par la planète reste donc, comme pour les anneaux optiquement fins, négligeables. Comme sa détermination est coûteuse en temps de calcul et n'apporte rien aux longueurs d'onde considérées, elle n'est pas considérée dans les ré-

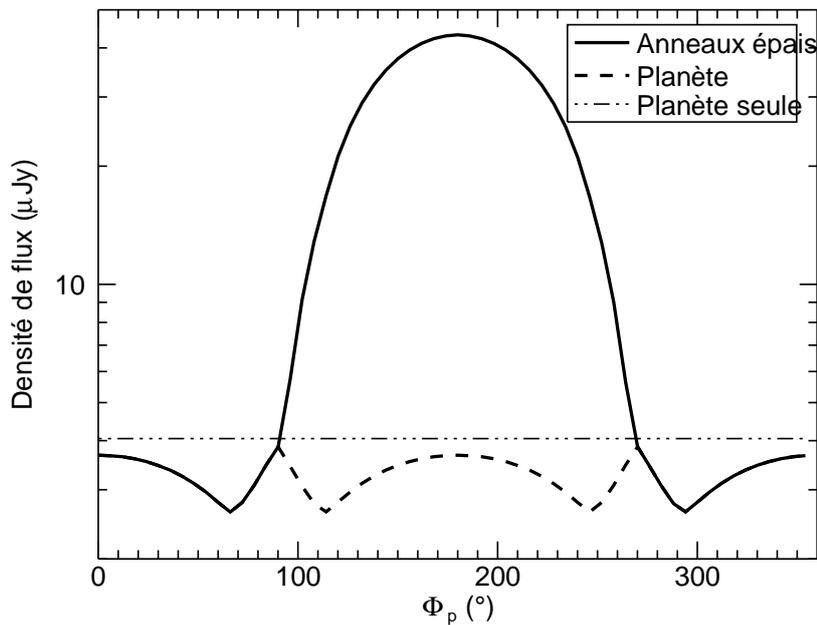


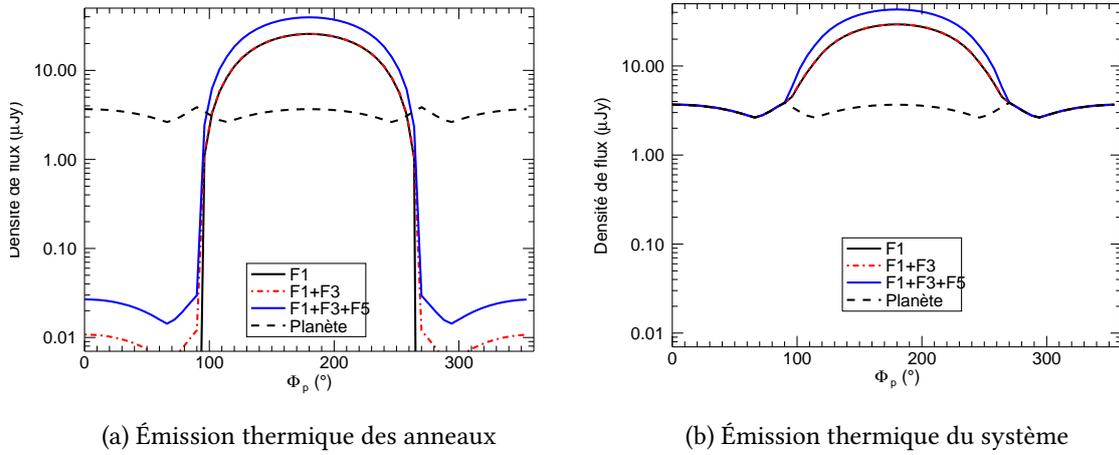
Figure 3.24 : Emission thermique d'anneaux optiquement épais

Comme la figure 3.22 pour un anneau de profondeur optique  $\tau = 2$ . Le cas de petites particules n'est pas étudié dans ce cas d'anneaux optiquement épais.

**sultats sur les super-Terres.** La contribution au chauffage par les particules voisines est, par contre, très importante : plus de 30% de l'émission totale des anneaux dans ce cas.

Dans le cas de jeunes géantes gazeuses loin de leur étoile, la contribution au chauffage des anneaux par la planète est par contre importante. L'énergie stellaire reçue est très faible à cause de la distance à l'étoile alors que la planète, chaude car jeune, peut chauffer significativement les particules proches. Cette situation est illustrée par le cas de Fomalhaut b dans l'annexe A.

Pour le système présenté ici, à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10\mu m$ , la super-Terre a une émission thermique très faible devant celle d'anneaux optiquement fins de petites ou grosses particules ( $\tau = 0.1$ ) et celles d'anneaux optiquement épais ( $\tau = 2$ ), étendus jusqu'à  $3.3 R_p$ , la limite de Roche de la planète pour des particules de roches poreuses (densité volumique de  $3000 kg.m^{-3}$ ). Cela appuie le choix de ne pas faire une modélisation complexe de l'émission planétaire : elle reste a priori faible devant celle des anneaux mais aussi devant le seuil de sensibilité de ELT-METIS. Le système n'est d'ailleurs pas toujours détectable en terme de sensibilité même avec des anneaux. Les anneaux optiquement fins étudiés ici ne permettent de dépasser le seuil de sensibilité de l'instrument qu'avec des petites particules, à certains moments de l'orbite planétaire, quand l'anneau est éclairé favorablement. Les anneaux optiquement épais ne sont, eux, assez brillants que sur une



**Figure 3.25 :** Importance des différentes contributions

Comme la figure 3.23 pour un anneau de profondeur optique  $\tau = 2$ . Le cas de petites particules n'est pas étudié pour des anneaux optiquement épais. Par contre, la contribution des particules voisines est considérée (courbe bleu :  $F_1 + F_3 + F_5$ ). Le système modélisé est identique à celui de la figure précédente dans le cas optiquement épais.

partie de l'orbite en fonction de si c'est la face éclairée ou la face non éclairée qui est observée. Le type d'anneau étudié mais aussi ses paramètres physiques et sa géométrie d'éclairage et d'observation jouent donc des rôles importants dans la possibilité de détecter le système, rôles que le modèle mis en place permet d'étudier.





## Détecter des exoanneaux autour de super-Terres au moyen d'un ELT

---

4.1	Définitions . . . . .	97
4.1.1	Définition des paramètres utilisés pour le système référence . . . . .	97
4.1.2	Condition de détection et définition des étoiles-cible . . . . .	99
4.2	ELT-METIS permet-il de détecter... . . . .	100
4.2.1	... des super-Terres sans anneau ? . . . . .	100
4.2.2	... des exoanneaux autour de super-Terres ? . . . . .	103
4.3	Influence des paramètres physiques des exoanneaux . . . . .	104
4.3.1	Domaines des paramètres . . . . .	105
4.3.2	Anneaux optiquement épais . . . . .	105
4.3.3	Anneaux optiquement fins . . . . .	108
4.3.4	Bilan des types d'anneaux détectables . . . . .	109
4.4	Les étoiles-cible . . . . .	111
4.4.1	Répartition en type spectral et distance au Soleil . . . . .	111
4.4.2	Zones sondées autour des étoiles . . . . .	115
4.5	Impact de l'inclinaison des anneaux et de la position de l'observateur . . . . .	118
4.6	Impact des performances instrumentales . . . . .	121
4.7	Caractérisation des exoanneaux . . . . .	124
4.7.1	Influences des paramètres de l'anneau sur la signature orbitale . . . . .	124
4.7.2	Quelles signatures photométriques observées ? . . . . .	131
4.7.3	Un exemple d'application de la méthode . . . . .	135

---

Répondre à la question *ELT-METIS permettra-t-il l'observation d'une super-Terre entourée d'un exoanneau ?* consiste simplement à identifier un cas théorique de super-Terre

entourée d'un exoanneau qui remplit les conditions de détection de l'instrument autour d'une des étoiles de l'échantillon (cf. section 4.2.1). Montrer ensuite que ce n'est pas seulement un cas marginal, i.e. qui ne concerne qu'un nombre très limité d'objets, pousse à s'intéresser à la probabilité qu'il existe autour d'une de ces étoiles un système planète et anneau détectable. Une telle probabilité requiert de nombreuses informations et combine les probabilités (1) d'avoir une super-Terre autour de l'étoile-cible et dans la zone orbitale accessible, (2) que la super-Terre ait un exoanneau et (3) que l'exoanneau soit détectable.

Pour le premier point, plusieurs études basées sur les exoplanètes connues donnent des estimations de l'occurrence de planètes autour des étoiles voisines. Avec les résultats de HARPS, Mayor et al. [2011] estiment à environ 50% la probabilité qu'une étoile de type solaire ait une planète. Grâce aux observations de Kepler, Fressin et al. [2013] estiment l'occurrence de différents types de planètes en fonction de leur période orbitale. La figure 4.1 reprend le tableau résumant ces résultats. Notamment, le pourcentage estimé d'étoiles avec au moins une super-Terre orbitant en moins 145 jours est de  $26.11 \pm 2.87\%$ . Autour d'une étoile donnée, l'occurrence des super-Terres dans des orbites de 85 à 145 jours est de  $6.54 \pm 2.20\%$ . La définition de super-Terres prises dans ce manuscrit correspond cependant à une définition un peu plus large que celles des tableaux : une masse entre 2 et  $10 M_{\oplus}$  correspond à un rayon planétaire compris entre 1.2 et  $2.5 R_{\oplus}$  pour des compositions de la planète allant de 100% d' $H_2O$  à une planète similaire à la Terre (67.5% Si et 32.5% Fe) [Seager et al., 2007]. Pour notre étude, ces données ne suffisent pas, notamment parce que les intervalles de périodes orbitales considérées sont différents. Elles montrent cependant que les super-Terres sont des planètes a priori courantes : plus d'une étoile sur quatre en abriterait une en orbite courte.

La deuxième probabilité mentionnée, la probabilité qu'une super-Terre ait un anneau planétaire, est difficile à estimer. Il faut prendre en compte la probabilité de création de l'anneau, qui dépend de son processus de formation et sa durée de vie. De nombreuses interrogations subsistent sur la formation des anneaux planétaires, y compris dans le Système Solaire. L'étude de l'existence d'exoanneaux permettrait d'apporter des éléments de réponses, notamment au travers l'étude de systèmes planétaires de différents âges. Le travail présenté ici ne vise pas à estimer cette probabilité, qui revient, combinée avec celle de présence d'une super-Terre, à la probabilité d'avoir une super-Terre arborant des exoanneaux autour d'une étoile donnée. On cherche plutôt à donner des critères qualitatifs nécessaires à la détection d'un exoanneau. Ceci est réalisé au travers de deux étapes :

- ▶ Estimer quelles caractéristiques physiques de l'anneau permettent sa détection. Cela revient à décrire les anneaux (profondeur optique, étendue, taille des particules) détectables en fonction de la longueur d'onde d'observation. Ce travail est réalisé dans la section 4.3.
- ▶ Pour une étoile donnée, estimer la probabilité qu'une planète entourée d'un type d'exoanneau soit, durant son orbite, dans une position vis à vis de son étoile et de l'observateur favorable à sa détection (cf. section 4.5).

Average Number of Planets Per Star Per Period Bin (in Percent)											
Class	Period Range (days)										
	0.8– 2.0	2.0– 3.4	3.4– 5.9	5.9– 10	10– 17	17– 29	29– 50	50– 85	85– 145	145– 245	245– 418 <sup>a</sup>
Giants	0.015 ±0.007	0.067 ±0.018	0.17 ±0.03	0.18 ±0.04	0.27 ±0.06	0.23 ±0.06	0.35 ±0.10	0.71 ±0.17	1.25 ±0.29	0.94 ±0.28	1.05 ±0.30
Large Neptunes	0.004 ±0.003	0.006 ±0.006	0.11 ±0.03	0.091 ±0.030	0.29 ±0.07	0.32 ±0.08	0.49 ±0.12	0.66 ±0.16	0.43 ±0.17	0.53 ±0.21	0.24 ±0.15
Small Neptunes	0.035 ±0.011	0.18 ±0.03	0.73 ±0.09	1.93 ±0.19	3.67 ±0.39	5.29 ±0.64	6.45 ±1.01	5.25 ±1.05	4.31 ±1.03	3.09 ±0.90	...
Super-Earths	0.17 ±0.03	0.74 ±0.13	1.49 ±0.23	2.90 ±0.56	4.30 ±0.73	4.49 ±1.00	5.29 ±1.48	3.66 ±1.21	6.54 ±2.20	...	...
Earths	0.18 ±0.04	0.61 ±0.15	1.72 ±0.43	2.70 ±0.60	2.70 ±0.83	2.93 ±1.05	4.08 ±1.88	3.46 ±2.81	...	...	...
Total	0.41 ±0.05	1.60 ±0.20	4.22 ±0.50	7.79 ±0.85	11.2 ±1.2	13.3 ±1.6	16.7 ±2.6	13.7 ±3.2	...	...	...

Percentage of Stars with at Least One Planet for Different Period Ranges											
Class	Period Range (days)										
	0.8– 2.0	0.8– 3.4	0.8– 5.9	0.8– 10	0.8– 17	0.8– 29	0.8– 50	0.8– 85	0.8– 145	0.8– 245	0.8– 418
Giants	0.015 ±0.007	0.082 ±0.019	0.25 ±0.04	0.43 ±0.05	0.70 ±0.08	0.93 ±0.10	1.29 ±0.14	1.97 ±0.22	3.19 ±0.36	4.09 ±0.46	5.12 ±0.55
Large Neptunes	0.004 ±0.003	0.010 ±0.007	0.12 ±0.03	0.21 ±0.04	0.49 ±0.08	0.80 ±0.11	1.23 ±0.17	1.86 ±0.24	2.26 ±0.29	2.76 ±0.36	2.99 ±0.39
Small Neptunes	0.031 ±0.011	0.20 ±0.04	0.89 ±0.09	2.61 ±0.18	5.82 ±0.34	10.24 ±0.54	15.48 ±0.84	19.90 ±1.19	23.41 ±1.44	26.00 ±1.65	...
Super-Earths	0.16 ±0.03	0.83 ±0.12	2.20 ±0.23	4.82 ±0.53	8.63 ±0.79	12.54 ±1.12	17.09 ±1.61	20.31 ±1.95	26.11 ±2.87	...	...
Earths	0.18 ±0.09	0.75 ±0.17	2.39 ±0.44	4.86 ±0.69	7.30 ±1.04	9.83 ±1.40	13.49 ±2.27	16.55 ±3.60	...	...	...
Any Planet	0.35 ±0.05	1.43 ±0.15	4.58 ±0.39	9.87 ±0.70	19.24 ±1.21	29.57 ±1.78	40.45 ±2.73	52.26 ±4.16	...	...	...

**Note.** The top line in each group represents the number of stars that have at least one planet in that period range (in percent), and the bottom line corresponds to the uncertainty.

Figure 4.1 : Occurrences des planètes en fonction de la période orbitale

En haut, nombre moyen de planètes par étoile. En dessous, pourcentage des étoiles avec au moins une planète. Ces estimations sont obtenues grâce aux détections de la sonde Kepler pour des étoiles de types spectraux K, G ou F. Les différentes catégories de planètes correspondent à des intervalles de rayons : *Earths* pour des planètes de 0.8 à 1.25  $R_{\oplus}$ , *Super-Earths* pour des planètes de 1.25 à 2  $R_{\oplus}$ , *Small Neptunes* pour des planètes de 2 à 4  $R_{\oplus}$ , *Large Neptunes* pour des planètes de 4 à 6  $R_{\oplus}$  et *Giants* pour des planètes de 6 à 22  $R_{\oplus}$  (Extrait de Fressin et al. [2013]).

## 4.1 – Définitions

Pour simplifier, on nomme par la suite *système* l'ensemble super-Terre et anneaux.

### 4.1.1 Définition des paramètres utilisés pour le système référence

De nombreux paramètres régissent la densité de flux reçue d'un système. Pour ne pas avoir à tous les décrire quand un système particulier est étudié, on définit un système référence. Dans la suite un système est décrit par les seuls paramètres qui diffèrent du cas référence. Le tableau 4.1 récapitule les paramètres du cas référence.

Nom	Description	Valeur
Paramètres planétaires		
$R_p$	Rayon	$2 R_{\oplus}$
$M_p$	Masse	$10 M_{\oplus}$
$A_p$	Albedo visible	0.3
$\varepsilon_p$	Emissivité infrarouge	1
$e$	Excentricité de l'orbite planétaire	0
Paramètres des anneaux		
$R_i$	Rayon interne	$1.1 R_{\oplus}$
$R_e$	Rayon externe	$3.3 R_{\oplus}$
$\tau$	Profondeur optique	variable
$\rho_r$	Densité volumique des particules	$3000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$s$	Taille des particules	centimétrique
Paramètres géométriques		
$\Phi_p$	Phase orbitale de la planète (ou anomalie vraie)	$0^\circ$
$\omega_s$	Longitude de l'observateur dans le repère lié à l'étoile <sup>1</sup>	$0^\circ$
$i_s$	Inclinaison de l'observateur dans le repère lié à l'étoile <sup>2</sup>	$0^\circ$
$\theta_a$	Inclinaison des anneaux/obliquité de la planète	$45^\circ$
$\Phi_a$	Longitude des anneaux	$180^\circ$

Table 4.1 : Paramètres du système référence

**La planète** Tous les résultats sont présentés pour une super-Terre d'orbite circulaire ( $e = 0$ ), de masse  $10 M_{\oplus}$  et de rayon  $2 R_{\oplus}$ . Ceci correspond approximativement à la masse maximale estimée d'une super-Terre [Valencia et al., 2006]. La super-Terre modélisée a une limite de Roche entre  $2.7$  et  $3.3 R_p$  pour des particules d'anneaux de densité entre  $3000$  et  $5000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . L'albedo visible et l'émissivité infrarouge de la planète sont fixés à respectivement  $0.3$  et  $1$ . Ces paramètres sont approximativement ceux de la Terre.

**L'anneau** L'anneau du système référence est étendu de  $R_i = 1.1 R_p$  à la limite de Roche de la planète qui est fonction de la densité des particules de l'anneau : plus les particules sont denses plus elles résistent aux forces de marée de la planète et plus la limite de Roche pour ces particules est proche de la planète (cf. équation 1.2). La densité des particules dépend de leur composition et de leur structure interne. Par exemple, des particules de glaces ont une densité volumique proche de  $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  alors que des particules de silicates ont une densité entre  $3000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  et  $5000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  en fonction de leur porosité. Comme montré dans ce chapitre, les super-Terres autour desquelles il sera possible de détecter des exoanneaux sont sous la limite des glaces de leur étoile. Pour les anneaux référence, je choisis une densité de particules de silicates poreux soit  $3000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , d'où un rayon externe de l'anneau référence de  $R_e = 3.3 R_p$ . Enfin, les particules considérées sont de gros grains dont le coefficient d'absorption vaut  $1$  (i.e.  $A_r = 0$  et  $\varepsilon_r = 1$ ).

1. Correspond à  $\frac{\pi}{2} - \Omega$  où  $\Omega$  est la longitude du noeud ascendant de l'orbite.

2. Correspond aussi à l'inclinaison de l'orbite par rapport au plan perpendiculaire à la direction d'observation.

La profondeur optique des anneaux est toujours précisée puisqu'elle détermine le modèle thermique utilisé.

**Position de l'observateur, position de la planète sur son orbite et inclinaison des anneaux** Ces paramètres situent les différents objets (étoile, planète, anneaux et observateur) les uns par rapport aux autres. Ils sont définis dans la figure 4.2. Dans le cas référence, l'observateur voit le plan d'orbite par dessus ( $i_s = 0^\circ$ ) et les anneaux sont inclinés de  $45^\circ$  par rapport au plan d'orbite et orientés vers l'étoile, de sorte que ce soit la face éclairée qui soit observée ( $\theta_a = 45^\circ$  et  $\Phi_a = 180^\circ$ ).

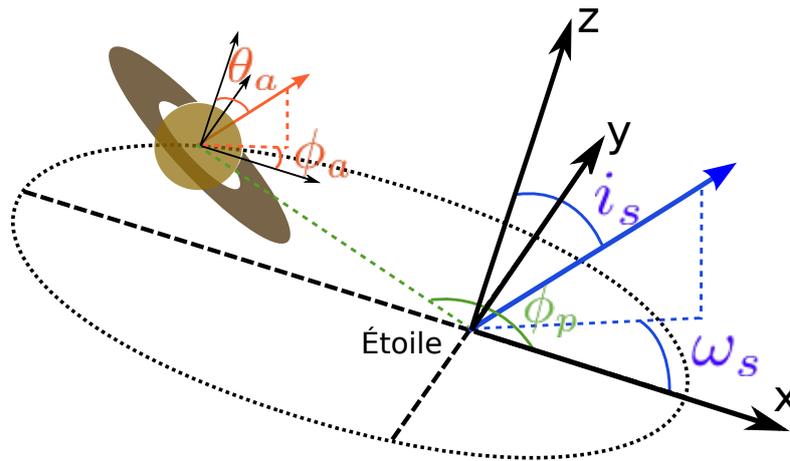


Figure 4.2 : Définition des paramètres géométriques

$\Phi_p$  est la phase orbitale de la planète.  $i_s$  et  $\omega_s$  définissent la position de l'observateur.  $\Phi_a$  et  $\theta_a$  définissent la perpendiculaire au plan des anneaux, i.e. l'axe de rotation de la planète.

Pour rappel, les performances instrumentales utilisées sont celles estimées pour l'instrument ELT-METIS (cf. section 2.1.4). La sensibilité adoptée vaut  $\mathcal{S} = 5 \mu\text{Jy}$  à  $\lambda_c = 5 \mu\text{m}$ ,  $\mathcal{S} = 10 \mu\text{Jy}$  à  $\lambda_c = 10 \mu\text{m}$  et  $\mathcal{S} = 20 \mu\text{Jy}$  à  $\lambda_c = 20 \mu\text{m}$  pour un rapport S/B de 8 et 4  $h$  sur source. Par défaut, le contraste limite atteint par l'instrument à une distance angulaire donnée correspond au cas médian (courbe noire sur la figure 2.13). Enfin, la résolution angulaire limite utilisée est la résolution angulaire théorique de l'instrument soit  $\theta_c = 25 \text{ mas}$  à  $\lambda_c = 5 \mu\text{m}$ ,  $\theta_c = 50 \text{ mas}$  à  $\lambda_c = 10 \mu\text{m}$  et  $\theta_c = 100 \text{ mas}$  à  $\lambda_c = 20 \mu\text{m}$ . L'influence des performances instrumentales sur la détectabilité d'exoanneaux autour de super-Terres est discutée dans la section 4.6.

#### 4.1.2 Condition de détection et définition des étoiles-cible

Une planète avec ou sans anneau à la distance  $d$  de son étoile est détectable avec ELT-METIS si elle réunit les conditions suivantes :

- $d \leq d_S$  où  $d_S$  est la distance à laquelle la densité de flux du système est égale à la sensibilité de l'instrument <sup>1</sup>.
- $d \leq d_C$  où  $d_C$  est la distance en dessous de laquelle le contraste entre la planète et l'étoile est supérieur au seuil de contraste mesurable par l'instrument (dépendant de la distance angulaire) <sup>2</sup>.
- $d\mu \geq d_R = D\theta_c$  où  $\theta_c$  est la résolution angulaire limite de l'instrument et  $D$  la distance de l'étoile au Soleil.  $\mu$  est défini tel que  $\mu = \sin B$  où  $B$  est l'angle entre la direction d'observation et le plan des anneaux et  $d\mu$  correspond à la séparation angulaire perçue par l'observateur. Pour le système référence, elle vaut simplement  $d$  car  $\mu = 1$ .

Les étoiles-cible sont définies comme les étoiles de l'échantillon autour desquelles le système étudié est détectable. Ceci implique que la séparation planète-étoile minimale définie par la résolution angulaire de l'instrument est inférieure à la séparation planète-étoile maximale imposée par la sensibilité et le contraste, i.e.  $d_R < \min(d_S, d_C)$ . Le nombre d'étoiles-cible donne un estimateur simple de la détectabilité de l'objet : plus il est important, plus il y aura de possibilités d'observations.

Dans le cadre d'observations, les étoiles intéressantes à étudier seront celles parmi les étoiles-cible autour desquelles une super-Terre aura été préalablement détectée (par la méthode des vitesses radiales par exemple) dans la zone orbitale déterminée comme observable pour cette planète avec d'éventuels anneaux, c'est à dire entre les distances  $d_R$  et  $\min(d_S, d_C)$ . Les étoiles-cible et les zones orbitales observables sont discutées plus en détail dans la section 4.4.

## — 4.2 — ELT-METIS permet-il de détecter...

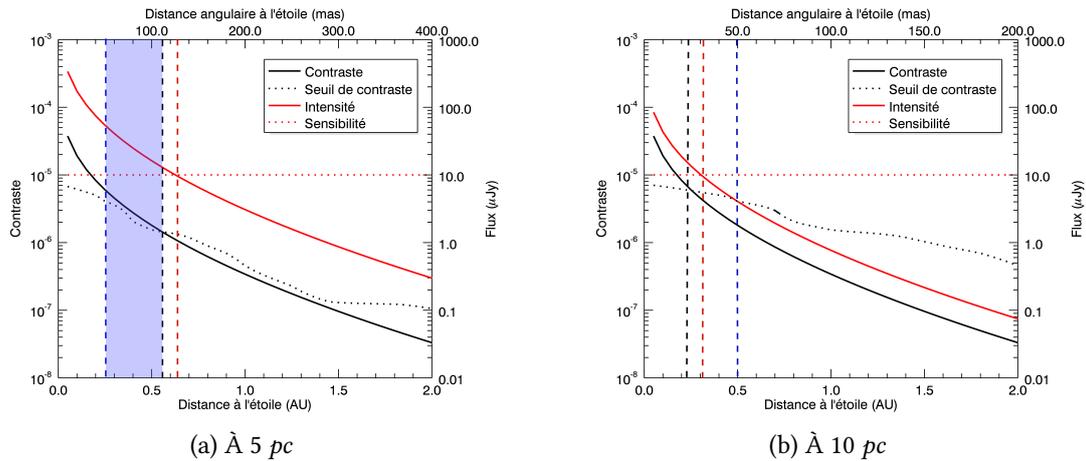
### 4.2.1 ... des super-Terres sans anneau ?

Pour déterminer si les super-Terres sans anneau sont détectables avec l'instrument ELT-METIS, on détermine les distances  $d_S$ ,  $d_C$  et  $d_R$  pour la planète du système référence sans anneau en orbite autour d'une étoile de type solaire à 5 et 10  $pc$  du Soleil (cf. figures 4.3). L'observation est réalisée à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

À 5  $pc$ , la planète a une densité de flux de moins de  $10 \mu Jy$  au delà de la distance  $d_S = 0.65 AU$ . Le contraste entre la planète et l'étoile est inférieur au seuil de contraste de l'instrument pour une distance orbitale de plus de  $d_C = 0.6 AU$ . Enfin, la résolution angulaire impose que la planète soit à plus de 50  $mas$  de son étoile pour être observable ce qui correspond à une distance de  $d_R = 0.25 AU$  pour une étoile à 5  $pc$ . Selon ces trois critères, une super-Terre de rayon  $2 R_{\oplus}$  est détectable entre 0.25 et 0.6  $AU$  autour d'une

1.  $d_S$  est bien une borne supérieure car quand on éloigne la planète de son étoile, sa température, et donc son flux décroît.

2. Le contraste planète/étoile définit bien une distance maximale car il décroît plus vite en émission thermique que la limite atteignable par l'instrument (cf. figure 4.3) .



— **Figure 4.3** : Détection d'une SE de masse  $10 M_{\oplus}$  autour d'une étoile de type G2V —  
 Les courbes en noir représentent le contraste planète/étoile (trait plein) et le seuil de contraste instrumental (pointillés) et se lisent sur les ordonnées de gauche. Les courbes rouges représentant la densité de flux de la planète (trait plein) et la sensibilité de l'instrument (pointillés) se lisent sur celle de droite. Les lignes verticales donnent les distances  $d_R$  (bleu),  $d_S$  (rouge) et  $d_C$  (noir). La zone bleue définit la zone orbitale où la super-Terre est détectable. L'observation est réalisée à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

étoile de type G2V à 5 pc avec ELT-METIS à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ . L'intersection entre la courbe de contraste planète/étoile (trait plein noir) et le contraste limite atteint par l'instrument (trait pointillé noir) est mal définie dans ce cas. Ce genre de situation où les deux courbes sont très proches se présente dans très peu de cas et altère peu les résultats car alors, la distance limite  $d_C$  imposée par le contraste est proche ou supérieure à la distance  $d_S$  imposée par la sensibilité.

À 10 pc, la planète a une densité de flux de moins de  $10 \mu Jy$  au delà de  $d_S = 0.31 AU$ . Le contraste entre la planète et l'étoile est inférieur au seuil de contraste de l'instrument pour une distance orbitale de plus de  $d_C = 0.23 AU$ . Enfin, la résolution angulaire impose que la planète soit à plus de 50 mas de son étoile pour être observable ce qui correspond à une distance  $d_R = 0.5 AU$  à 10 pc. Selon ces trois critères, une super-Terre de rayon  $2 R_{\oplus}$  n'est pas détectable autour d'une étoile de type G2V à 10 pc avec ELT-METIS à  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

La figure 4.4 généralise ce résultat à toutes les étoiles de l'échantillon ; elle représente l'intervalle de distances orbitales pour lequel une super-Terre de masse  $10 M_{\oplus}$  est détectable en fonction de la température effective et de la distance au Soleil de l'étoile hôte et permet d'identifier les étoiles-cible. Seules deux étoiles permettent potentiellement l'observation d'une super-Terre de masse  $10 M_{\oplus}$  :

- Epsilon Indi A (K5V (4130 K) à 3.6 pc)
- Fomalhaut (A4V (8780 K) à 7.7 pc)

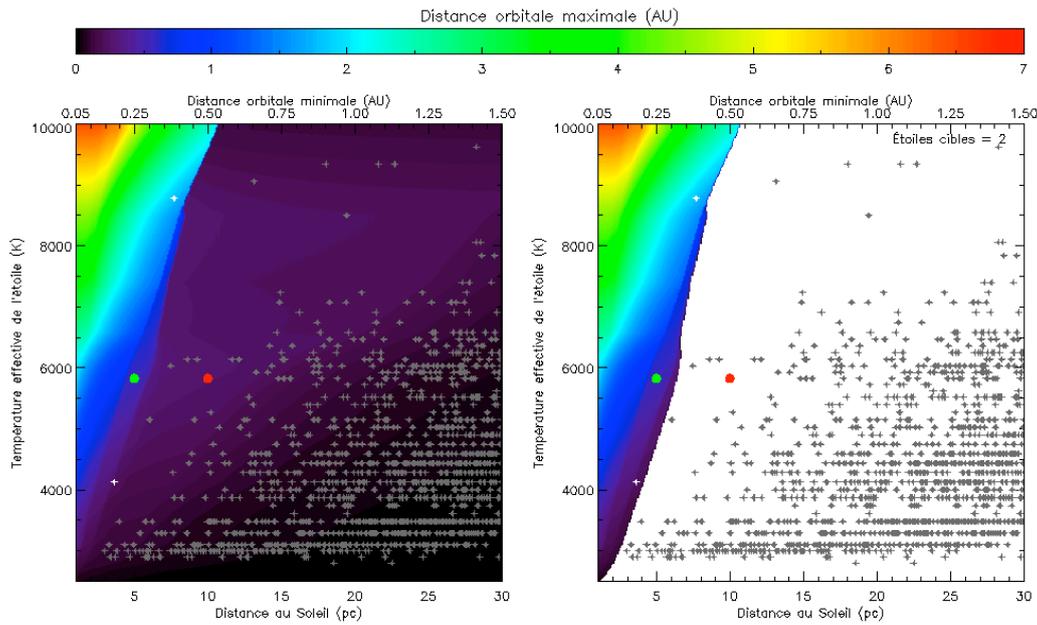


Figure 4.4 : Détectabilité d'une super-Terre de masse  $10 M_{\oplus}$  à  $\lambda_c = 10 \mu\text{m}$ .

Le code de couleur représente la distance maximale en  $AU$  à laquelle il est possible de détecter une super-Terre de masse  $10 M_{\oplus}$  autour d'une étoile dont les caractéristiques [distance au Soleil, température effective] sont données en abscisse et ordonnée. La distance minimale imposée par la résolution angulaire limite de l'instrument est indiquée sur l'axe horizontal en haut de la figure. Sur la figure de gauche, le critère de résolution angulaire n'est pas pris en compte alors que sur celle de droite, la zone colorée correspond aux étoiles en orbite autour desquelles une super-Terre peut être détectée ; ainsi, pour une distance au Soleil et une température effective données, si  $d_{\mathcal{R}} > \min(d_S, d_C)$  le point correspondant du graphique est blanc. Enfin, les croix représentent l'échantillon des étoiles considérées. En blanc, ce sont les étoiles-cibles, situées dans la zone colorée et en gris, les autres. Pour les deux exemples précédents, représentés par les points vert ( $5 \text{ pc}$ ) et rouge ( $10 \text{ pc}$ ), on retrouve les mêmes résultats (cf. figure 4.3) : il n'est pas possible de détecter une super-Terre autour d'une étoile G2V à  $10 \text{ pc}$  alors que cela est possible à  $5 \text{ pc}$ . L'échelle de couleur permet de déterminer la distance orbitale maximale : autour de  $0.6 \text{ AU}$  (point vert) et l'axe horizontal en haut de la figure donne la distance orbitale minimale, ici  $0.25 \text{ AU}$ .

Ces deux étoiles sont des cas intéressants qui illustrent bien la diversité des étoiles de l'échantillon malgré la sélection imposée. La première étoile-cible, Epsilon Indi A, est dans un système multiple mais n'a pas été retirée de l'échantillon car ses compagnons n'apparaissent pas dans le catalogue XHIP. En effet, ce sont des naines brunes trop peu lumineuses pour être détectées par Hipparcos. La seconde étoile-cible, Fomalhaut, est une étoile possédant un disque de débris et en orbite de laquelle a déjà été observée une exoplanète de masse voisine de celle de Jupiter autour de laquelle l'existence d'un anneau est discutée (cf. annexe A).

#### 4.2.2 ... des exoanneaux autour de super-Terres?

La même représentation est utilisée pour déterminer les étoiles-cible dans deux cas d'anneaux : un cas optiquement fin ( $\tau = 0.2$ ) et un cas optiquement épais ( $\tau = 2$ ). L'observation est réalisée à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ . Pour le cas optiquement fin, 21 étoiles de l'échantillon sont des étoiles-cible (cf. figures 4.5). Plus les étoiles sont loin plus elles doivent être chaudes pour être des étoiles-cible : les étoiles-cible froides ( $T_\star < 4100 K$ , types spectraux M et K) sont exclusivement sous  $5 pc$ . Entre  $5$  et  $15 pc$ , ce sont des étoiles de plus de  $5000 K$  et au delà de  $15 pc$  exclusivement des étoiles de type spectral A ( $T_\star > 8000 K$ ). Les deux exemples fictifs d'étoiles de type solaire à  $5$  et  $10 pc$  sont des cibles valides dans cette situation. L'instrument ELT-METIS permettrait de détecter une super-Terre entourée d'exoanneaux fins autour d'une étoile de type G2V à  $5 pc$  entre  $0.25 AU$  et environ  $1.2 AU$  et à  $10 pc$  entre  $0.5$  et  $0.65 AU$ .

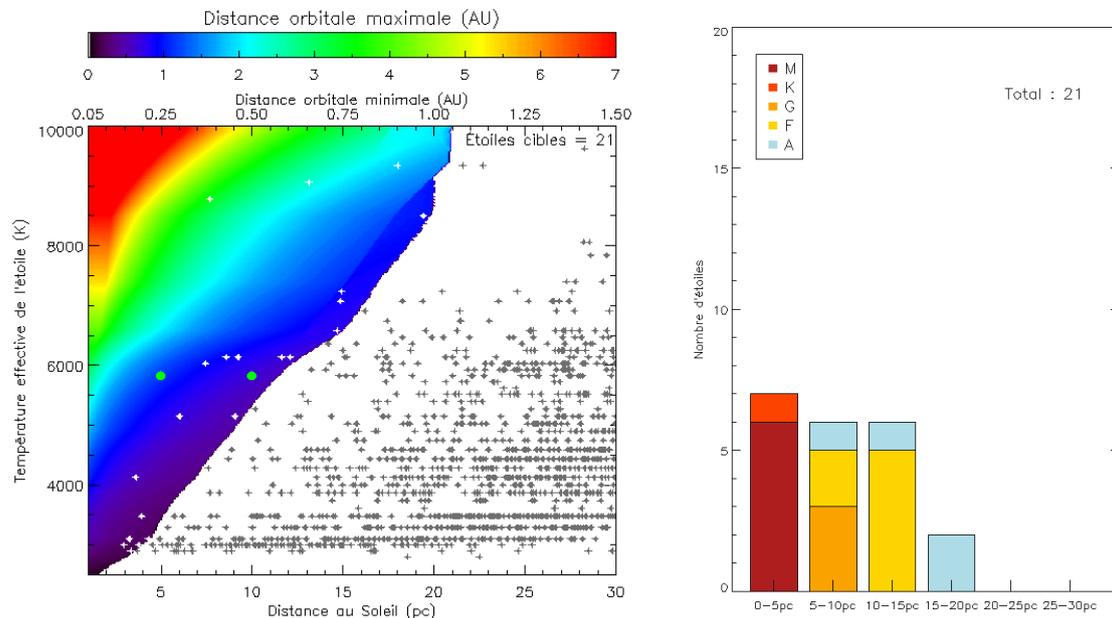


Figure 4.5 : Détectabilité d'un exoanneau optiquement fin ( $\tau = 0.2$ )

À gauche, comme la figure de droite 4.4 pour une super-Terre et un anneau optiquement fin à  $\tau = 0.2$ . À droite, histogramme des étoiles-cible en fonction de leur distance au Soleil. Les différentes couleurs correspondent aux différents types spectraux. La longueur d'onde d'observation est  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

Le cas d'anneaux optiquement épais est détectable autour de beaucoup plus d'étoiles-cible. En effet, dans les conditions du système référence, l'ombrage entre les particules est peu marqué ( $\mu$  et  $\mu_0$  valent  $0.707$ ) alors que la surface effective d'émission est bien supérieure à celle de l'anneau fin. Les 61 étoiles-cible sont réparties entre une douzaine de naines rouges froides ( $T_\star < 4100 K$ ) à moins de  $6 pc$  du Soleil, une quinzaine d'étoiles entre  $4200$  et  $6000 K$  et environ  $10$  et  $15 pc$  du Soleil, une population importante en

proportion d'étoiles de type spectral F entre 10 et 20 pc et des étoiles très chaudes ( $T_* > 8000$  K) dispersés entre 7 et 30 pc.

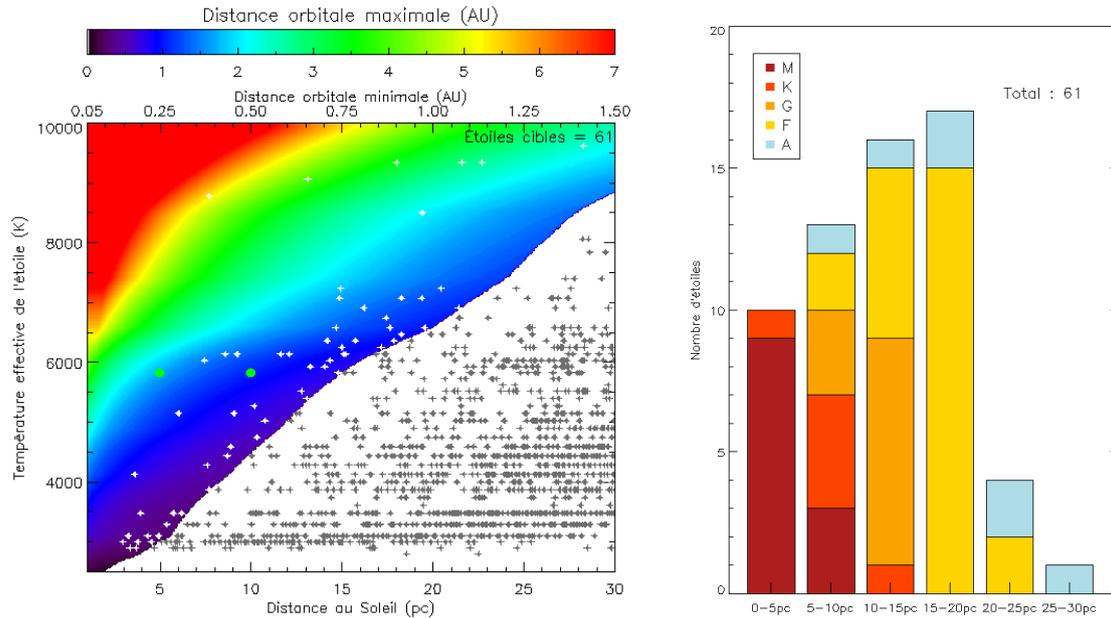


Figure 4.6 : Détectabilité d'un exoanneau optiquement épais ( $\tau = 2$ )

Identique à la figure 4.5 pour une super-Terre entourée d'un anneau optiquement épais ( $\tau = 2$ ).

Pour la plupart des étoiles, les super-Terres seules ne sont pas détectables mais la présence d'anneaux les entourant accroît fortement leur détectabilité et donc le nombre d'étoiles-cible car ils augmentent la surface effective d'émission du système. Leur détection est a priori plus facile que celle de super-Terres dépourvues d'anneaux, et possible avec ELT-METIS sur un nombre de cibles intéressant.

### 4.3 – Influence des paramètres physiques des exoanneaux

Le système de référence est détectable autour de plusieurs étoiles avec un anneau optiquement fin comme avec un anneau optiquement épais. On peut se demander dans quelle mesure il est possible de s'éloigner des paramètres de ce système tout en conservant une dizaine d'étoiles-cible. Comme les super-Terres sont des planètes a priori courantes autour des étoiles, on estime que c'est un nombre suffisant d'étoiles-cible pour avoir au moins une étoile observable, i.e. qui possède une super-Terre dans la zone orbitale où il serait possible de l'observer avec ELT-METIS si elle présente un système d'anneaux.

### 4.3.1 Domaines des paramètres

Dans un premier temps, on conserve la géométrie d'observation et d'éclairage de référence pour étudier l'influence des paramètres physiques de l'anneau sur le nombre d'étoiles-cible en fonction du modèle utilisé (fin ou épais). La planète est toujours modélisée avec les mêmes paramètres que ceux du système référence. Les paramètres physiques des anneaux qui influent dans leur émission thermique sont (cf. équation 3.10) :

- la profondeur optique des anneaux  $\tau$ ,
- la taille des particules  $s$  : centimétriques ou microscopiques,
- l'étendue des anneaux  $E_r = \pi(R_e^2 - R_i^2)$ ,
- l'albedo visible des particules  $A_r$  (seulement pour les grosses particules),
- l'émissivité infrarouge des particules  $\varepsilon_r$  (seulement pour les grosses particules),
- le facteur de rotation des particules  $f$ .

On suppose que l'émissivité infrarouge des particules reste proche de 1 et le facteur de rotation est fixé à 4 (cf. section 3.2.3). Pour étudier l'influence des paramètres physiques des anneaux sur le nombre d'étoiles-cible, on détermine le nombre d'étoiles-cible pour toutes les combinaisons de paramètres dans les domaines donnés dans le tableau 4.2. En tout, cela fait 1440 cas pour les anneaux optiquement fins et 216 pour les anneaux épais. La différence du nombre de cas entre les deux modèles d'anneaux s'explique par la modélisation d'anneaux de poussières dans le cas optiquement fin et par l'échantillonnage différent de la profondeur optique (8 valeurs en optiquement fin et 6 en optiquement épais).

Paramètre	Échantillon	
	Fin	Épais
$\tau$	0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4	1, 1.5, 2, 2.5, 3, 5
$s$	Centimétrique et 1, 5, 10, 20 $\mu m$	Centimétrique
$E_r$	1, 2, 3, 5, 7, 10, 25, 50, 100 $\pi R_p^2$	
$A_r$	0, 0.1, 0.3, 0.5	

Table 4.2 : Domaines des paramètres

Le nombre d'étoiles-cible est déterminé pour chaque cas à trois longueurs d'onde centrales d'observation  $\lambda_c = 5, 10$  et  $20 \mu m$ .

### 4.3.2 Anneaux optiquement épais

La température d'un anneau optiquement épais est dépendante de l'albedo visible  $A_r$ , de l'émissivité infrarouge  $\varepsilon_r$  et du facteur de rotation  $f$  mais aussi de la profondeur optique dynamique  $\tau_d$  de l'anneau dont dépend la profondeur optique photométrique  $\tau$

(cf. section 3.2.1). La relation entre ces paramètres et la température des particules s'écrit à partir de l'équation 3.10.

$$T_r^4 \propto \frac{(1 - A_r)}{f\epsilon_r} \frac{1}{1 - 6(1 - e^{-\tau_d})/(4\pi)} \quad (4.1)$$

Pour un albedo visible  $A_r = 0.5$ , le flux total émis par une particule diminue de 50% par rapport au cas  $A_r = 0$ , équivalent à un corps noir. La profondeur optique le fait varier de plus ou moins 15% autour du cas  $\tau = 2$  pour  $\tau$  variant entre 1 et 6. Au delà de  $\tau = 6$ , le chauffage mutuel entre les particules atteint 95% de sa valeur maximale.

L'émission thermique d'un anneau épais dépend, outre de la température de ses particules, de son étendue  $E_r = \pi(R_e^2 - R_i^2)$  et de sa profondeur optique  $\tau$  sous la forme d'un facteur  $1 - e^{-\tau/\mu}$  (cf. équation 3.21). Ce facteur est le plus souvent très proche de 1 : au delà d'une certaine profondeur optique, l'anneau est plein, et **les deux seuls paramètres macroscopiques contrôlant l'émission d'un anneau épais sont son étendue et son albedo**. Ceci est confirmé par les figures 4.7. En effet, le nombre d'étoiles-cible varie peu quand la profondeur optique  $\tau$  est supérieure à 3 (à gauche) mais diminue d'au moins un facteur supérieur à 2 pour  $\lambda_c = 5 \mu m$  entre un albedo visible de 0 (trait plein) et un de 0.5 (tiret). Il croît de plus rapidement avec l'étendue des anneaux, traduite ici par leur rayon externe  $R_e$ . Le rayon interne  $R_i$  est fixé à  $1.1 R_p$ , c'est à dire que l'anneau commence très proche de la surface de la planète.

Une super-Terre est non détectable sans anneau dans le voisinage solaire sauf autour de deux étoiles à  $10 \mu m$ . Les cas détectables sont déterminés à cette longueur d'onde comme les cas ayant plus d'étoiles-cible que la planète seule, soit plus de 2. Cette limite est largement dépassée pour des anneaux épais et très étendus, avec plus de 300 (150) étoiles-cible à  $\lambda_c = 5$  ou  $10 \mu m$  et jusqu'à plus de 150 (90) à  $\lambda_c = 20 \mu m$  pour un albedo visible  $A_r = 0$  (0.5). Dans un cas d'anneaux contenus sous la limite de Roche, i.e.  $R_e = 3.3 R_p$ , il reste entre 10 et 60 étoiles-cible selon les valeurs de l'albedo visible  $A_r$  et de la profondeur optique  $\tau$ . **Globalement, les super-Terres entourées d'anneaux épais constituent donc des cibles de choix pour ELT-METIS.**

En détaillant les limites inférieures, on observe que, quelque soit la longueur d'observation  $\lambda_c$ , une étendue proche de  $E_r = S_p$ , i.e. de la surface du disque planétaire, est nécessaire pour que le système soit détectable (c'est à dire qu'il ait au moins une étoile-cible) et que  $E_r = 2 S_p$  donne accès à plus d'une dizaine d'étoiles-cible à  $10 \mu m$ . Ce sont des étendues assez faibles : l'anneau B de Saturne, re-dimensionné pour une super-Terre, couvre une étendue de  $E_r = 1.5 S_p$  ( $R_i \sim 1.53 R_p$  et  $R_e \sim 1.95 R_p$ ). Pour une profondeur moyenne  $\tau = 2$ , à  $\lambda_c = 10 \mu m$ , cela donne entre 5 et 8 étoiles-cible pour un albedo visible respectivement de  $A_r = 0.5$  et  $A_r = 0$ . Pour  $E_r = 3 S_p$ , soit en proportion environ l'étendue cumulée de l'anneau B et A de Saturne, un anneau de profondeur optique  $\tau = 1$  est détectable autour de 8 à 11 étoiles à  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

La longueur d'onde d'observation influence fortement le nombre d'étoiles-cible. À  $20 \mu m$ , **la perte de sensibilité et de résolution angulaire diminue considérablement les possibilités de détecter des exoanneaux**. A contrario, **le nombre d'étoiles-cible est assez similaire entre  $\lambda_c = 5$  et  $\lambda_c = 10 \mu m$**  bien que pour des étendues sous  $25 S_p$  (ie  $R_e < 5.1 R_p$ ), il soit plus important à  $10 \mu m$ . La tendance s'inverse pour des étendues plus

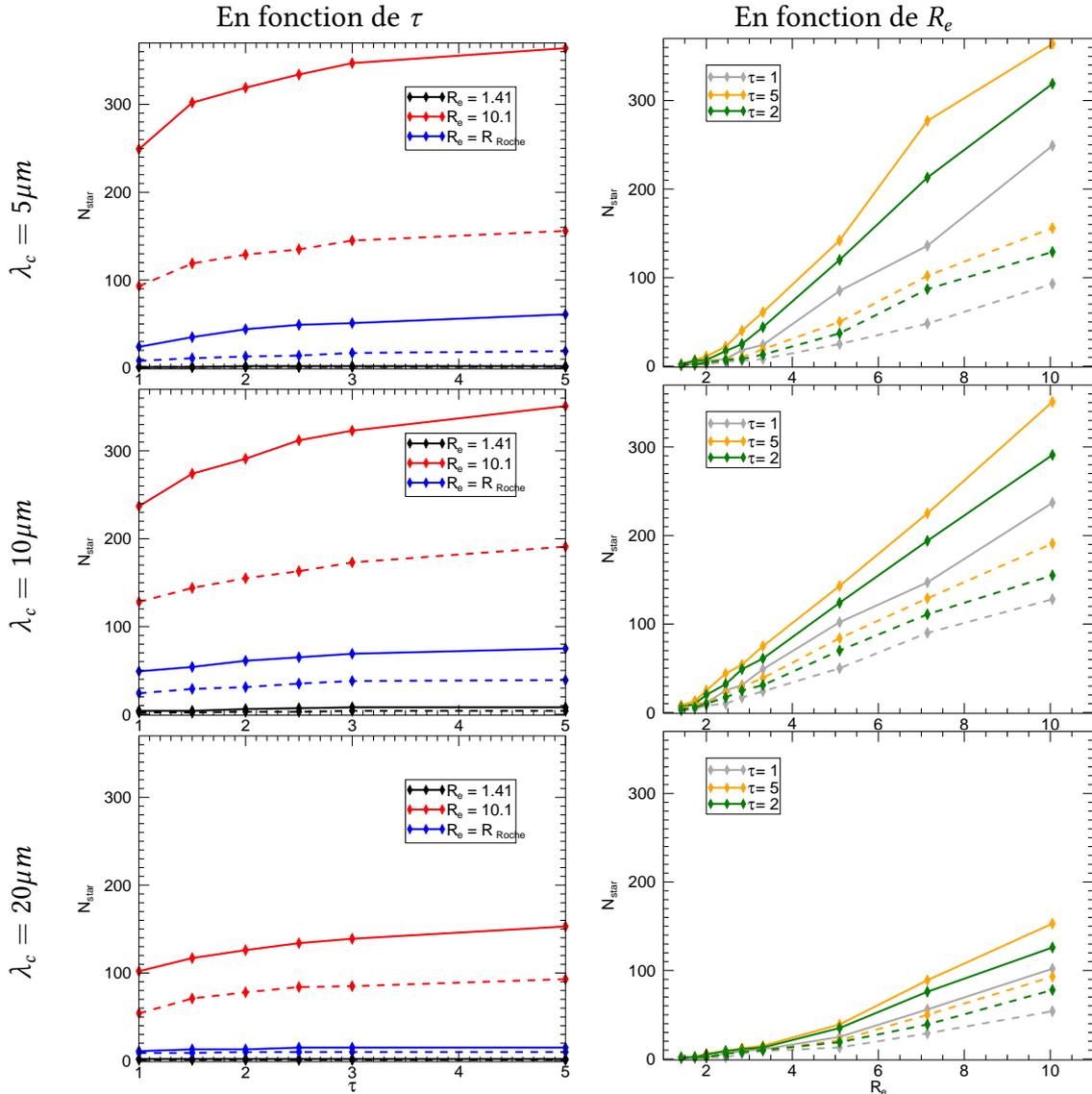


Figure 4.7 : Nombre d'étoiles-cible en fonction de  $\tau$  et  $R_e$

À gauche, nombre d'étoiles-cible en fonction de la profondeur optique  $\tau$  et à droite en fonction du rayon externe  $R_e$ . Les résultats sont déterminés aux longueurs d'onde  $\lambda_c = 5, 10, 20 \mu\text{m}$  de haut en bas. Les seuls paramètres modifiés par rapport au système référence sont la profondeur optique  $\tau$ , le rayon externe  $R_e$  et l'albédo visible  $A_r$ . Les courbes en plein sont pour un albédo visible  $A_r = 0$  (corps noir) et celles en tirets pour  $A_r = 0.5$ . Le rayon externe des anneaux  $R_e$  est lié directement à l'étendue des anneaux  $E_r$  par  $E_r = \pi(R_e^2 - R_i^2)$  avec  $R_i = 1.1R_p$ . L'échantillon d'étoiles compte en tout 1336 étoiles.

importantes. De plus, comme un plus petit albédo visible déplace le pic d'émission vers les courtes longueurs d'onde, l'influence de l'albédo visible  $A_r$  diminue quand la longueur d'onde augmente.

### 4.3.3 Anneaux optiquement fins

Dans un anneau optiquement fin, les particules sont trop éloignées pour se chauffer entre elles. En conséquence, la température de grosses particules ne dépend pas de la profondeur optique  $\tau$ . Avec les mêmes choix pour le facteur de rotation  $f$  et l'émissivité infrarouge des particules  $\varepsilon_r$  que précédemment, elle ne dépend que de l'albédo visible

$$T_r^4 \propto \frac{(1 - A_r)}{f\varepsilon_r} \quad (4.2)$$

Pour de petites particules, elle dépend de la taille des particules. De plus, le flux émis par un anneau fin est directement proportionnel à  $\tau E_r$ , qui correspond à la surface effective de l'anneau  $S_{eff}$ . Les trois paramètres physiques importants pour un anneau fin sont donc **la taille des particules, l'albédo visible pour les grosses particules et sa surface effective.**

La figure 4.8 illustre ces dépendances. Pour de grosses particules, l'albédo visible influence le nombre d'étoiles-cible de la même façon que pour les anneaux optiquement épais. De plus, comme attendu, le nombre d'étoiles-cible croît fortement avec la surface effective  $S_{eff}$  de l'anneau. À  $10 \mu m$ , il est possible de détecter un anneau optiquement fin de grosses particules autour d'une dizaine d'étoiles de l'échantillon dès une surface effective  $S_{eff} = 1 S_p$ . Cette limite est autour de  $S_{eff} = 2 S_p$  pour  $\lambda_c = 5 \mu m$  et de  $S_{eff} = 3 S_p$  pour  $\lambda_c = 20 \mu m$ . Le tableau 4.3 donne la surface effective  $S_{eff}$  pour différents exemples de combinaisons de la profondeur optique  $\tau$  et de l'étendue géométrique des anneaux  $E_r$ . Ainsi, **le cas limite d'anneaux fins de grosses particules, pour  $S_{eff} = 1 S_p$ , correspond notamment à :**

- **des anneaux d'une profondeur optique proche de celle de l'anneau C de Saturne, étendus jusqu'à la limite de Roche** ( $\tau = 0.1$  et  $R_e = 3.3 R_p$  i.e.  $E_r = 10 S_p$ )
- **des anneaux très fins et très étendus** ( $\tau = 0.01$  et  $E_r = 100 S_p$ ) qui ont une morphologie d'anneaux qui s'approche plus de celle des anneaux diffus du Système Solaire comme l'anneau E de Saturne bien que sa profondeur optique soit très inférieure ( $\tau \sim 10^{-5}$ ).

De plus, **des particules microscopiques peuvent briller beaucoup plus que les grosses, particulièrement à une longueur d'onde d'observation proche de leur taille** (cf. figures de droite 4.8). Parmi ceux traités, le cas le plus remarquable est celui d'un anneau de poussières de taille  $s = 5 \mu m$ , observé à la longueur d'onde  $\lambda_c = 5 \mu m$ . Pour une surface effective  $S_{eff} = 40 S_p$ , cet anneau est détectable autour de près de 600 étoiles de l'échantillon (qui en compte 1336). Cela reste cependant un cas un peu extrême d'anneaux de poussières, très étendus et assez épais ( $\tau = 0.4$  pour  $R_e = 10 R_p$ ). Dans des cas qui semblent plus réalistes pour des anneaux de poussières, i.e. pour une profondeur optique plus faible, on note que sont accessibles plus d'une dizaine d'étoiles-cible pour une surface effective  $S_{eff} = 1 S_p$  à  $\lambda_c = 5$  et  $10 \mu m$  pour des tailles de particules correspondantes et environ 10 à 30 étoiles pour une surface effective  $S_{eff} = 2 S_p$  aux différentes longueurs d'ondes d'observations.

On constate par ailleurs que le nombre d'étoiles-cible n'est pas très différent pour des particules de taille  $s = 20 \mu m$  et de grosses particules. Cela montre qu'on tend

rapidement au delà de cette taille ( $s = 20 \mu m$ ) vers un comportement proche de celui de grosses particules aux longueurs d'onde d'observation étudiées.

$E_r \backslash \tau$	0.01	0.05	0.1	0.2	0.4
2	0.02	0.1	0.2	0.4	0.8
5	0.05	0.25	0.5	1	2
10	0.1	0.5	1	2	4
50	0.5	2.5	5	10	20
100	1	5	10	20	40

Table 4.3

$S_{eff}$  (en  $S_p$ ) en fonction de la profondeur optique  $\tau$  et l'étendue  $E_r$

#### 4.3.4 Bilan des types d'anneaux détectables

Dans le Système Solaire, trois types d'anneaux sont observés (cf. section 1.2). Le premier type, les anneaux denses (composés de grosses particules contenues sous la limite de Roche), correspond à une morphologie d'anneaux proches de ceux principaux de Saturne. Ils peuvent être optiquement fins ou optiquement épais. On a montré que pour une profondeur optique assez faible, ce type d'anneaux est observable autour d'une dizaine d'étoiles-cible à partir de  $\tau = 0.1$ , quand étendus jusqu'à la limite de Roche. Augmenter la profondeur optique augmente considérablement le nombre de cibles : jusqu'à une quarantaine pour  $\tau = 0.4$  et  $R_e = R_{Roche}$ . À l'inverse, à cette profondeur optique qui est à la limite de validité pour le modèle utilisé, un anneau moins étendu (au minimum pour  $R_i = 1.1 R_p$  et  $R_e = 2 R_p$  par exemple) reste détectable autour de quelques étoiles. Dans le cas où l'anneau est optiquement épais comme l'anneau B de Saturne et étendu au maximum (jusqu'à  $R_{Roche}$ ), il brille fortement en infrarouge moyen, rendant sa détection possible autour de plus de 50 étoiles-cible. **Le cas détectable le moins étendu est assez similaire à l'anneau B de Saturne, re-dimensionné pour la super-Terre.**

Le deuxième type d'anneaux présent dans le Système Solaire est celui des anneaux diffus très fins, composés de poussières et pouvant être très étendus comme l'anneau E de Saturne, ou les anneaux de Jupiter. Il n'est pas possible de détecter ce genre d'anneaux avec des profondeurs optiques voisines de celles du Système Solaire, inférieures à 0.001, sauf pour des étendues très importantes (un rayon externe au delà de  $30 R_p$ ). **Il faut une profondeur optique d'au moins  $\tau = 0.01$  pour qu'un anneau diffus composé de poussières et étendu jusqu'à un rayon externe de  $10 R_p$  soit détectable à la longueur d'onde optimale correspondant à la taille de ses particules, c'est à dire pour  $\lambda_c \approx s$ .**

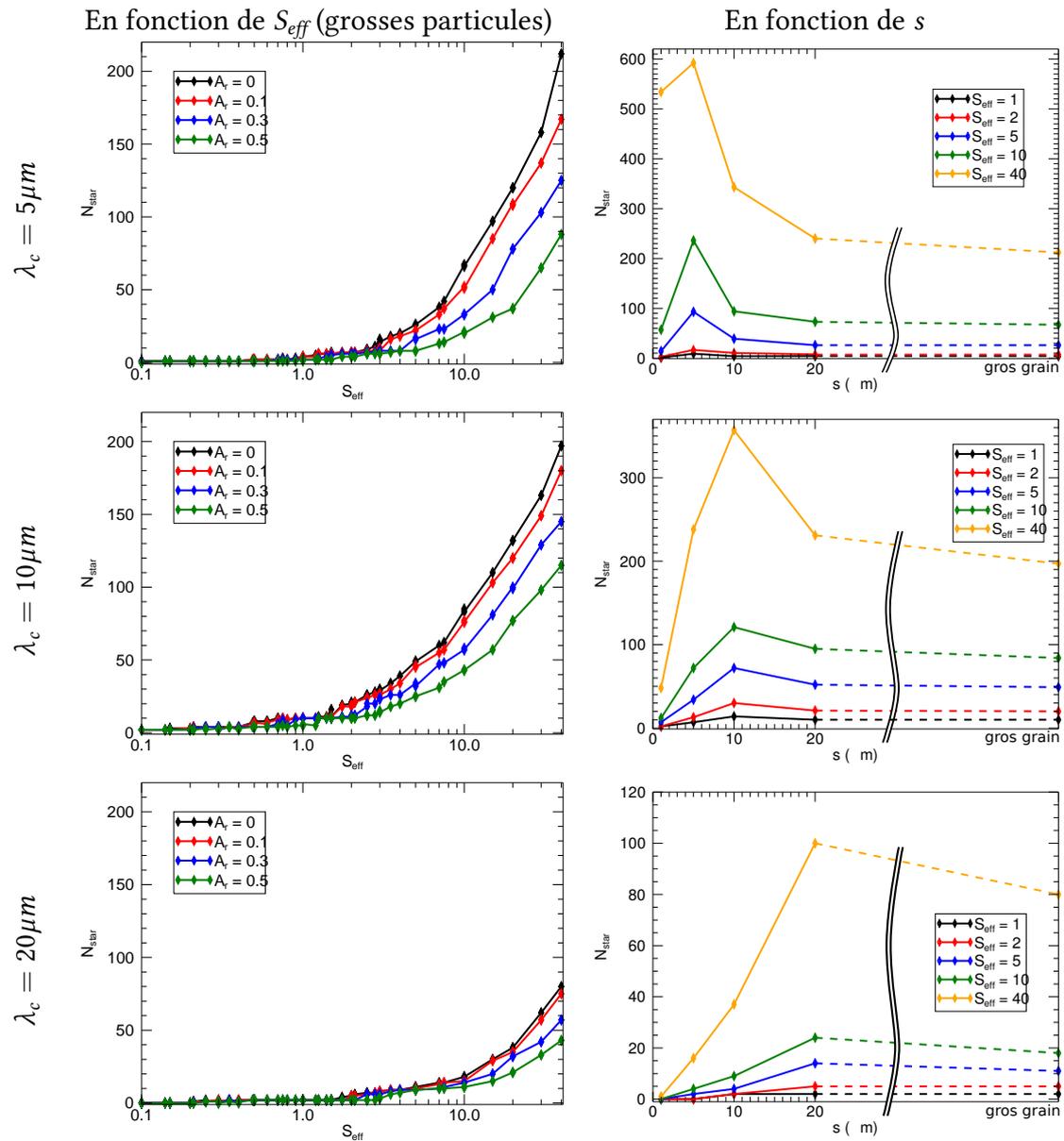


Figure 4.8 : Nombre d'étoiles-cible en fonction de  $S_{\text{eff}}$  et  $s$

À gauche, nombre d'étoiles-cible en fonction de la surface effective des anneaux  $S_{\text{eff}}$  (en  $S_p$ ) pour de grosses particules. Le nombre d'étoiles-cible est en fait déterminé pour différentes profondeurs optiques  $\tau$  et étendues d'anneaux  $E_r$ , qui sont combinées pour obtenir la dépendance à la surface effective  $S_{\text{eff}} = \tau E_r$ . Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de l'albedo visible  $A_r$ . À droite, nombre d'étoiles-cible en fonction de la taille des particules  $s$ . Les différentes courbes sont pour différentes valeurs de la surface effective  $S_{\text{eff}}$ . Les résultats sont déterminés aux longueurs d'onde  $\lambda_c = 5, 10, 20 \mu\text{m}$ , de haut en bas. Les seuls paramètres modifiés par rapport au système référence sont la profondeur optique  $\tau$ , le rayon externe  $R_e$  et l'albedo visible  $A_r$ . L'échantillon d'étoiles compte en tout 1336 étoiles.

## — 4.4 – Les étoiles-cible

Jusqu'ici la détectabilité des exoanneaux a été discutée en terme de nombre d'étoiles-cible. On cherche maintenant à identifier et sélectionner les étoiles-cible favorables, comme il pourrait être nécessaire de le faire dans le cadre d'un projet d'observation avec ELT-METIS. Elles sont rassemblées en groupes d'étoiles définis par un intervalle de température effective. Pour chaque groupe, on étudie ainsi les distances orbitales auxquelles un système super-Terre et anneau est détectable.

### 4.4.1 Répartition en type spectral et distance au Soleil

Pour étudier l'influence des paramètres physiques d'un anneau sur le nombre d'étoiles-cible, 1440 cas d'anneaux optiquement fins et 360 cas optiquement épais ont été étudiés en faisant varier la profondeur optique, le rayon externe, l'albédo visible et la taille des particules (cf. section 4.3.1). Tous ces résultats sont maintenant compilés pour étudier les répartitions des étoiles-cible en fonction du modèle d'anneaux (optiquement fin ou optiquement épais).

On détermine pour chaque étoile la proportion des cas pour lesquels elle est une étoile-cible (cf. figures de gauche 4.9 et 4.10). Cela permet de visualiser les étoiles les plus favorables à l'observation d'anneaux autour de super-Terres avec l'instrument ELT-METIS, c'est à dire qui permettent la détection du plus de cas d'anneaux. On constate que ces étoiles sont plutôt chaudes et proches, ce que l'on confirme par la représentation sous forme d'histogramme de la population moyenne d'étoiles-cible (cf. figures de droite 4.9 et 4.10). Pour réaliser ces histogrammes, on détermine pour chaque groupe spectral  $\mathbb{A}$  et chaque intervalle de distance au Soleil  $\mathbb{B}$  le nombre d'étoiles-cible  $N_{\star}^i(\mathbb{A}, \mathbb{B})$  dans chaque cas  $i$  d'anneaux traité<sup>1</sup>, qu'on somme puis pondère par le nombre total de cas  $N_{cas}$  :

$$H(\mathbb{A}, \mathbb{B}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{cas}} N_{\star}^i(\mathbb{A}, \mathbb{B})}{N_{cas}} \quad (4.3)$$

Les représentations des étoiles-cible dans les diagrammes distance au Soleil/température effective donnent l'impression qu'il y a plus d'étoiles-cible accessibles pour des anneaux optiquement fins que pour ceux optiquement épais, à l'opposé de ce que laisse paraître le nombre moyen d'étoiles-cible donné sur les histogrammes. C'est lié aux cas de petites particules simulés uniquement pour des anneaux optiquement fins et qui peuvent, dans certains cas extrêmes comme  $\tau = 0.4$  et  $S_{eff} = 40$ , résulter en un grand nombre d'étoiles-cible. Les informations intéressantes de ces figures sont surtout contenues dans la comparaison des étoiles-cibles à différentes longueurs d'onde, et dans la répartition générale de ces étoiles en fonction de leur type spectral et leur température effective.

Comme précédemment, on observe une **forte diminution du nombre d'étoiles-cible à la longueur d'onde  $\lambda_c = 20 \mu m$**  par rapport aux autres longueurs d'onde. **À 5 et 10  $\mu m$ , par contre, les étoiles-cible sont quasiment les mêmes.** Ce point est très intéressant

1. Les figures de droite 4.5 et 4.6 donnent les histogrammes pour deux cas particulier.

car les mêmes étoiles pourront donc être étudiées à des longueurs d'onde d'observation différentes.

La répartition des étoiles-cible est tout à fait logique : **plus l'étoile est éloignée du Soleil plus elle doit être chaude pour permettre la détection de super-Terres entourées d'anneaux**. Elle permet de trier les étoiles-cible en quatre groupes définis par des intervalles de températures effectives et qui correspondent à des intervalles de distance au Soleil.

1. Groupe 1 : étoiles-cible froides (entre M5 et K5, i.e. sous 4100 K). Elles sont très proches du Soleil ( $d < 10 pc$ );
2. Groupe 2 : étoiles de type solaire (de K4 à G0, i.e. entre environ 4200 et 6000 K). Elles sont situées majoritairement à des distances comprises entre 10 et 25  $pc$ ;
3. Groupe 3 : étoiles de type F (entre 6100 et 7400 K), situées à des distances comprises entre 10 et 30  $pc$ .
4. Groupe 4 : étoiles chaudes, de type A (plus de 7500 K). Peu nombreuses, elles sont parsemées sur des distances entre 5 et 30  $pc$ .

Le tableau 4.4 donne le nombre d'étoiles-cible moyen par groupe pour chaque longueur d'onde d'observation. On constate que si les étoiles de type spectral A (groupe 4) sont presque toutes des étoiles-cible (en moyenne), elles restent un petit groupe (car seulement 7 dans l'échantillon). Par contre les étoiles froides (groupe 1), même si elles doivent être observées très proches du Soleil, constituent un groupe de 7 à plus de 20 d'étoiles-cible en moyenne (à 5 et 10  $\mu m$ ).

Groupe \ $\lambda_c$	Fin			Épais		
	5 $\mu m$	10 $\mu m$	20 $\mu m$	5 $\mu m$	10 $\mu m$	20 $\mu m$
Groupe 1	8.1	7.4	1.7	12.9	20.8	12.7
Groupe 2	10.1	6.3	0.9	32	28.3	9.8
Groupe 3	8.9	7.2	0.6	32.6	32.6	9
Groupe 4	2.7	2.6	0.7	6.2	6.6	3.6

Table 4.4 : Nombre d'étoiles-cible moyen par groupe

En croisant les étoiles-cible avec celles dont l'âge est connu (cf. figure 2.19), on constate qu'elles ont des âges assez variés, de 200 *Myr* à plus de 8 *Myr* même en ne considérant que les plus favorables. C'est particulièrement intéressant car l'étude de la présence d'anneaux autour de super-Terres ne sera a priori pas limité à des systèmes planétaires au même stade d'évolution.

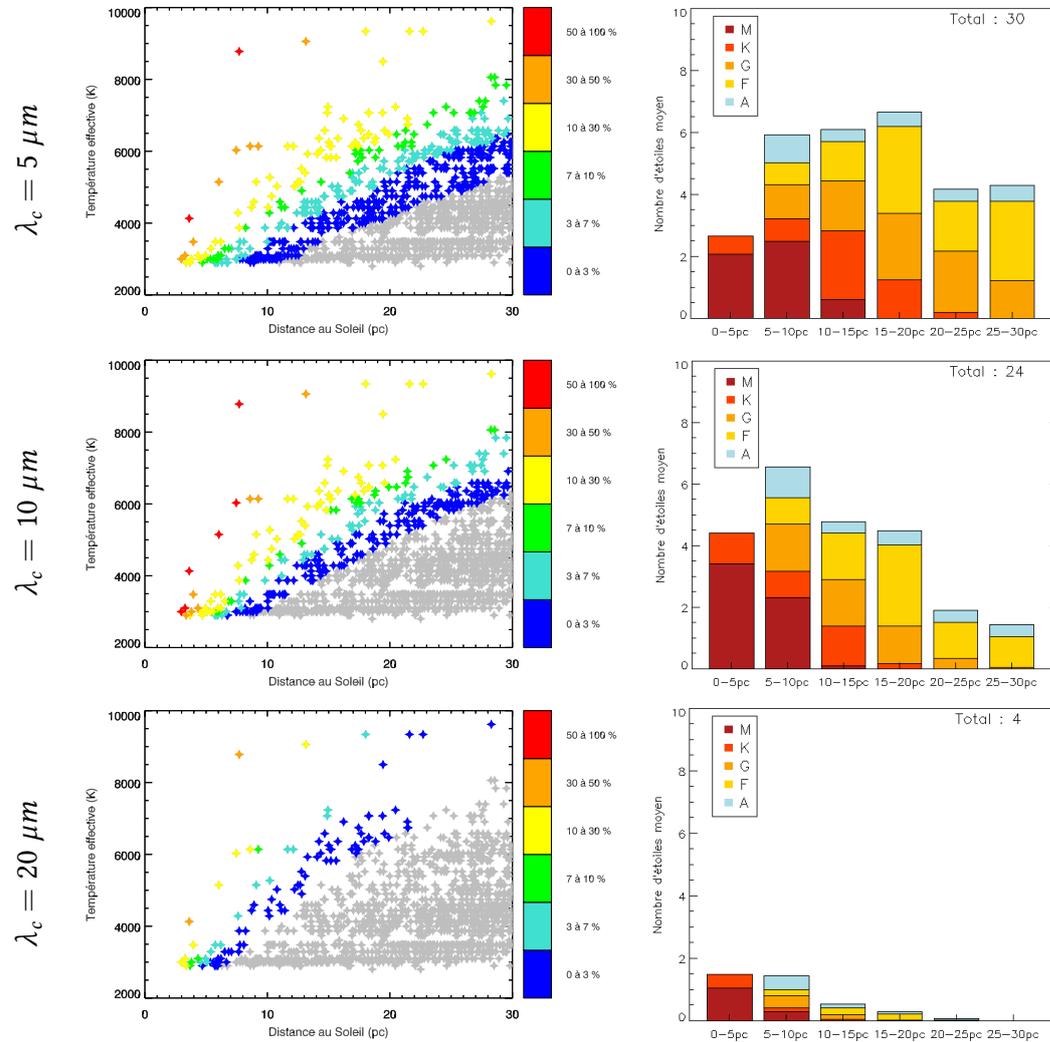


Figure 4.9 : Étoiles-cible pour des anneaux optiquement fins

À gauche, les étoiles de l'échantillon sont représentées en fonction de leur température et de leur distance au Soleil. La couleur donne la proportion des cas étudiés pour lesquelles chaque étoile est une étoile-cible. Les étoiles en gris ne sont des étoiles-cible dans aucun des cas étudiés. Les histogrammes de droite donne la répartition moyenne des étoiles-cible en fonction du type spectral et de la distance au Soleil.

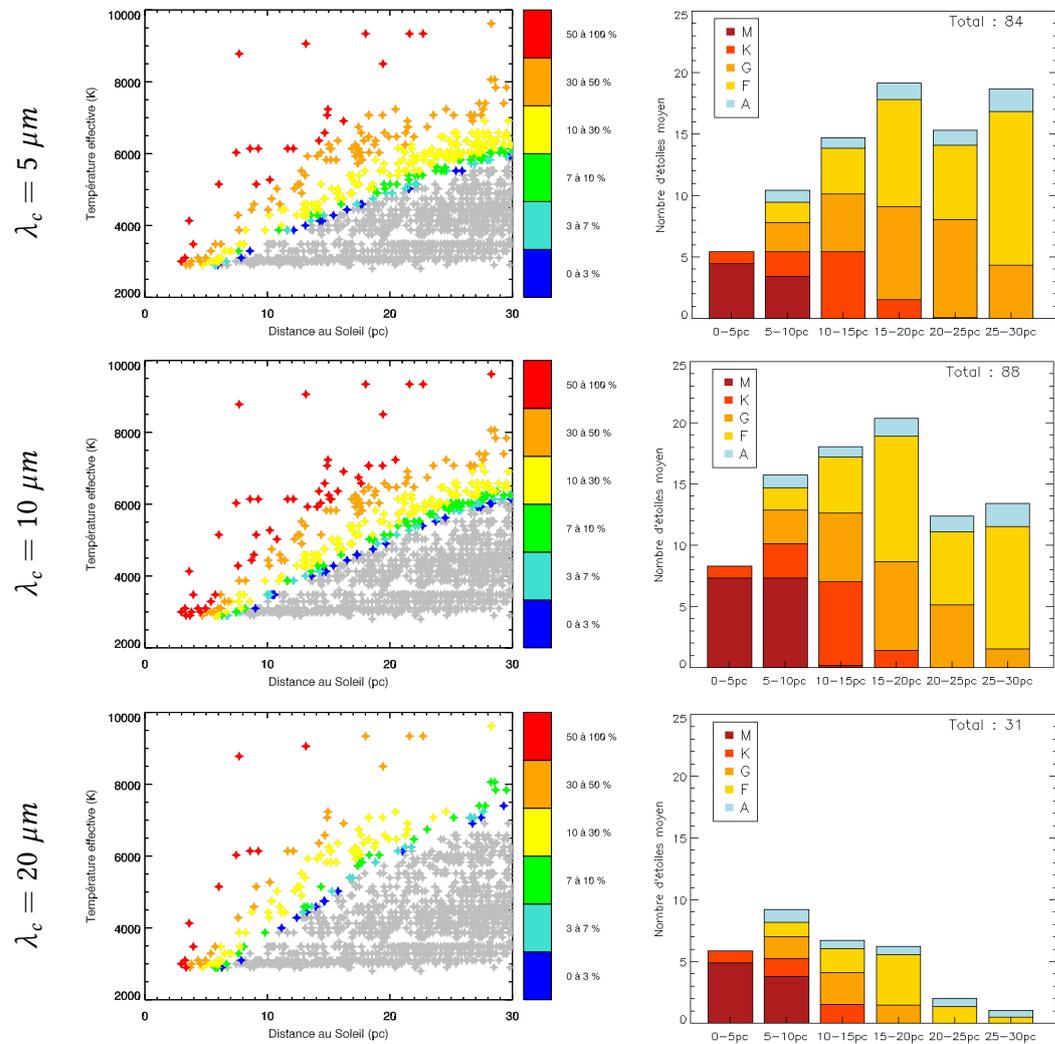


Figure 4.10 : Étoiles-cible pour des anneaux optiquement épais  
 Comme la figure 4.9 pour le modèle optiquement épais.

#### 4.4.2 Zones sondées autour des étoiles

On a identifié différents groupes d'étoiles-cible favorables à l'observation d'anneaux autour de super-Terres. On s'intéresse maintenant à la zone orbitale autour de ces étoiles dans lesquelles un système est détectable. Cette information est importante car plus la zone est large, plus il y a de chances que des super-Terres se trouvent dedans et donc qu'on puisse à terme les observer. Elle permet donc de définir un peu plus précisément les planètes qui pourront être étudiées pour la recherche d'anneaux.

Pour déterminer les zones orbitales moyennes dans lesquelles un système est détectable, on utilise le même échantillon de systèmes que précédemment (cf. section 4.3.1). Pour chaque groupe d'étoiles  $\mathcal{J}$ , on détermine le nombre d'étoiles-cible  $N_{star \in \mathcal{J}}^i(d_{AU})$  qui permettent la détection d'un système  $i$  à la distance orbitale  $d_{AU}$ . Ce résultat est sommé sur chacun des systèmes et pondéré par le nombre total de systèmes  $N_{cas}$  :

$$N_{star \in \mathcal{J}}(d_{AU}) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{cas}} N_{star \in \mathcal{J}}^i(d_{AU})}{N_{cas}} \quad (4.4)$$

Plus ce nombre est grand, plus un grand nombre d'étoiles-cible du groupe permet l'observation de systèmes à la distance orbitale considérée. Ce qui nous intéresse ici cependant, ce n'est pas sa valeur absolue mais le fait qu'il soit non nul sur un intervalle de distances orbitales, ce qui définit une zone orbitale favorable à l'observation de super-Terres entourées d'anneaux autour des étoiles-cible du groupe considéré.

Cette zone orbitale est différente d'un groupe à l'autre ; pour le premier groupe, composé d'étoiles froides et proches du Soleil, les systèmes sont détectables à de courtes distances orbitales, sous 1 AU globalement, alors que les étoiles de type spectral de K4 à G0 le sont pour des distances voisines de  $d_{AU} = 1 AU$ . Les zones orbitales sondées sont résumées dans le tableau 4.5 en fonction du groupe d'étoiles et du type d'anneaux.

Groupe \ Anneaux	Fin		Épais	
	5 $\mu m$	10 $\mu m$	5 $\mu m$	10 $\mu m$
De M9 à K5	0.09-0.5 AU	0.2-0.7 AU	0.08-0.3 AU	0.2-0.6 AU
De K4 à G0	0.2-1 AU	0.4-1.3 AU	0.2-1 AU	0.3-2 AU
De F9 à F0	0.3-2 AU	0.5-2 AU	0.3-2 AU	0.5-3 AU
De A9 à A0	0.2-3 AU	0.4-2 AU	0.2-4 AU	0.4-9 AU

Table 4.5 : Résumé des zones orbitales moyennes sondées

Ce résultat varie en fonction de la longueur d'onde d'observation, et illustre leur complémentarité. **L'intervalle de distances orbitales sondées se décale vers les grandes distances quand la longueur d'onde augmente.** Ainsi, pour un anneau optiquement épais, un système autour d'une étoile du premier groupe détectable à 5, 10 et 20  $\mu m$  peut être étudié sur un intervalle moyen de 0.09 à 1 AU avec les trois observations combinées alors qu'une unique à 5  $\mu m$  ne permet de sonder que les distances orbitales entre 0.09 et 0.3 AU. Cependant, comme montré dans la section précédente, les observations à  $\lambda_c = 20 \mu m$  sont limitées à un faible nombre d'étoiles. Cette complémentarité est par contre tout à fait

exploitable à 5 et 10  $\mu m$  où les étoiles-cible sont quasiment les mêmes : **les observations aux longueurs d'onde 5 et 10  $\mu m$  permettent de sonder une plus large zone orbitale.** Il existe aussi des zones de recouvrement qui seront particulièrement intéressantes pour faire des observations à différentes longueurs d'onde d'un même système.

Il est aussi intéressant de comparer la population d'étoiles-cible avec les étoiles pour lesquelles des super-Terres sont déjà connues (cf. figure 2.20). Trois étoiles cibles ont effectivement déjà des super-Terres détectés :

- **Gliese 876** (M4V à 4.7  $pc$ ) : une super-Terre de  $6.6 M_{\oplus}$  orbitant à 0.020  $AU$ , ce qui correspond à une séparation angulaire de 4.3  $mas$  ;
- **HD 20794** (G8V à 6.06  $pc$ ) : trois super-Terres de 2.7, 2.4 et 4.7  $M_{\oplus}$  orbitant respectivement à 0.12, 0.203 et 0.349  $AU$  soit des séparations angulaires de 19, 41 et 57  $mas$  ;
- **Gl 581** (M2.5V à 6.21  $pc$ ) : deux super-Terres de 5.4 et 6  $M_{\oplus}$  orbitant respectivement à 0.073 et 0.22  $AU$  soit des séparations angulaires de 12 et 35  $mas$ .

**Trois de ces super-Terres (HD 20794 c, HD 20974 d et Gl 581 d) sont dans les zones orbitales identifiées comme observables autour de leur étoile.** Elles pourraient donc être des cibles pour la recherche d'exoanneaux. On notera cependant, que notre étude est réalisée pour des super-Terres de masse  $10 M_{\oplus}$  supérieure à celles de ces trois planètes. Cependant, et comme c'est principalement la surface effective du système qui importe, il suffit de considérer des anneaux plus étendus.

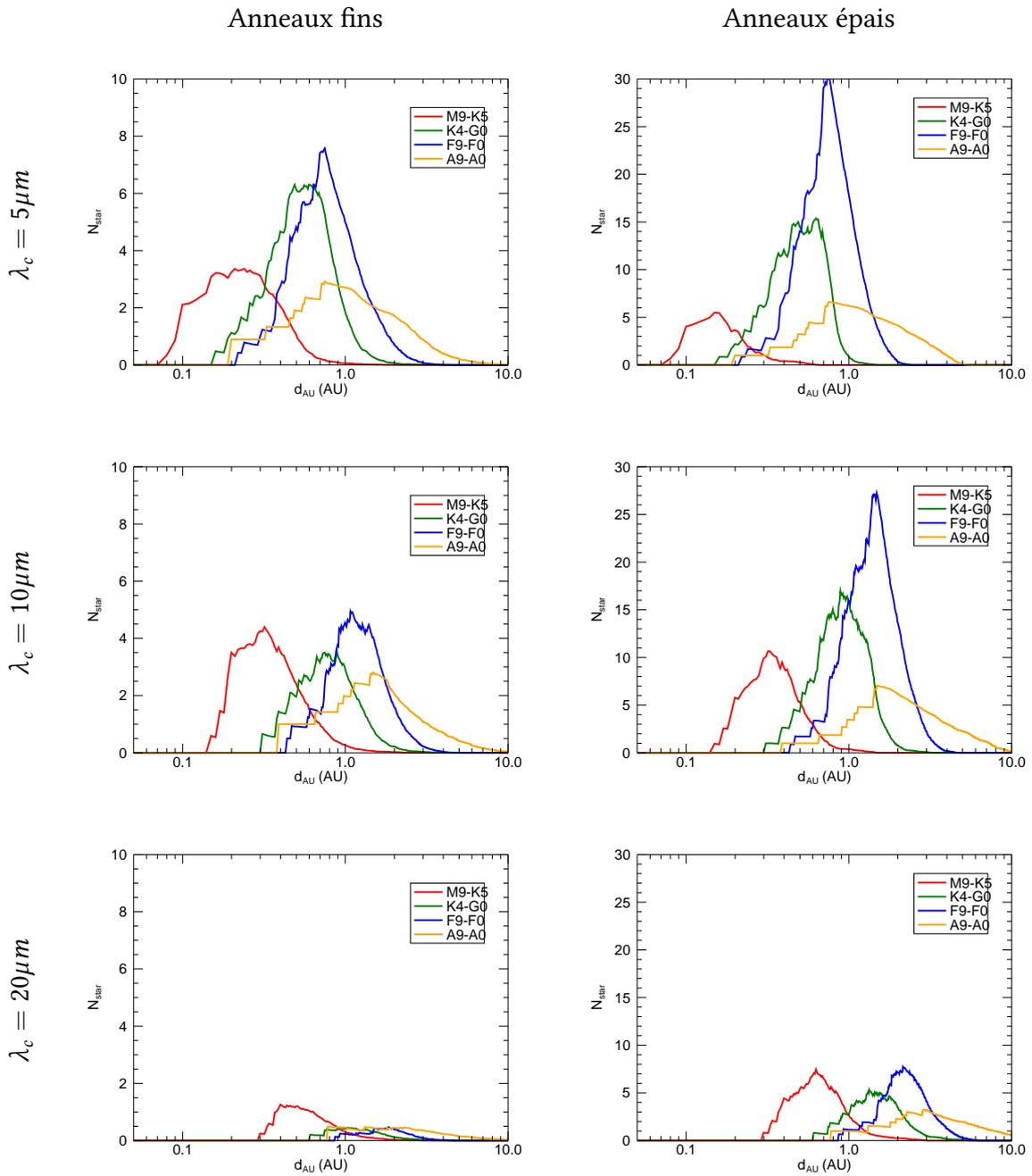


Figure 4.11 : Nombre d'étoiles-cible moyen en fonction de la distance orbitale

Nombre moyen d'étoiles-cible en fonction de la distance orbitale. Les différentes courbes correspondent aux groupes définis précédemment.

## — 4.5 — Impact de l'inclinaison des anneaux et de la position de l'observateur —

Jusqu'ici, on a étudié la possibilité de détecter des anneaux autour de super-Terres pour une géométrie fixe (celle du système référence). Cette géométrie place les anneaux et l'observateur d'une façon favorable, sans pour autant être optimale. L'orientation des anneaux est a priori totalement inconnue et peut limiter les possibilités d'observation d'un système à cause des effets d'occultation entre la planète et les anneaux mais aussi entre les particules. Les situations les plus défavorables correspondent à des anneaux dans le plan d'orbite de la planète (et donc toujours éclairés par la tranche) ou des anneaux observés par la tranche.

Ce sont les planètes détectées par mesure de la vitesse radiale (VR) ou astrométrie qui seront observées par imagerie directe. La détection par VR permet de connaître l'excentricité  $e$  de la planète et son demi-grand axe  $a$ . On étudie ici, par un tirage de Monte-Carlo, la probabilité que l'anneau et l'orbite planétaire soient inclinées favorablement pour permettre la détection du système en fonction des deux paramètres  $a$  et  $e$ , a priori connus, de la planète. On suppose que le système est détecté même si cela n'est possible que sur une petite portion de l'orbite, quitte à ce que plusieurs observations soient faites. C'est envisageable car les systèmes détectables sont a priori à des distances orbitales assez faibles, et donc à des périodes orbitales d'au plus une ou deux années terrestres. C'est la proportion de géométries détectables dans toutes celles étudiées qui est représentée en fonction des paramètres orbitaux de la planète.

Pour chaque valeur de l'excentricité et du demi-grand axe de la planète, 2000 géométries différentes, définies par les 4 paramètres géométriques  $\Phi_a$ ,  $\theta_a$ ,  $i_s$  et  $\omega_s$  sont tirées aléatoirement. Le tirage suit une distribution uniforme entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$  pour chacun de ces angles. Le choix du nombre de géométries est essentiellement imposé par le temps de calcul. Pour chaque géométrie, on recherche si la planète passe au cours de son orbite par une position détectable. Si c'est le cas, la géométrie est considérée comme permettant une détection.

Contrairement à précédemment, les résultats sont montrés dans le cas d'une étoile donnée (température de l'étoile et distance au Soleil fixe), pour un anneau dont les caractéristiques (profondeur optique, étendue, taille des particules) permettent sa détection. On reprend les deux anneaux des figures 4.5 et 4.6 (profondeur optique de  $\tau = 0.2$  et  $\tau = 2$ , étendus à  $R_{Roche} = 3.3 R_p$ ). Les étoiles pour lesquelles les résultats sont montrés sur la figure 4.12 sont :

- une étoile de type M0 proche du Soleil, à 4  $pc$  (groupe 1) ;
- une étoile de type G2 proche du Soleil, à 10  $pc$  (groupe 2 et proche groupe 3) ;
- une étoile de type A4 proche du Soleil, à 7.7  $pc$  (cas similaire à l'étoile Fomalhaut, groupe 4).

On a choisi les deux premières étoiles parce qu'elles sont des étoiles-cible pour les systèmes dans la géométrie de référence. Ce choix n'est pas très important, les mêmes commentaires généraux pouvant être faits pour toutes les étoiles-cible. De la même façon, on

ne présente que les résultats pour des observations à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$  car les conclusions importantes de cette étude sont qualitativement identiques aux autres longueurs d'onde. La troisième étoile représente à peu près l'étoile Fomalhaut et est un cas particulier car c'est une étoile-cible à  $\lambda_c = 10 \mu m$  pour une super-Terre sans anneau.

De façon générale, **la détection d'anneaux optiquement fins ( $\tau = 0.2$ ) est très peu dépendante de la façon dont ils sont éclairés et observés.** C'est la conséquence de la principale hypothèse faite sur ce modèle : les particules de l'anneau sont toujours éclairées et vues, quels que soient les angles d'élévation. Ceci se traduit sur la figure 4.12 par de larges zones où la proportion des géométries observables est supérieure à 80%. En pratique, des anneaux observés ou éclairés par la tranche ne sont a priori pas détectables car les particules s'ocultent ou s'éclipsent alors nécessairement. C'est une des limitations du modèle. S'il tenait compte de l'occultation entre les particules de façon plus réaliste, la proportion de géométries observables devrait saturer autour de 80 ou 90% en fonction de la profondeur optique et ne pas atteindre 100% (sauf si la planète est détectable sans anneau). Si la géométrie n'influence pas le flux reçu, la position de l'observateur reste importante pour la détection de l'anneau car elle altère la distance orbitale perçue : certaines portions d'orbite peuvent donc devenir inaccessibles à cause de la limite en résolution angulaire. Dans le cas d'une orbite excentrique, si ce sont les portions où la planète est le plus proche de l'étoile qui sont inaccessibles, elle peut ne pas être détectable, ce qui se traduit sur la figure 4.12 par une diminution de la proportion de géométries observables quand l'excentricité augmente à demi-grand axe donné. En résumé, **ce n'est donc pas la géométrie qui limite l'observation d'anneaux optiquement fins.**

Les bandes <sup>2</sup> où la proportion de géométries observables ne diminue pas quand l'excentricité augmente (pour les étoiles de type G2 et M0, cf. les deux figures en haut à gauche 4.12 ) s'expliquent par le fait que le critère géométrique dominant pour qu'un système d'anneaux optiquement fins soit détectable est la distance orbitale. Il existe donc un intervalle de distance orbitale optimal (la zone observable à excentricité nulle). Globalement, ces bandes correspondent à des combinaisons (demi-grand axe, excentricité) pour lesquelles la planète passe le plus longtemps dans cet intervalle.

À l'inverse des anneaux fins, les anneaux optiquement épais sont très sensibles à la géométrie. En plus des cas où une portion de l'orbite n'est pas accessible à cause de son inclinaison, les effets d'ombrage et d'occultation entre les particules limitent les cas détectables. La proportion de géométries observables est plus basse mais reste de l'ordre de 30-40% sur des intervalles de demi-grand axe assez étendus. En résumé, **la géométrie limite les possibilités de détection des anneaux optiquement épais mais les cas détectables constituent malgré tout plus de 30% des cas.**

2. Notamment celle à presque 100 % de proportion qui suit le bord droit de la zone colorée.

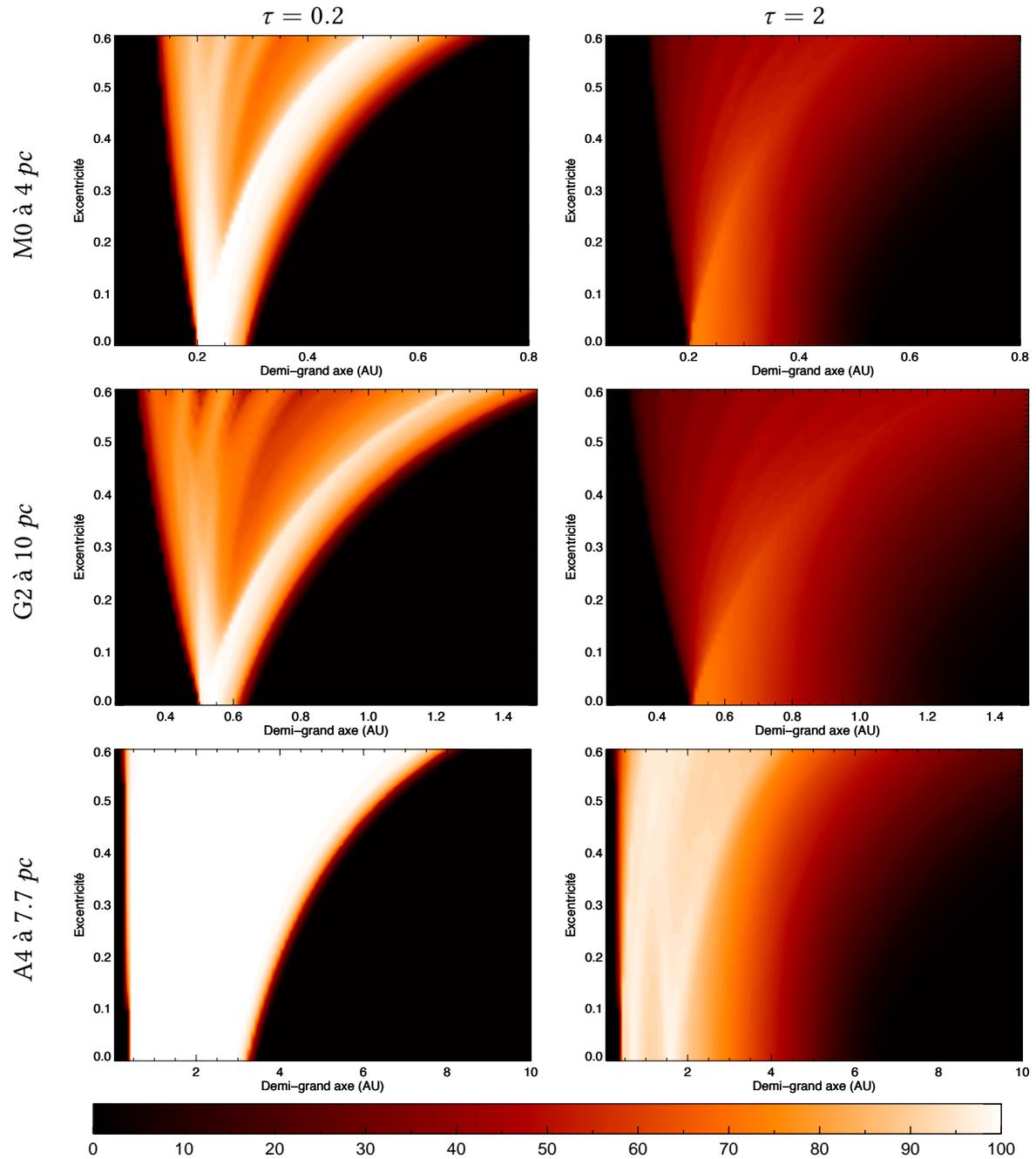


Figure 4.12 : Proportion de géométries détectables

Chaque image correspond à une étoile donnée et à un anneau fin ( $\tau = 0.2$  à gauche) et épais ( $\tau = 2$  à droite). Elles sont discrétisées en 100x100 combinaisons (demi-grand axe, excentricité). Pour chaque combinaison, 2000 géométries sont testées. La couleur correspond à la proportion (en %) de géométries présentant une position orbitale détectable sur le nombre total de géométries tirées. L'observation est à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

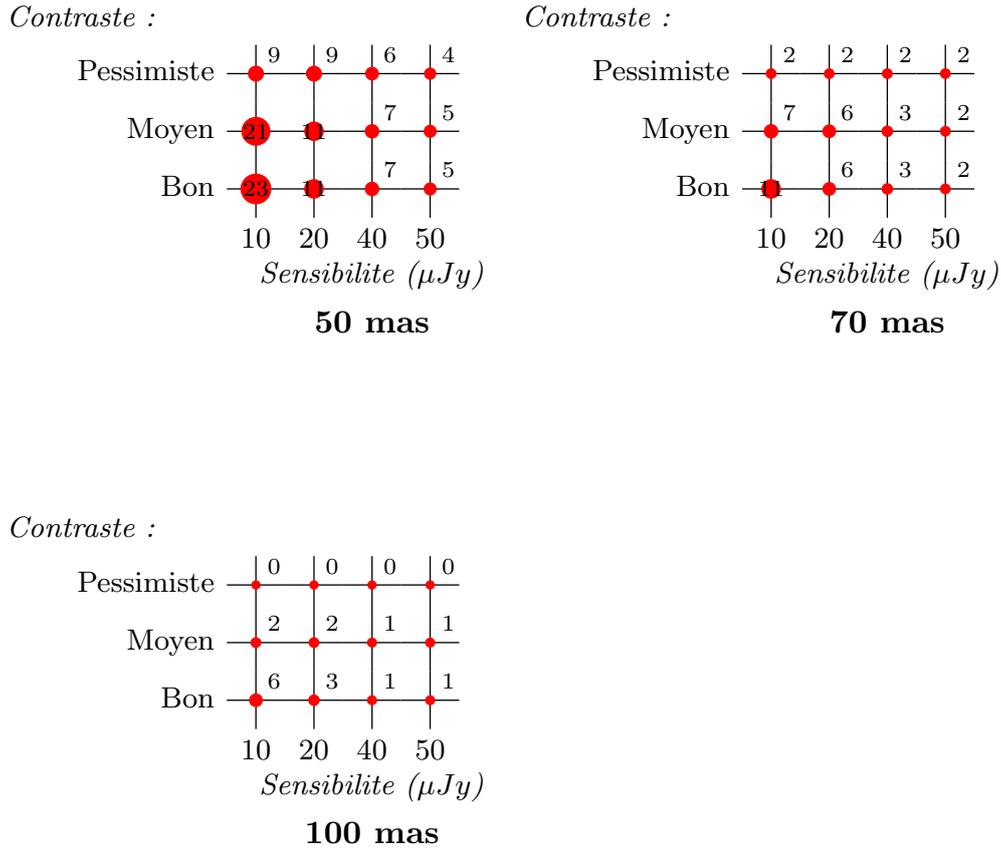
## — 4.6 – Impact des performances instrumentales —

Il s'agit ici d'étudier l'importance des performances instrumentales sur le nombre d'étoiles-cible pour voir si d'autres instruments que ELT-METIS pourraient permettre l'étude d'exoanneaux mais aussi pour étudier les conséquences que pourraient avoir des révisions, à la hausse comme à la baisse, des performances de cet instrument. On cherche aussi à déterminer quel est le paramètre de performance qui influe le plus sur les résultats. Pour cela, on étudie le nombre d'étoiles-cible pour le système référence avec deux cas d'anneaux de profondeur optique  $\tau = 0.2$  et  $\tau = 2$  en faisant varier des performances instrumentales pour des observations à la longueur d'onde  $\lambda_c = 10\mu m$ .

Pour le contraste limite, la courbe fonction de  $\frac{\lambda}{D_i}$  utilisée pour ELT-METIS est reprise et adaptée à la résolution angulaire considérée. On étudie trois niveaux de dégradation de contraste (cf. courbes 2.13) : sans dégradation (bon), avec un facteur 2 de dégradation (cas moyen, utilisé normalement), et avec un facteur 4 (cas pessimiste). Pour la résolution angulaire, trois cas sont représentés : 50 *mas*, 70 *mas* et 100 *mas* qui correspondent respectivement à des télescopes de 40, 30 et 20 *m* de diamètre (les trois projets d'ELT, cf. section 2.1). Enfin, la sensibilité varie sur quatre valeurs, 10, 20, 40 et 50  $\mu Jy$  pour 4 heures sur source et un rapport signal sur bruit de 8. En supposant très simplement que la sensibilité atteinte par un instrument est inversement proportionnelle à la surface du collecteur, et en utilisant la sensibilité estimée de ELT-METIS à 10  $\mu m$ , les valeurs de 20 et 40  $\mu Jy$  correspondent respectivement à des miroirs de 30 et 20 *m* de diamètre environ.

Avec un miroir de près de 40 *m* et une résolution angulaire minimale de 50 *mas*, l'E-ELT permet à un instrument comme ELT-METIS de détecter entre 4 et 23 étoiles-cible dans le cas d'une super-Terre entourée d'anneaux optiquement fins et entre 11 et 61 pour des anneaux optiquement épais, en fonction des performances en sensibilité et contraste (figures en haut à gauche 4.13 et 4.14). Par rapport aux performances estimées de l'instrument, améliorer son contraste semble inutile pour l'observation d'exoanneaux en termes de nombre d'étoiles cibles. A contrario, si l'instrument n'atteint finalement pas le contraste estimé, le nombre d'étoiles-cible sera diminué d'un facteur au moins 2 mais une dizaine d'étoiles-cible est malgré tout conservée pour des anneaux optiquement fin comme épais. Pour la sensibilité, la performance de l'instrument n'est a priori pas améliorable : il s'agit déjà d'une performance atteinte en 4 heures d'observation sur source et avec un rapport S/B de 8. On peut par contre considérer une sensibilité limite plus haute pour améliorer le rapport S/B et permettre la caractérisation du système par exemple. Augmenter la sensibilité limite réduit le nombre d'étoiles-cible mais reste tout à fait envisageable puisque permet l'étude, dans les cas illustrés ici, d'une dizaine d'étoiles-cible pour le cas optiquement fin, et de plus de 30 pour le cas optiquement épais. **Même avec des performances inférieures à celles estimées, l'instrument ELT-METIS permettra de détecter des super-Terres entourées d'anneaux autour de 10 étoiles-cible ou plus.**

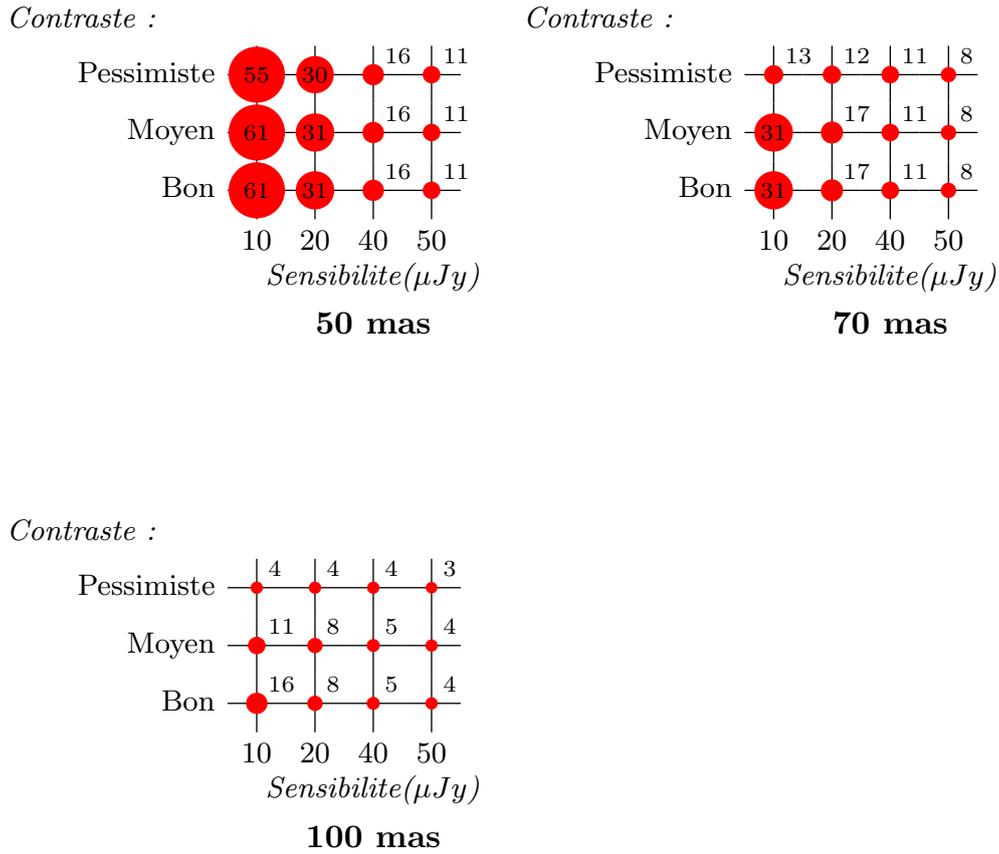
Pour des télescopes avec une résolution angulaire limite moins bonne que l'E-ELT, le nombre d'étoiles-cible est beaucoup plus faible notamment dans le cas d'une super-Terre entourée d'anneaux optiquement fins. Un instrument de 70 *mas* de résolution angulaire limite (c'est à dire installé sur un télescope de 30 *m* comme le TMT) disposant d'une sensibilité de 20  $\mu Jy$  et d'un contraste limite moyen, permettrait d'observer une super-



— **Figure 4.13** : Nombres d'étoiles-cible en fonction des performances instrumentales —  
 L'anneau modélisé a une profondeur optique de  $\tau = 0.2$  et est étendu à la limite de Roche  $R_e = 3.31R_p$ . Pour rappel, les performances de ELT-METIS utilisées à  $10 \mu m$  sont une sensibilité de  $10 \mu Jy$ , la courbe de contraste moyenne et une résolution angulaire de  $50 mas$ . La longueur d'onde d'observation est de  $10 \mu Jy$ .

Terre entourée d'un anneau optiquement fin ( $\tau = 0.2$ ) autour de 6 étoiles et pour un anneau optiquement épais ( $\tau = 2$ ) autour de 17 étoiles. Pour un instrument de résolution angulaire limite  $100 mas$  (télescope de  $20 m$  comme le GMT), de sensibilité de  $40 \mu Jy$  et de contraste limite moyen, moins de 5 étoiles-cible sont détectables. Contrairement à ELT-METIS pour lequel ce type de système constitue un cas moyen<sup>3</sup>, ces anneaux ont des caractéristiques physiques proches des limites de ce qu'un instrument permet de détecter avec une résolution angulaire de  $70 mas$  ou plus. **Des imageurs infrarouges installés sur les autres ELT (TMT et GMT) permettront donc l'observation de super-Terres entourées d'anneaux mais pour des cas d'anneaux beaucoup plus limités que l'instrument ELT-METIS.**

3. C'est à dire qu'il est possible de réduire significativement la profondeur optique et l'étendue des anneaux tout en conservant une dizaine d'étoiles cibles



— **Figure 4.14** : Nombres d'étoiles-cible en fonction des performances instrumentales —  
 Comme la figure 4.13 pour une profondeur optique de  $\tau = 2$ .

## — 4.7 – Caractérisation des exoanneaux

On a montré que l'observation de super-Terres entourée d'anneaux est possible avec ELT-METIS autour de nombreuses étoiles-cible pour des anneaux présentant des paramètres physiques variés et pour différentes géométries d'observation et d'orientation des anneaux alors qu'a priori les super-Terres sans anneau ne sont détectables que pour deux étoiles-cible à  $10 \mu m$ . Si l'on détecte une super-Terre avec cet instrument, c'est donc très probablement qu'un élément de son environnement, comme des anneaux planétaires, augmente l'émission thermique perçue. Pour certains cas limites, cependant, on peut imaginer que ce surplus d'émission thermique soit associé à une planète de plus grand rayon que celui estimé ou à un environnement planétaire autre que des exoanneaux comme, par exemple, des satellites. On cherche donc à identifier un autre indicateur de la présence d'anneaux. De plus, il serait intéressant de caractériser les anneaux. Par exemple, comme discuté dans le chapitre 1, différentes profondeurs optiques ou tailles des particules suggèrent différents processus de formation.

Observer la planète à plusieurs reprises au cours de son orbite permet de déterminer ses paramètres orbitaux -excentricité et demi-grand axe- mais aussi l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur ( $i_s$  et  $\omega_s$ ). De telles observations donneraient aussi accès à l'évolution de l'émission thermique du système. Dans le cas d'une planète seule, cette évolution peut être causée par une orbite excentrique ou par l'observation des phases de la planète si celle-ci n'est pas isotherme. La présence d'anneaux introduit de nouveaux effets de phase orbitale qui dépendent à priori de leurs caractéristiques physiques et de leur orientation. Dans cette section, on montre que cette variation de l'émission thermique au cours de l'orbite, qu'on appelle *signature orbitale* des anneaux, peut permettre de caractériser les anneaux et de les différencier du cas d'une planète seule.

On présente donc les grandes lignes d'une méthode exploitant le modèle réalisé pour extraire des informations sur un exoanneau à partir de sa signature orbitale. Un exemple d'observations fictives est traité pour illustrer sa mise en oeuvre et ses difficultés et limitations.

Pour rappel, la sensibilité à  $10 \mu m$  de l'instrument ELT-METIS est de  $S = 10 \mu Jy$  à  $8 \sigma$  en 4 heures d'observation. On a supposé que cela permettait de détecter des variations pic à pic de la densité de flux de l'ordre de 13% de sa valeur moyenne. Dans la suite, sauf mention contraire, les résultats sont présentés pour des observations à  $\lambda_c = 10 \mu m$ .

### 4.7.1 Influences des paramètres de l'anneau sur la signature orbitale

Entre ceux de l'étoile, ceux décrivant l'orbite et ceux pour la planète et son anneau, le nombre de paramètres définissant le système est élevé. Comme le but est d'illustrer la méthode, on se place dans la situation de l'observation d'une étoile en particulier : Gamma Pavonis (type spectral F9 à 9.26 pc du Soleil) en supposant qu'une planète a été détectée à 0.5 AU de celle-ci par la méthode des vitesses radiales et/ou par astrométrie et que cette détection a permis de déterminer sa masse supposée autour de  $10 M_{\oplus}$ . Ceci correspond à un rayon planétaire compris entre 1.8 et  $2.5 R_{\oplus}$  pour des compositions de la planète allant de 100% de  $H_2O$  à une planète similaire à la Terre (67.5% de silicates

et 32.5% de fer [Seager et al., 2007]). Enfin, on suppose que plusieurs observations de la planète et de son anneau ont pu être réalisées par imagerie directe à plusieurs positions orbitales permettant d'obtenir la signature orbitale du système et de déterminer les quatre paramètres liés à son orbite, c'est à dire

- son orientation par rapport à l'observateur ( $i_s$  et  $\omega_s$ ),
- son excentricité et demi-grand axe ( $e$  et  $a_{AU}$ ).

Les 10 paramètres inconnus et dont dépend la signature orbitale simulée sont :

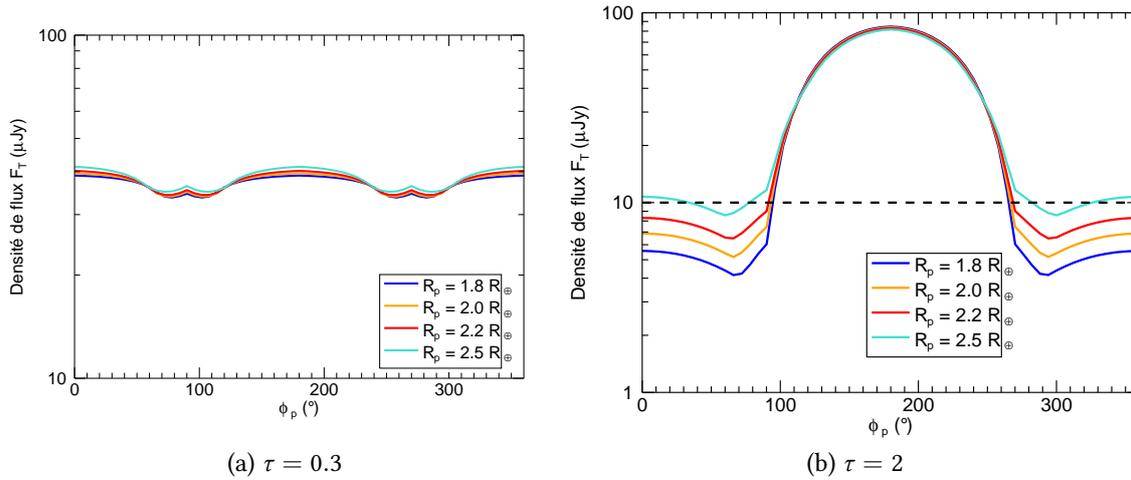
- le rayon de la planète  $R_p$
- les paramètres physiques des anneaux :
  - la profondeur optique  $\tau$ ,
  - les rayons internes et externes  $R_i$  et  $R_e$ . Pour simplifier,  $R_i$  est fixé à  $1.1R_p$ ,
  - la taille des particules  $s$ ,
  - l'albedo visible  $A_r$  qui est fixé à 0 ainsi que l'émissivité infrarouge  $\epsilon_r$  des anneaux, fixée à 1,
  - le facteur de rotation des particules de l'anneau  $f$ , fixé à 4.
- l'orientation des anneaux définie par les angles  $\theta_a$  et  $\Phi_a$

Le modèle mis en place permet bien de calculer automatiquement la signature orbitale du système en fonction des 14 paramètres totaux. Dans ce cas, Il y a 6 paramètres libres inconnus. On ne s'intéresse ici qu'à des anneaux de grosses particules.

**Influence du rayon planétaire** Jusqu'ici, dans tous les résultats présentés, la super-Terre modélisée a un rayon de  $2R_{\oplus}$ . Comme à masse et densité volumique de particules fixes, la limite de Roche ne dépend pas du rayon de la planète, le modifier revient uniquement à modifier le rapport des surfaces occupées par la planète et les anneaux (avec  $R_e = R_{Roche}$  et  $R_i = 1.1 R_p$ ). Pour un anneau optiquement fin, cela n'affecte que très peu l'émission thermique reçue avec un écart maximal de moins de  $2 \mu\text{Jy}$  entre les deux cas extrêmes soit environ 6.5% de la densité de flux moyenne reçue (figure 4.15).

Dans le cas d'anneaux optiquement épais, la différence n'est significative que quand la face non éclairée des anneaux est observée. Dans ces cas, la densité de flux reçue provient uniquement de la planète, et est donc proportionnelle à sa surface. Comme la planète n'est a priori pas détectable sans anneau, les portions de l'orbite où le rayon de la planète influe significativement sur la signature orbitale ne sont pas observables. Dans le cas présenté ici, il se trouve qu'une planète de 2.5 rayons terrestres est détectable sans anneau mais de façon générale, on suppose que ce n'est pas le cas.

**La signature orbitale du système ne permet donc a priori pas de contraindre le rayon de la planète.**



— **Figure 4.15** : Influence du rayon de la planète sur la densité de flux observée —

Les anneaux sont étendus de  $R_i = 1.1 R_p$  à  $R_e = R_{Roche} = 6.5 R_{\oplus}$ . Le rayon de la planète varie entre les deux valeurs déterminées par Seager et al. [2007] pour une planète de même composition que la Terre ( $R_p = 1.8 R_{\oplus}$ ) et une composition de 100% d' $H_2O$  ( $R_p = 2.5 R_{\oplus}$ ).

**Influence des paramètres physiques des anneaux** Comme discuté dans la section 4.3, les paramètres physiques qui influent sur l'émission des anneaux sont la surface effective  $S_{eff} = \tau \pi (R_e^2 - R_i^2)$  pour des anneaux optiquement fins, et l'étendue  $E_r = \pi (R_e^2 - R_i^2)$  dans le cas d'anneaux optiquement épais. La figure gauche 4.16 confirme (cf. section 4.3) qu'à surface effective fixe (ici  $S_{eff} = 2 S_p$ ) la signature orbitale d'anneaux fins change peu, alors qu'à contrario, sa valeur moyenne croît rapidement quand la surface effective  $S_{eff}$  augmente (cf. figure de droite 4.16).

Le profil de la signature orbitale change par contre très peu pour les différentes profondeurs optiques. En proportion, l'amplitude de la signature est d'environ 13 à 15% et en absolue entre  $2 \mu Jy$  (pour  $\tau = 0.1$ ) et  $7 \mu Jy$  (pour  $\tau = 0.4$ ). C'est donc une signature assez faible : en supposant que l'instrument ELT-METIS soit suffisamment sensible pour permettre de distinguer une variation de 13% pic à pic, elle serait tout juste discernable même si son maximum et son minimum sont observés. **La surface effective d'anneaux optiquement fins est donc directement liée à l'amplitude de la signature orbitale mais influe peu sur son profil.**

Le cas optiquement épais a une signature orbitale beaucoup plus marquée à cause du changement de face observée (face éclairée/face non éclairée) et des effets d'ombrage et d'occultation entre les particules (figure 4.17). La profondeur optique a une influence réduite sur la signature contrairement au rayon externe qui modifie considérablement son amplitude pic à pic (de  $5 \mu Jy$  pour  $R_e = 1 R_p$  à  $115 \mu Jy$  pour  $R_e = 4 R_p$ ). La portion de l'orbite où la face non éclairée est observée n'est que faiblement affectée puisque la densité de flux reçue provient essentiellement de la planète. **Les anneaux épais ont donc a priori une signature très marquée et essentiellement dépendante de leur étendue à orientation fixée.**

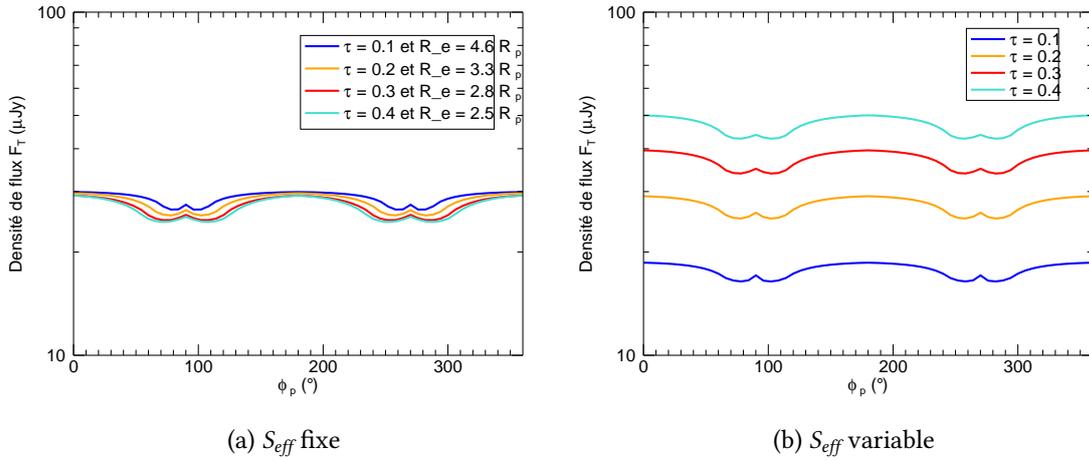


Figure 4.16 : Influence de la profondeur optique pour des anneaux fins

À gauche, la surface effective  $S_{eff} = \tau(R_e^2 - R_i^2)S_p$  est constante entre les différents cas et vaut 2. Chaque cas correspond à une combinaison différente de profondeur optique  $\tau$  et rayon externe des anneaux  $R_e$ . À droite, le rayon externe des anneaux est fixe ( $R_e = 3.3 R_p$ ) et la surface effective varie avec la profondeur optique ( $S_{eff} = 1, 2, 3$  et 4 pour respectivement  $\tau = 0.1, 0.2, 0.3$  et 0.4).

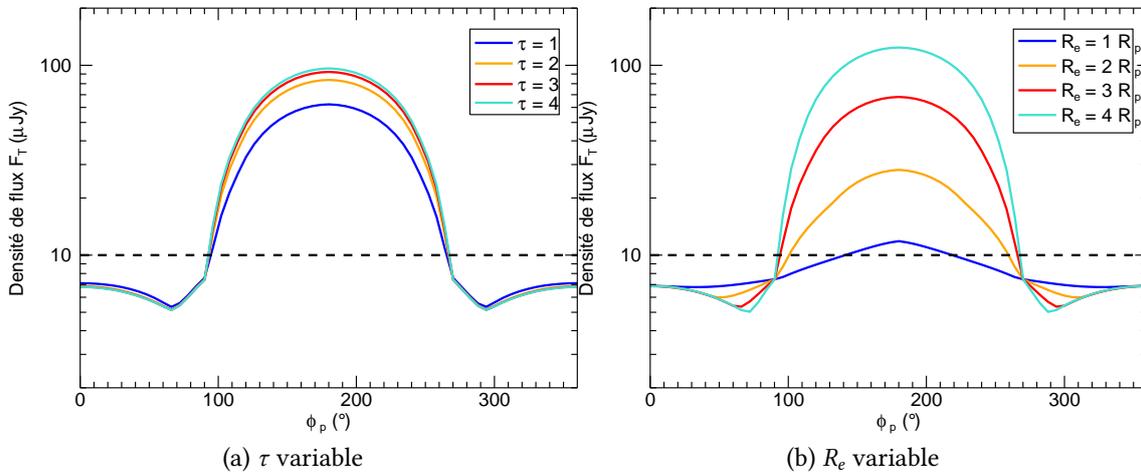


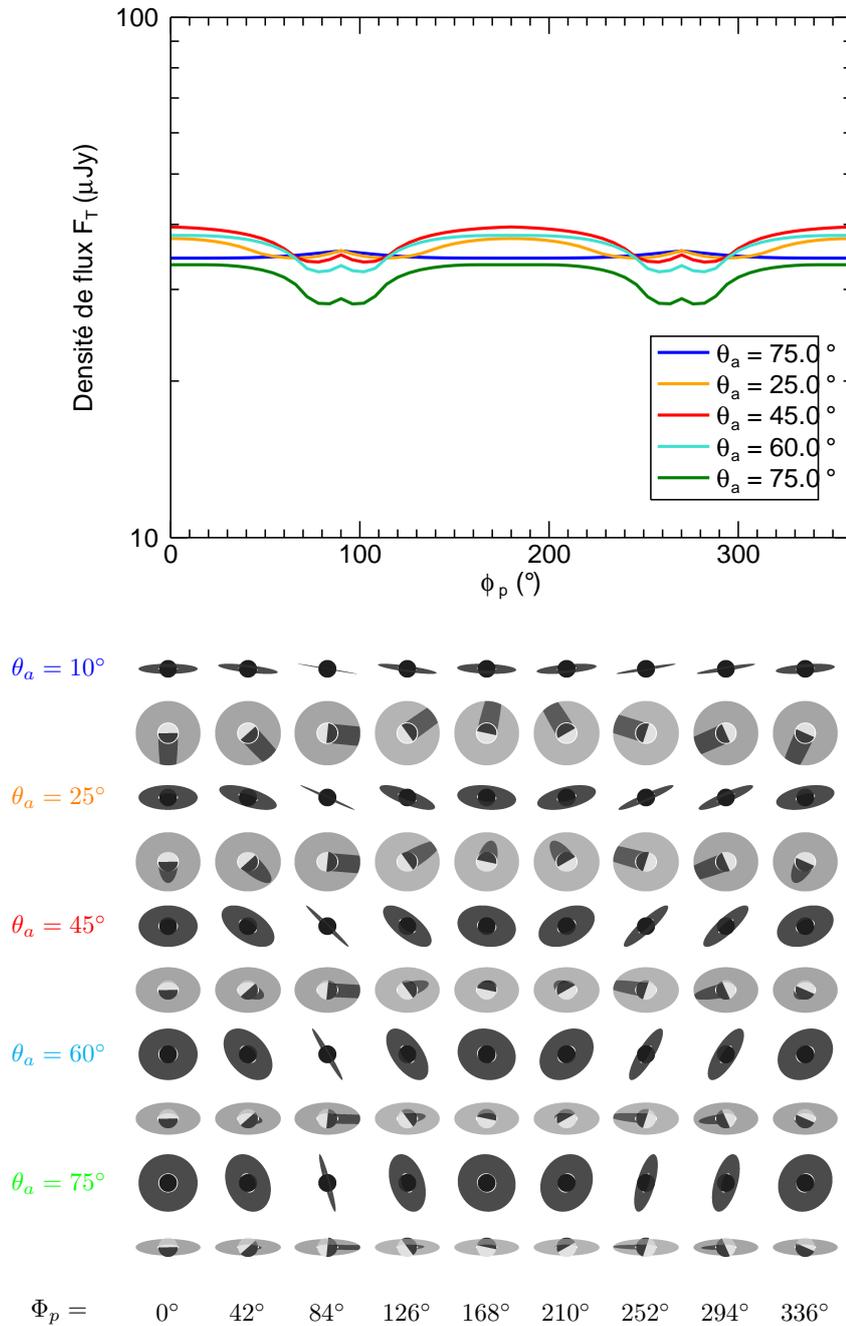
Figure 4.17 : Influence de la profondeur optique pour des anneaux épais

À gauche, la profondeur optique  $\tau$  varie pour un rayon externe fixe à  $R_e = 3.3 R_p$ . À droite, le rayon externe varie pour une profondeur fixe de  $\tau = 2$ .

**Influence de l'orientation des anneaux** Le dernier paramètre des anneaux affectant la signature orbitale est leur orientation, définie par les angles  $\theta_a$  et  $\Phi_a$ . Dans le cas d'une orbite circulaire, l'angle  $\Phi_a$  déphase simplement la signature par rapport à la position

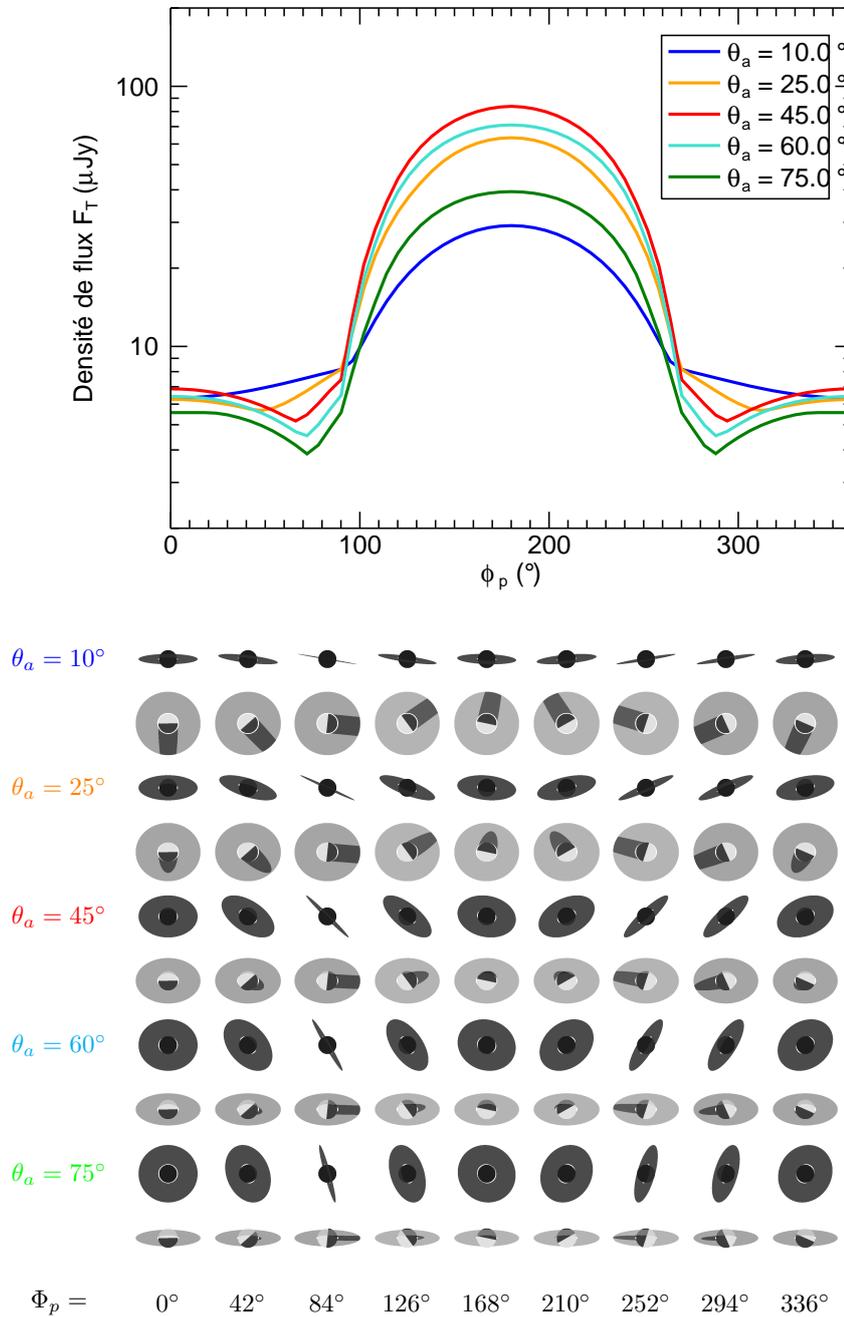
orbitale  $\Phi_p$ . L'inclinaison des anneaux par rapport au plan d'orbite  $\theta_a$  peut par contre avoir une influence importante ; peu inclinés, les ombres de la planète sur les anneaux et des anneaux sur la planète sont presque toujours maximales et varient peu et l'élévation solaire  $B_0$  reste toujours très faible le long de l'orbite. Dans le cas d'anneaux fins (figure 4.18), seuls les effets d'ombrage planète/anneaux interviennent : l'amplitude pic à pic de la signature augmente jusqu'à atteindre son maximum pour des anneaux inclinés à  $\theta_a = 45^\circ$ . Au delà, l'amplitude maximale de la signature diminue car du point de vue de l'observateur une partie de la planète est cachée par les anneaux. Comme les anneaux optiquement fins sont supposés monocouches, le même comportement se reproduit pour une inclinaison des anneaux  $\theta_a$  entre 0 et  $90^\circ$  ou entre  $90$  et  $180^\circ$ . **Ces variations du profil de la signature ou de son amplitude sont cependant faibles par rapport à celles induites par la surface effective.**

Dans le cas d'anneaux optiquement épais, c'est surtout la variation de la valeur maximale atteinte par l'élévation solaire  $B_0$  et de l'inclinaison des anneaux vis à vis de l'observateur qui modifient le profil de la signature, sauf quand la face non éclairée est observée ; pour cette situation, l'émission thermique varie d'un cas à l'autre car la planète est plus ou moins éclipsée ou occultée par les anneaux. On constate que les cas symétriques par rapport à une inclinaison de  $45^\circ$  seront probablement assez difficiles à discerner ; en effet, quand l'anneau est très peu incliné ( $\theta_a = 10^\circ$ ), il est plus froid que pour un anneau très incliné ( $\theta_a = 75^\circ$ ) car les particules s'ombrent beaucoup entre elles ( $\mu_0$  est faible). Cette différence de température est cependant partiellement compensée par le fait que l'observateur voit les anneaux presque de face pour l'inclinaison  $\theta_a = 10^\circ$  alors que pour  $\theta_a = 75^\circ$ , les particules s'occulent fortement entre elles du point de vue de l'observateur ( $\mu$  est faible). Enfin, comme l'émission thermique des anneaux épais est proportionnelle à  $\mu\pi(R_e^2 - R_i^2)$ , **ces signatures orbitales ne suffisent a priori pas à déterminer distinctement l'inclinaison des anneaux et leur étendue** bien qu'il serait possible de donner une valeur minimale du rayon externe  $R_e$  en supposant que  $\theta_a = 45^\circ$ .



— Figure 4.18 : Influence de l'inclinaison des anneaux dans un cas optiquement fin —

Les différentes courbes sont réalisées pour différentes inclinaisons  $\theta_a$  des anneaux pour une profondeur optique de  $\tau = 0.3$  et un rayon externe de  $R_e = 3.3 R_p$ . Les représentations du système donnent le point de vue de l'étoile (première ligne de chaque cas) et celui de l'observateur (seconde ligne de chaque cas). L'observateur voit toujours l'orbite du dessus.



— **Figure 4.19** : Influence de l'inclinaison des anneaux dans un cas optiquement épais —  
Identique à la figure 4.18 pour une profondeur optique de  $\tau = 2$ .

**Bilan : quels paramètres peuvent être déterminés ?** Ainsi, dans ce cas d'orbites circulaires observées par le dessus, moyennant une mesure de la densité de flux sur l'orbite complète et une signature orbitale suffisamment marquée (amplitude pic à pic supérieure à 13% de l'émission moyenne), il est possible de déterminer :

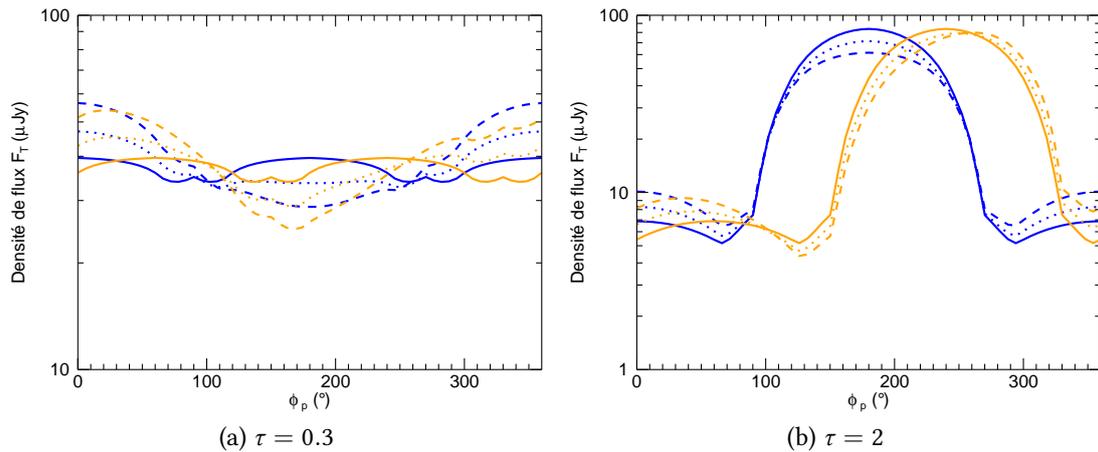
- dans tous les cas :
  - la position de l'équinoxe de la planète : autour du minimum des signatures
  - si l'anneau présente deux faces à des températures très différentes, c'est à dire s'il est optiquement épais ou optiquement fin grâce au profil et à l'amplitude de la signature
- dans le cas d'un anneau optiquement fin :
  - la surface efficace des anneaux à partir de la moyenne d'émission reçue
  - peu d'informations sur l'inclinaison des anneaux, qui ne modifie que faiblement la signature
- dans le cas d'un anneau optiquement épais :
  - une valeur minimale d'étendue des anneaux à partir de l'amplitude pic à pic, en supposant une inclinaison des anneaux favorables (ici  $\theta_a = 45^\circ$ )
  - peu d'informations sur la profondeur optique qui influe peu sur la signature orbitale photométrique

#### 4.7.2 Quelles signatures photométriques observées ?

En pratique, plusieurs facteurs compliquent l'interprétation des signatures orbitales. Tout d'abord, et même s'ils sont connus, les paramètres géométriques modifient fortement leur forme. Comme l'orientation des anneaux est inconnue, il n'est pas toujours facile de distinguer leurs effets de ceux des paramètres recherchés. L'excentricité, par exemple, masque fortement la signature d'anneaux optiquement fins (figure de gauche 4.20) rendant difficile la lecture des signatures. Son influence est moindre dans le cas d'anneaux épais (figure de droite 4.20) .

Ensuite, les performances instrumentales ne permettent pas toujours de mesurer la densité de flux du système sur tout l'orbite. Dans le cas d'anneaux optiquement fins, pour une orbite circulaire, ce ne sont a priori ni la sensibilité ni la limite de contraste instrumentale qui limitent l'observation de certaines portions de la signature. L'amplitude pic à pic de la signature est en effet relativement faible : dans la majorité des cas si le système est détectable suivant ces deux critères, il l'est sur toute l'orbite. Par contre, la résolution angulaire limite la portion d'orbite observable dans de nombreuses situations, comme l'illustre la figure 4.21 grâce à quelques exemples. Les situations où les paramètres géométriques rendent la détection impossible sur toute l'orbite sont cependant rares pour des anneaux optiquement fins (cf. section 4.5).

Dans le cas d'anneaux épais, toute la portion de l'orbite où la face non éclairée est observée est a priori non détectable soit environ 50%. Si en plus l'orbite est excentrique et



**Figure 4.20 :** Influence de l'excentricité

Les courbes bleues sont pour  $\Phi_a = 0^\circ$ , celles en jaune pour  $\Phi_a = 60^\circ$ . Les différentes courbes d'une même couleur sont pour différentes excentricités :  $e = 0$  (trait plein),  $e = 0.1$  (pointillés) et  $e = 0.2$  (tirets). Les anneaux sont inclinés de  $\theta_a = 45^\circ$  et étendus jusqu'à  $R_{roche} = 3.31R_p$ .

que la résolution angulaire restreint aussi la portion d'orbite observable, la signature orbitale observée se réduit assez rapidement à quelques positions orbitales (cf. figure 4.22). Ces anneaux étant très influencés par les paramètres géométriques, la portion d'orbite observable sera le plus souvent très limitée.

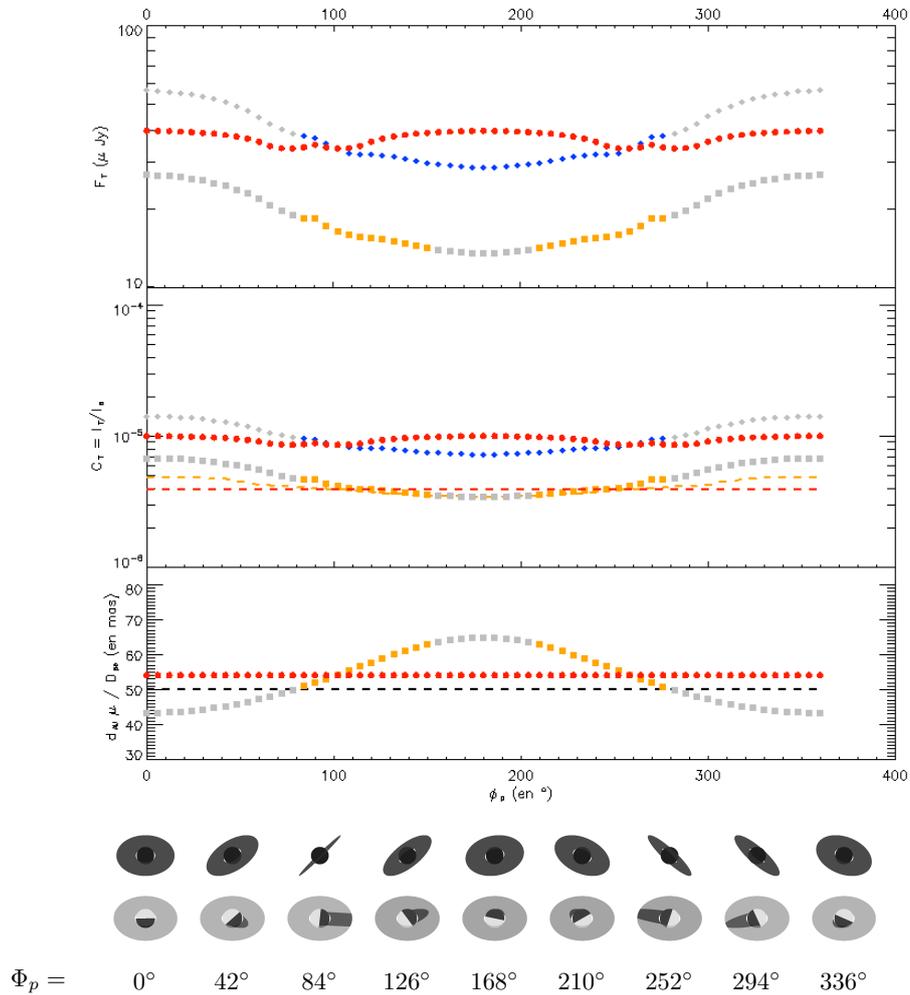


Figure 4.21 : Signatures observées dans trois cas d'anneaux fins

De haut en bas : densité de flux, contraste et séparation angulaire observés en fonction de la position orbitale. Les courbes en tirets donnent les performances instrumentales de ELT-METIS à la distance angulaire correspondante et celles en cercles, losanges ou carrés le résultat pour 3 cas particuliers. Les parties colorées des courbes correspondent aux portions observables de l'orbite avec l'instrument. La signature orbitale observable correspond donc aux parties colorées de la densité de flux (en haut). L'anneau modélisé a une profondeur optique de 0.3 (cas 1 en cercles et cas 3 en losanges) et 0.1 (cas 2 en carrés) et est étendu à  $R_e = 3.3 R_p$ . Les cas 2 et 3 ont une orbite excentrique de  $e = 0.3$ .

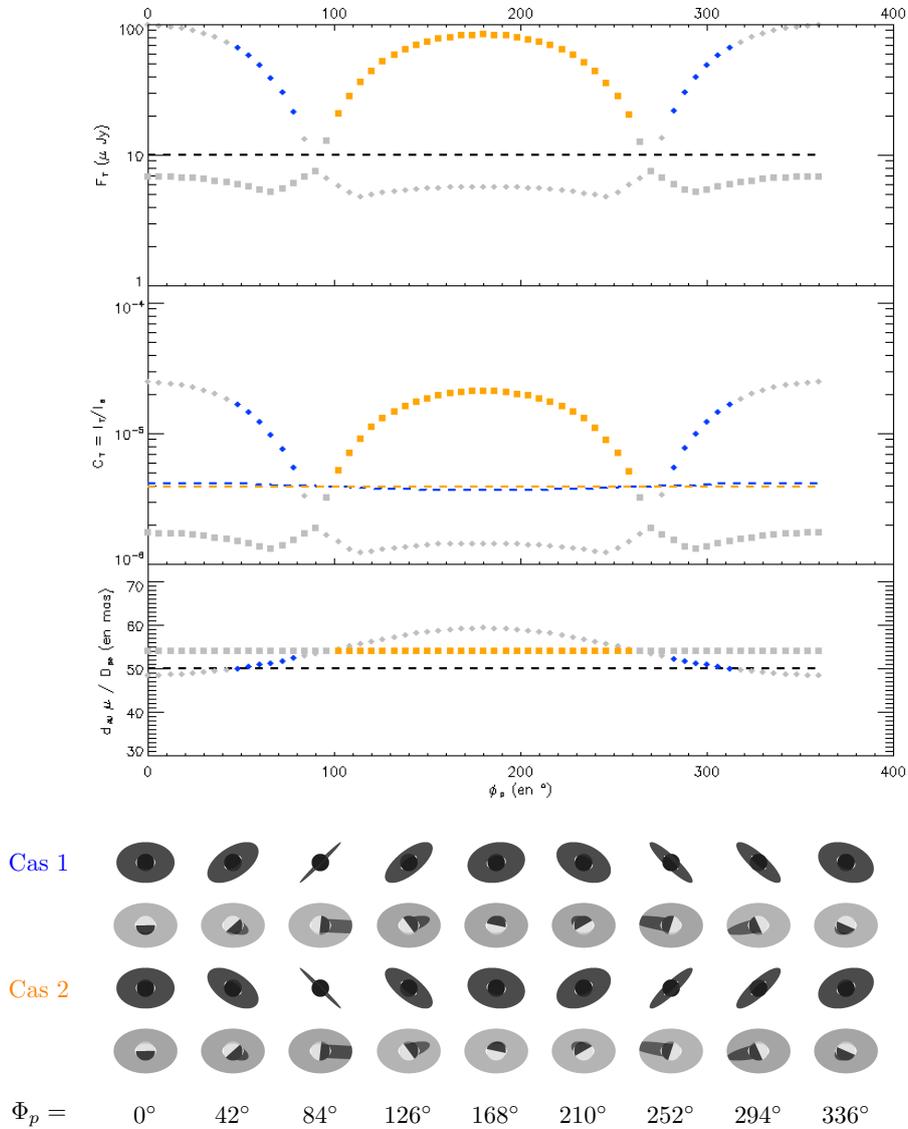


Figure 4.22 : Signatures observées dans deux cas d'anneaux épais

Comme précédemment pour un anneau épais à  $\tau = 2$ . Le premier cas (carré) est le cas référence, et le second cas (losange) correspond à un système en orbite excentrique avec  $e = 0.1$  et un anneau incliné à  $\theta_a = 135$ .

### 4.7.3 Un exemple d'application de la méthode

On suppose que des observations en imagerie directe ont été faites autour de l'étoile Gamma Pavonis et ont permis d'obtenir la signature orbitale représentée figure 4.23. Les paramètres supposés du système sont donnés dans le tableau 4.6.

Paramètre	Description	Valeur
<b>Étoile : Gamma Pavonis</b>		
D	Distance au Soleil	9.26 pc
$T_*$	Température effective de l'étoile	Simulée : 6140 K (F9) Mesurée : 6120 K (F9) [Jehin et al., 1999]
$R_*$	Rayon de l'étoile	Calculé (équation 2.7) : $1.19 R_\odot$ Mesuré : $1.15 \pm 0.04 R_\odot$ [Bruntt et al., 2010]
<b>Super terre</b>		
$M_p$	Masse de la planète	$10 M_\oplus$
$R_p$	Rayon de planète	entre 1.8 et 2.5 $R_p$
$d_{AU}$	Demi-grand axe	0.5 AU
$e$	Excentricité	0.01
	Période orbitale	environ 120 jours
<b>Observation</b>		
$i_s$	Inclinaison de l'orbite	$30^\circ$
$\omega_s$	Longitude de l'observateur	$130^\circ$
$\lambda_c$	Longueur d'onde centrale d'observation	10 $\mu m$

Table 4.6 : Paramètres supposés de l'exemple

L'amplitude pic à pic de cette portion de signature, de plus de  $20 \mu Jy$  soit 64% de la densité de flux observée en moyenne, est supérieure à d'éventuelles incertitudes de mesure, ce qui ne laisse pas de doutes sur son profil global : l'émission thermique de la planète atteint un maximum près du périapse de l'orbite à  $\Phi_p = 0^\circ$  et décroît ensuite très rapidement alors que l'orbite est très peu excentrique. La résolution angulaire permet de sonder les zones orbitales entre environ  $0^\circ - 80^\circ$  et  $80^\circ - 180^\circ$  mais aucune détection n'a été réalisée dans la seconde zone, ce qui suppose que l'objet observé est soit trop peu brillant soit que son contraste avec l'étoile n'est pas résolu par l'instrument. Cela définit donc des limites supérieures de sensibilité ou contraste : les systèmes modélisés pour reproduire la signature observée ne doivent pas présenter une densité de flux et un contraste qui dépassent les deux seuils de l'instrument sur la zone orbitale  $80^\circ - 180^\circ$ . Ces constatations permettent de procéder par élimination (cf. figure 4.24).

- Une planète sans anneau ...

- ... et isotherme ? Cette hypothèse est impossible car, en l'absence d'excentricité prononcée, la planète serait détectable sur toutes les zones orbitales permises par la résolution angulaire et la densité de flux ne varierait que très peu. De plus, il faut une planète de plus de  $4R_\oplus$  pour reproduire l'amplitude

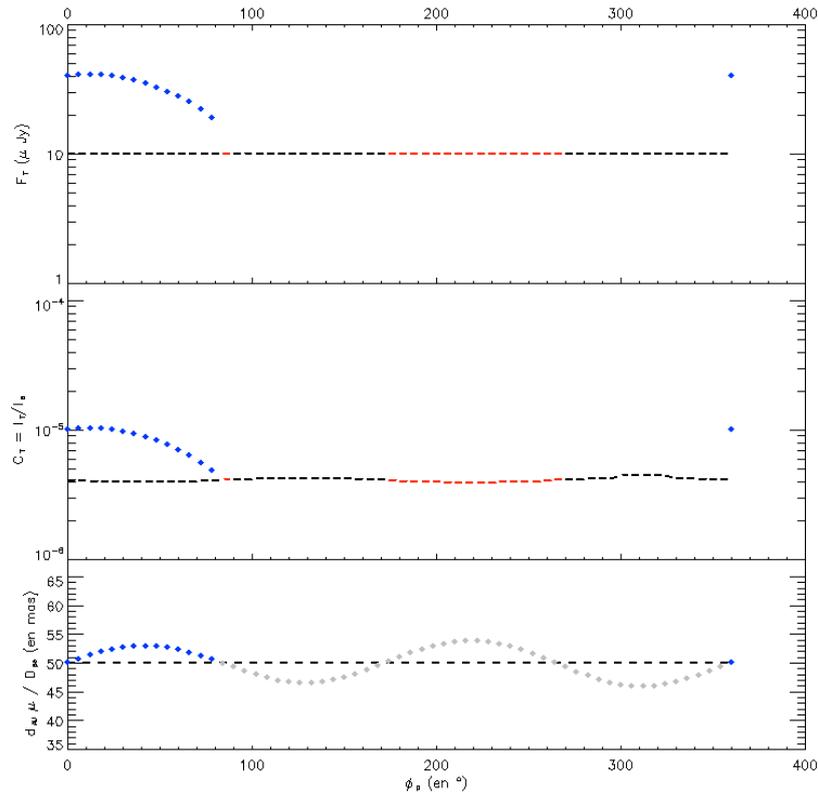


Figure 4.23 : Exemple 1 : signature observée

Seules les parties de courbes représentées correspondent à des détections. Les seuils de détection sont représentés en tirets. Les parties noires de ces courbes correspondantes aux zones où les contraintes en sensibilité et contraste de l'instrument n'apportent pas d'informations supplémentaires alors que les zones en tirets rouges indiquent les portions de l'orbite où une de ces contraintes est une limite haute, c'est à dire que le système n'est pas détectable soit à cause d'un contraste trop important soit à cause d'une densité de flux trop basse. La courbe de séparation angulaire (en bas) se détermine entièrement à partir des paramètres connus du système, c'est pourquoi elle est représentée en entier.

maximale observée, soit une densité volumique moyenne inférieure à celle de Saturne.

- ... avec des phases très prononcées, c'est à dire une face chauffée et une face à 0K? Cela permet de reproduire à peu près la forme de la signature sur la première zone angulairement observable (entre  $0^\circ - 80^\circ$ ) mais nécessite comme dans le cas précédent une planète avec un rayon très important. De plus, la simulation montre que la planète devrait être aussi détectable entre  $80^\circ - 180^\circ$ .
- **Un anneau fin autour d'une super-Terre?** Comme pour une planète isotherme, en l'absence d'excentricité, la signature d'un anneau fin n'est pas assez prononcée pour

reproduire celle observée. De plus, la signature d'un anneau fin est périodique, de telle façon qu'il ne pourrait pas être détecté dans la première zone observable sans l'être dans la seconde.

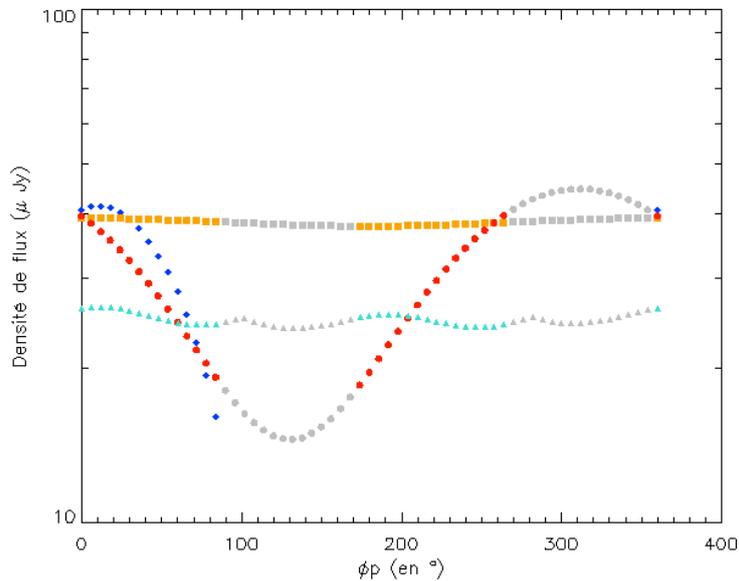


Figure 4.24 : Exemple : ni une planète seule ni une planète avec anneau fin

La courbe en losanges bleus correspondant à la signature observée. Les parties en couleur des trois autres courbes correspondent aux signatures observées dans deux cas de planètes sans anneau et un cas de super-Terre entourée d'un anneau optiquement fin. En cercles, il s'agit de la densité de flux émise par une planète isotherme de rayon  $4.3 R_{\oplus}$  et en losanges de celle d'une planète avec un facteur de rotation de 2 (un hémisphère chauffé, et un hémisphère à 0 K) pour un rayon de  $4 R_{\oplus}$ . La courbe en triangle est la densité de flux émise pour une super-Terre entourée d'un anneau optiquement fin de profondeur optique  $\tau = 0.3$  et étendu jusqu'à  $R_e = 2.7 R_p$ .

Par élimination, la signature observée est donc celle d'un anneau épais. Il pourrait bien entendu y avoir des solutions en dehors des cas planètes sans anneau/planètes avec anneau comme une planète entourée d'un gros satellite ou encore un nuage de poussières autour de la planète (comme suggéré pour Fomalhaut b). Cependant la présence d'un unique maximum détectable sur une orbite circulaire suggère fortement une structure plane, comme un anneau, avec un changement de la face observée, ce qui semble éliminer une structure sphérique comme un nuage de poussières. Le cas d'un gros satellite semble aussi peu probable car s'il faut une planète de  $4 R_{\oplus}$  pour reproduire le flux observé, il faut que la surface cumulée du satellite et de la planète atteigne une surface équivalente, ce qui nécessite une planète d'environ  $R_p = 3.8 R_{\oplus}$  dans le cas d'un ratio rayon du satellite sur rayon de la planète de 0.3, ce qui reste encore très large par rapport au rayon attendu (entre  $1.8$  et  $2.5 R_p$ ).

En supposant qu'il s'agit donc bien d'un anneau épais, d'autres informations peuvent

être extraites de la signature. Comme la position orbitale  $\Phi_p = 10^\circ$  semble être un maximum, on peut dire que l'équinoxe est autour de  $\Phi_p = 100^\circ$ . Cela donne aussi accès à des informations sur les angles définissant l'orientation des anneaux :  $\Phi_a$  est proche de  $10^\circ$  et  $\theta_a$  est entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . À ce stade, il reste 5 paramètres à déterminer :

- le rayon de la planète  $R_p$ , compris entre théorie entre  $1.8$  et  $2.5 R_\oplus$  ;
- la profondeur optique des anneaux  $\tau$ , supérieure à  $1$  ;
- l'étendue des anneaux, qu'on teste en faisant varier leur rayon externe  $R_e$  ;
- l'albedo visible  $A_r$ , qu'on fixe à  $0$  : cela donne une température maximale ;
- l'inclinaison des anneaux  $\theta_a$  comprise entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ .

Le rayon de la planète et la profondeur optique des anneaux influencent peu la signature d'anneaux optiquement épais. On les fixe donc à  $R_p = 2 R_\oplus$  et  $\tau = 2$ . On cherche à déterminer le rayon externe et l'inclinaison des anneaux. La figure 4.25 montre 6 cas de combinaisons de ces deux paramètres. On constate qu'il n'est pas possible d'encadrer la valeur du rayon externe, mais simplement d'en donner une valeur minimale. La figure montre qu'il est au moins supérieur à  $2 R_p$  car la densité de flux émise par un tel système atteint son maximum pour une inclinaison de  $\theta_a = 135^\circ$  mais reste inférieure à la signature observée. On peut affiner ce résultat jusqu'à une valeur minimale :  $R_e > 2.3 R_p$  pour la profondeur optique et l'albedo visible considéré ( $\tau = 2$  et  $A_r = 0$ ). Même avec une profondeur optique plus élevée ( $\tau = 5$ ), les anneaux ne peuvent pas avoir un rayon externe inférieur à  $R_e = 2.1 R_p$ . En testant différentes combinaisons, on peut aussi observer que pour un rayon externe supérieur à environ  $3 R_p$ , l'anneau est forcément peu incliné ( $\theta_a > 135^\circ$ ). Si on suppose que les anneaux sont au plus étendus à la limite de Roche, on peut donner une valeur maximale de l'inclinaison des anneaux  $\theta_a < 165^\circ$ .

Il est aussi possible de déterminer une valeur maximale du rayon de la planète grâce à la zone orbitale de non détection entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . L'émission du système quand la face non éclairée est observée est un peu près égale à celle de la planète. L'absence de détection donne donc une indication sur son rayon maximum (en supposant que son albedo visible vaut  $0.3$ ). On suppose que la planète est ombrée et occultée au maximum par les anneaux (soit  $30\%$  de surface ombrée et  $30\%$  de surface occultée, cf section 3.3.1). La planète ainsi modélisée ne doit pas être détectable entre  $\Phi_p = 90^\circ$  et  $180^\circ$ . Cela nous donne un rayon maximal de  $R_p < 3.8 R_\oplus$  pour une planète isotherme. Les observations ne permettent donc pas de bien contraindre le rayon de la planète.

**Bilan** Avec la seule signature orbitale à  $\lambda_c = 10 \mu m$ , il n'est a priori pas possible d'en dire plus sur les anneaux. L'ensemble des informations collectées sur le système est rappelé dans le tableau 4.7 et comparé aux valeurs utilisées pour la simulation. On a pu déterminer que :

- la planète est entourée d'anneaux optiquement épais ( $\tau > 1$ ) grâce à l'amplitude de la variation de densité de flux et aux non-détections entre  $\Phi_p = 90^\circ$  et  $180^\circ$  ;

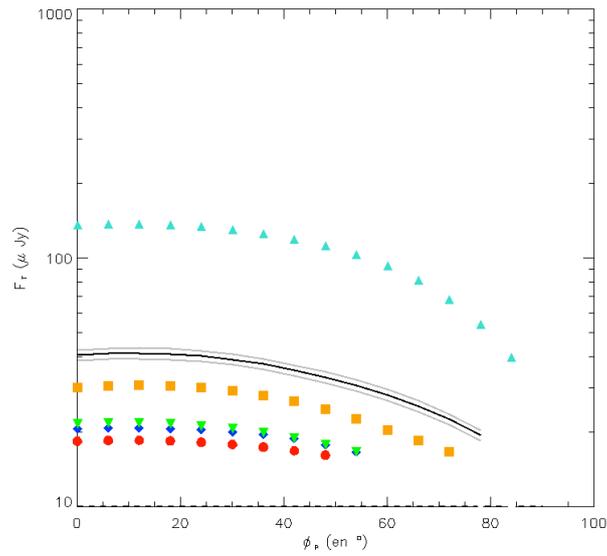


Figure 4.25 : Exemple : Recherche du rayon externe et de l'inclinaison

Les systèmes modélisés sont pour des rayons externes et inclinaisons d'anneaux de  $R_e = 2 R_p$  et  $\theta_a = 100^\circ$  (bleu),  $R_e = 2 R_p$  et  $\theta_a = 135^\circ$  (orange),  $R_e = 2 R_p$  et  $\theta_a = 160^\circ$  (rouge),  $R_e = 4 R_p$  et  $\theta_a = 135^\circ$  (cyan) et  $R_e = 4 R_p$  et  $\theta_a = 175^\circ$  (vert). La signature observée est représentée en trait plein noir.

- les anneaux sont étendus au moins entre  $1.1$  et  $2.1 R_p$  pour  $R_p = 2 R_\oplus$  grâce au maximum de la densité de flux reçue ;
- les anneaux sont orientés tel que  $\Phi_a \sim 10^\circ$  grâce à la position orbitale du maximum d'émission et sa valeur a permis de contraindre l'inclinaison des anneaux  $\theta_a$ .

Paramètres	Valeurs déduites	Valeurs du modèle
Rayon de la planète $R_p$	$< 3.8 R_p$ ( $< 2.5 R_p$ en théorie)	$1.9 R_p$
Profondeur optique $\tau$	$> 1$	$2.1$
Étendue	$R_e > 2.1 R_p$ avec $R_p = 2 R_\oplus$	$R_e = 2.8 R_p$
Orientation des anneaux	$\theta_a \in [90^\circ, 180^\circ]$ ( $\in [135^\circ, 165^\circ]$ ) $\Phi_a \sim 10^\circ$	$\theta_a = 155^\circ$ $\Phi_a = 11^\circ$

Table 4.7

Comparaison des informations du système avec celles déterminés grâce à la signature orbitale.

Pour obtenir ces informations, il suffit donc de connaître la position orbitale  $\Phi_p^{max}$  et la valeur du maximum de la signature orbitale et d'avoir constaté des non détections à la position orbitale diamétralement opposée  $\Phi_p = \pi + \Phi_p^{max}$ , soit 4 ou 5 observations,

si on suppose qu'il faut au moins une observation de part et d'autre du maximum pour l'identifier. Tous les paramètres orbitaux du système sont supposés connus et donc la zone orbitale accessible par la résolution angulaire peut être déterminée. Comme elle est relativement limitée dans cet exemple, on peut imaginer qu'il soit possible d'approcher de ce nombre d'observations minimum et donc de faire les déductions précédentes sur le système à partir de 4 ou 5 observations.

Le cas d'un anneau optiquement fin serait très différent. La signature de ces anneaux est bien moins prononcée et en dehors du surplus d'émission qu'ils engendrent, **ils sont a priori plus difficilement identifiables**, notamment dans le cas d'une orbite excentrique. L'absence de fortes variations de la densité de flux émise par le système est cependant inhérente au modèle d'anneaux optiquement fins choisis. Dans un cas réel, on peut imaginer que la température des particules diminue significativement quand l'élévation stellaire décroît (à l'approche de l'équinoxe), et que l'émission du système diminue donc de façon prononcée. Cet effet d'ombrage entraînerait donc deux variations très localisées autour des équinoxes de la densité de flux reçue du système, ce qui supposerait de faire de nombreuses observations pour les détecter.

Une autre possibilité, non étudiée dans ce manuscrit, pour caractériser les anneaux consisterait simplement à des observations spectroscopiques. Cela pourrait notamment permettre de déterminer la taille des particules, dont l'émission thermique est maximale pour des longueurs d'onde proche de leur taille (cf section 3.2.2).



## Conclusions et perspectives

---

5.1	Conclusions . . . . .	141
5.2	Discussions et perspectives . . . . .	144

---

### — 5.1 — Conclusions —

Dans cette thèse, nous avons développé un modèle permettant de simuler l'émission thermique d'une planète et de ses anneaux quelques soient l'inclinaison des anneaux, la position de la planète sur son orbite et le point de vue de l'observateur. Il nous a permis de montrer qu'il sera possible de détecter et de caractériser des anneaux autour de super-Terres. Dans l'optique d'une campagne d'observations futures, nous avons montré que :

► **L'instrument ELT-METIS disposera des performances requises.**

L'observation en imagerie directe infrarouge d'anneaux autour de planètes irradiées comme les super-Terres requiert la combinaison d'une haute résolution angulaire et d'un haut contraste accessible uniquement par des instruments installés sur des ELT (pour les télescopes monopupille). Par exemple, MIRI, l'imageur infrarouge sur le JWST n'aura pas une résolution angulaire suffisante pour observer ces objets. L'instrument ELT-METIS, par contre, disposera de ces pré-requis et donnera accès à au moins une dizaine d'étoiles-cible dans le cas référence pour des anneaux optiquement fins ( $\tau = 0.2$ ) comme épais ( $\tau = 2$ ) et ceux même si ses performances finales sont moins bonnes que celles estimées ici. Adapté au GMT ou au TMT, cet instrument serait limité à moins de 10 étoiles-cible. L'observation

en infrarouge thermique d'anneaux autour de super-Terres entre 0.5 et quelques unités astronomiques est donc une niche observationnelle pour ELT-METIS.

► **Il sera possible d'observer ..**

... **les étoiles chaudes et proches du Soleil**

Toutes les super-Terres autour des étoiles du voisinage solaire n'ayant pas encore été découvertes, il n'est pas possible de lister véritablement les étoiles à cibler. Nous avons cependant montré que les étoiles les plus favorables aux observations avaient un haut rapport température sur distance au Soleil et nous les avons séparées en quatre groupes. Les étoiles les plus froides (M5 à K5) constituent le premier groupe de dix à vingt étoiles-cible. Situées à moins de 10 *pc* du Soleil, elles permettent d'observer des super-Terres entourées d'anneaux dans une zone orbitale proche (sous 0.7 *AU*). Les deux groupes suivants sont composés respectivement de 10 à 30 étoiles-cible de type spectral entre K4 et G0 situées entre 10 et 25 *pc* du Soleil et de 8 à 32 étoiles-cible de type spectral F situées entre 10 et 30 *pc* du Soleil. Enfin, le dernier groupe, les étoiles-cible de type spectral A, sont parsemés sur les 30 *pc* étudiées. Les plus proches peuvent permettre l'étude d'exoanneaux dans des zones orbitales très larges (jusqu'à 5 ou 6 *AU*). Toutes ces étoiles constituent plusieurs dizaines d'étoiles-cible pour des anneaux denses (i.e.  $\tau > 0.1$ ) étendus jusqu'à la limite de Roche de la planète. En outre, les étoiles binaires, toutes retirées de l'échantillon, pourraient constituer des cibles supplémentaires.

... **avec une super-Terre en orbite de durée moyenne ( $< 1$  an).**

La zone orbitale dans laquelle un tel système d'anneaux est détectable varie d'une étoile à l'autre, mais correspond globalement à des périodes orbitales entre 30-50 jours pour les plus courtes à 2 ou 3 années pour les plus longues. Les observations autour des longueurs d'onde de 5  $\mu m$  et 10  $\mu m$  se complètent et permettent d'observer respectivement les zones proches et les zones plus éloignées autour de l'étoile. Les observations à 20  $\mu m$  pourraient aussi permettre d'étendre la zone orbitale observable mais sont limitées à l'étude de moins d'une dizaine d'étoiles-cible pour des anneaux optiquement épais ( $\tau \geq 1$ ), étendus au moins jusqu'à la limite de Roche de la planète. Le recoupement des étoiles-cibles et des super-Terres connues permet d'identifier d'ores et déjà trois super-Terres situées dans la zone observable d'étoiles cibles : HD20974 c (2.4  $M_{\oplus}$ ), HD20974 d (4.7  $M_{\oplus}$ ) et Gl 581 d (6  $M_{\oplus}$ ).

► **De telles observations permettraient de détecter ...**

... **des anneaux denses ( $\tau > 0.1$ ) similaires aux anneaux principaux de Saturne.**

Il s'agit non seulement de détecter le système planète et anneaux mais aussi d'être capable de le discerner d'une planète plus grosse sans anneau. Ce second point n'est pas facilement discutable car il dépend des observations réalisées. Cependant, nous avons montré que les super-Terres ne sont pas détectables dans la plupart des cas sans anneau alors qu'elles peuvent l'être

avec, ce qui permet une forme simple de discrimination. Nous avons découpé le groupe des anneaux denses en deux sous-groupes : optiquement fins ( $0.1 < \tau < 0.4$ ) et optiquement épais ( $\tau > 1$ ). Étendus jusqu'à la limite de Roche, les anneaux optiquement fins sont détectables autour d'une dizaine d'étoile-cibles dès une profondeur optique de 0.1. Il est difficile de discerner ce genre d'anneaux pour des étendues ou des profondeurs optiques inférieures. S'ils sont faits de poussières, les meilleures longueurs d'onde d'observation sont celles avoisinant la taille des particules. Dans cette situation, les anneaux peuvent être beaucoup plus brillants que pour de grosses particules. L'émission des anneaux optiquement fins dépend peu des géométries d'éclairage et d'observation : si une super-Terre présente un anneau optiquement fin détectable par ces caractéristiques physiques et sa température, il y a de fortes chances ( $> 80\%$ ) qu'elle passe par une position observable pendant son orbite. Les anneaux optiquement épais sont détectables dès une étendue proche de ceux de l'anneau B de Saturne (mis à l'échelle). Le changement de face éclairée/non éclairée fait qu'ils ont une signature orbitale prononcée et pouvant être observée par ELT-METIS, ce qui permet de les distinguer du cas d'une planète sans anneau mais restreint aussi la zone orbitale où ils sont détectables. En effet, l'émission reçue de ces anneaux dépend fortement des géométries d'éclairage et d'observation, environ 30% des géométries sont observables.

... **des anneaux diffus optiquement plus épais que ceux du Système Solaire** ( $\tau > 0.01$ ).

Dans le système Solaire, les anneaux diffus ont une profondeur optique très faible ( $\tau \leq 10^{-5}$ ) mais sont très difficiles à détecter. C'est évidemment aussi le cas pour les exoanneaux de ce type. Il faut une profondeur optique au moins de  $\tau = 0.01$  et des anneaux étendus jusqu'à  $10 R_p$  pour qu'ils modifient significativement l'émission de la planète. Comme l'émission des anneaux optiquement fins dépend principalement de leur surface effective  $S_{eff} = \tau E_r$ , ils seront de plus difficilement discernable de cas d'anneaux denses optiquement fins.

► **Plusieurs observations du système peuvent permettre de caractériser ...**

... **les anneaux**

Le suivi du système grâce à plusieurs observations le long de l'orbite peut permettre d'obtenir des informations sur les anneaux. Les anneaux optiquement épais présentent les signatures orbitales les plus prononcées avec des amplitudes pic à pic de plusieurs dizaines de microjanskys. Si les paramètres orbitaux sont connus, 4 ou 5 observations dont 2 séparées de  $180^\circ$  sur l'orbite peuvent suffire à discriminer une planète entourée d'un anneaux optiquement épais d'une planète seule ou avec un anneau optiquement fin et permettre de déterminer une valeur minimale de l'étendue des anneaux ainsi que des contraintes sur leur orientation. Dans le cas optiquement fin, la signature orbitale est nettement moins prononcée (amplitude autour de 12 %

de la valeur moyenne). Cela les rend difficilement discernable d'une planète seule dans les cas d'anneaux les moins étendus ou d'autres environnements planétaires dans les autres cas. Il est donc au mieux possible d'estimer leur étendue.

... **la planète**

Avec plusieurs observations sur l'orbite de la planète, il est possible de discriminer les anneaux denses ( $\tau > 0.1$ ) optiquement fins des anneaux optiquement épais. Leur présence indique que la planète a probablement subi un cataclysme conduisant à leur formation. La présence d'anneaux optiquement épais et l'observation de leur signature orbitale permet aussi de restreindre l'inclinaison des anneaux et donc l'obliquité de la planète.

## — 5.2 — Discussions et perspectives

Le travail réalisé a permis d'ouvrir la discussion sur l'étude des anneaux autour de super-Terres en montrant la faisabilité de telles observations en imagerie directe infrarouge. Cependant, de nombreux ajouts peuvent être apportées au modèle numérique mis en place. Il serait possible de le compléter en traitant les cas intermédiaires de profondeurs optiques (pour  $\tau$  entre 0.4 et 1) mais aussi en permettant de simuler des systèmes d'anneaux de différentes profondeurs optiques autour d'une même planète pour étudier comment cela influe sur les signatures orbitales. De plus, le travail des signatures orbitales peut être approfondie en étudiant la complémentarité d'observations à différentes longueurs d'onde en infrarouge moyen. Dans l'optique de son application à des observations, il serait nécessaire d'avoir un simulateur numérique capable de rechercher automatiquement les paramètres des anneaux et de la planète du système dont l'émission thermique reproduit le mieux les observations.

### ➤ Des anneaux autour des géantes gazeuses extrasolaires

Une autre extension possible du modèle serait de l'adapter aux géantes gazeuses. Les premières détections d'exoanneaux seront probablement réalisées sur ces planètes (si ce n'est pas déjà fait avec Fomalhaut b), autour desquelles on s'attend naturellement à en trouver. La difficulté de ces planètes est plus de discerner le cas d'une planète sans anneau de celui d'une planète avec anneaux que de détecter le système. De plus, en fonction de la proximité à l'étoile et de son âge, l'importance des contributions du bilan thermique des particules de l'anneau change. Par exemple, pour une géante gazeuse jeune et loin de son étoile, le principal contributeur au chauffage de l'anneau est la planète. La différence de température entre les deux faces de l'anneau est alors quasi nulle et étendre les anneaux augmente peu leur émission en infrarouge moyen puisque seule la partie proche de la planète est chauffée. Dans ces cas, il pourrait être intéressants de les observer avec des instruments comme SPICA-SAFARI ou SPICA-MIRACLE en infrarouge plus lointain ( $\lambda_c \sim 30 - 50 \mu m$ ) où les anneaux émettent le plus comme pour le cas de Fomalhaut b (cf annexe A).

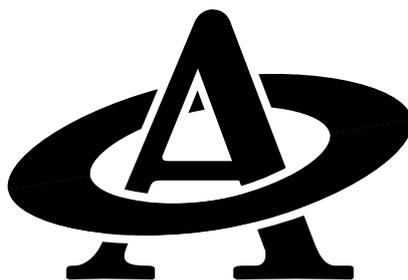
➤ **Sur les possibilités à d'autres longueurs d'onde ou avec d'autres méthodes**

D'autres bandes spectrales et d'autres méthodes d'observation seraient intéressantes à explorer, notamment l'étude de la lumière diffusée par le système (potentiellement permise par des instruments comme VLT/SPHERE ou ELT-EPICS à plus long terme) pourrait fournir des informations complémentaires. Comme l'ont montré Arnold and Schneider [2004], la structure plane des anneaux conduit à de nombreuses signatures orbitales en photométrie visible. Ainsi, alors que les anneaux optiquement fins peu étendus sont difficiles à discerner en infrarouge thermique à cause de l'absence de différences de température entre la face éclairée et la face non éclairée, ils présentent une signature marquée en visible causée par le changement de face.

L'observation en transit d'un système planète et anneaux présente aussi de nombreux intérêts. En supposant une grande précision de la courbe de transit, il pourrait être possible de déterminer l'étendue des anneaux grâce à la durée du transit et même les variations radiales de leur profondeur optique en étudiant les variations de la pente de la courbe. Le modèle réalisé, notamment la partie simulant une représentation géométrique du système, pourrait être repris pour modéliser des transits primaires. Il pourrait aussi être exploité dans sa quasi-totalité pour la simulation de transits secondaires en infrarouge.

Dans les prochaines années, les observations en imagerie directe et en transit nous révéleront si les anneaux planétaires sont monnaie courante autour des géantes gazeuses et notamment si les Jupiter chaudes peuvent en avoir. Ces informations, dans le cas de détections, soutiendront l'existence et la persistance d'anneaux composés de roches et donneront un relief nouveau au travail réalisé dans ce manuscrit, à moins bien sûr, que d'ici là, l'observation fortuite d'une super-Terre beaucoup trop brillante s'en charge ...





## Le cas de l'exoplanète Fomalhaut b

---

A.1	Historique . . . . .	147
A.2	Problématique . . . . .	148
A.3	Adapter le modèle à Fomalhaut et modélisation en visible . . . . .	149
A.4	Résultats . . . . .	151

---

L'observation débattue de Fomalhaut b pourrait représenter la première détection d'exoanneaux. Elle a été observée de nombreuses fois, permettant de définir l'émission du système à trois longueurs d'onde différentes et de la contraindre avec plusieurs limites supérieures à d'autres longueurs d'onde. Dans cette annexe, on propose une adaptation et une application du modèle thermique présenté dans ce manuscrit pour une géante gazeuse et on le complète par une modélisation simple de l'émission d'anneaux en visible afin de pouvoir déterminer le spectre d'une planète entourée de ses anneaux en lumière diffusée comme en émission thermique. Cela nous permet de discuter de la vraisemblance de l'hypothèse d'anneaux autour de la planète et d'idées pour la confirmer.

### — A.1 — Historique —

L'étoile Fomalhaut est une étoile chaude de type spectral A3V et d'âge estimé entre 100 et 400 *Myr* [Barrado y Navascues, 1998, Mamajek, 2012] située à 7.69 *pc* du Soleil. Elle est entourée d'un disque de débris étendu de 133 *AU* à 158 *AU* de l'étoile. En 2005, Kalas et al. [2005] estiment que ses bords internes abruptes ainsi que le décalage de son centre géométrique par rapport à l'étoile pourraient être causés par la présence d'une planète en orbite près du bord interne du disque. En 2008, deux observations consécutives d'une

source ponctuelle près de celui-ci semblent valider cette hypothèse. Elles ont donc été interprétées comme l'image directe d'une planète, baptisée Fomalhaut b [Kalas et al., 2008] (cf figure A.1). Cette planète orbite à 119  $AU$  de son étoile et à 18  $AU$  du bord interne du disque de débris. C'est a priori une géante gazeuse, de masse inférieure à 3 fois celle de Jupiter [Kalas et al., 2008].

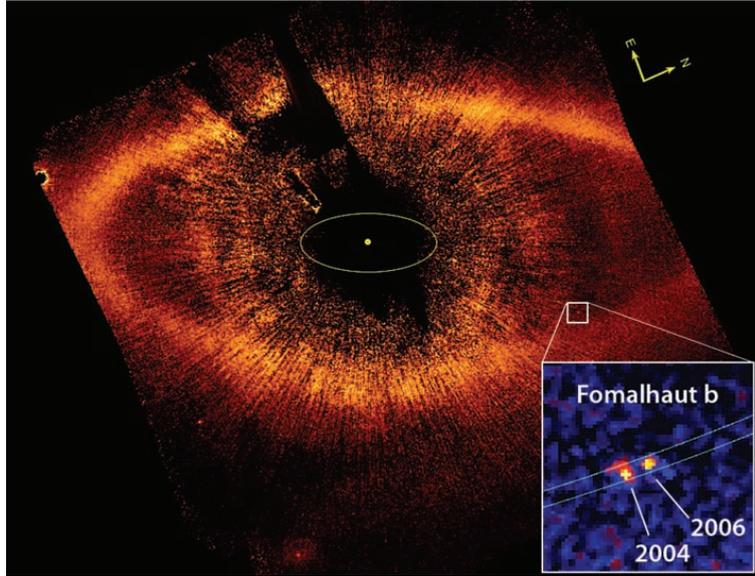


Figure A.1

Observations de Fomalhaut et de sa planète prises en 2004 et 2006 par le HST [Kalas et al., 2008].

Son existence est cependant très discutée : alors qu'elle est bien plus brillante en visible qu'est supposée l'être une planète gazeuse de cette masse et âge, elle n'a jamais été détectée en proche infrarouge dans les bandes  $H$  et  $L_p$ , où son émission est pourtant supposée être maximale [Kalas et al., 2008, Marengo et al., 2009, Janson et al., 2012] (cf. le tableau A.1 qui récapitule les détections et les non-détections).

Plusieurs propositions ont été faites pour expliquer ces observations. Kalas et al. [2008] proposent l'hypothèse d'un anneau planétaire très étendu entourant la planète (rayon externe entre 16 et 35  $R_p$ ). Le cas d'un nuage de poussière autour de la planète est aussi suggéré, et soutenu quelques années plus tard par Janson et al. [2012]. Ce sont les deux principales solutions proposées mais d'autres existent comme la présence d'une nuée de satellites autour d'une planète de 2 à 100 masses terrestres [Kennedy and Wyatt, 2011].

## A.2 – Problématique

La planète Fomalhaut b est donc peut-être la première exoplanète autour de laquelle des anneaux planétaires ont été détectés. Elle illustre cette situation, présentée dans ce

Instruments	Longueur d'onde	Densité de flux	Références
HST Filtre F435W	0.435 $\mu m$	0.36 $\mu Jy$ ( $< 0.87 \mu Jy$ )	Galicher et al. [2013]  (Kalas et al. [2008])
HST Filtre F606W	0.606 $\mu m$	0.63 $\mu Jy$ (0.61 $\mu Jy$ )	
HST Filtre F814W	0.814 $\mu m$	0.43 $\mu Jy$ (0.29 $\mu Jy$ )	
Spitzer/IRAC	3.6 $\mu m$	$< 0.5 mJy$	Marengo et al. [2009]
	4.5 $\mu m$	$< 0.7 mJy$	
	5.8 $\mu m$	$< 2.05 mJy$	
	8.0 $\mu m$	$< 1.39 mJy$	
Keck/Gemini	4.5 $\mu m$	$< 38.8 \mu Jy$	Janson et al. [2012]
	1.633 $\mu m$	$< 0.68 \mu Jy$	Kalas et al. [2008]
	3.78 $\mu m$	$< 56.7 \mu Jy$	

Table A.1 : Détections et non détections de la planète Fomalhaut b

Les données du télescope spatial HST ont été interprétées une première fois par Kalas et al. [2008] (valeurs entre parenthèses) puis revues par Galicher et al. [2013]. Ce sont ces dernières valeurs qu'on utilise dans la suite.

manuscrit comme une possible indication de la présence d'anneaux, où une planète est bien plus brillante que ce qui est attendu par rapport à sa masse.

Ce cas diffère cependant par de nombreux points des situations d'observation suggérées pour les anneaux autour de super-Terres. D'abord, l'existence de la planète Fomalhaut b n'a été confirmée par aucune autre méthode de détection. Il s'agirait de plus d'une géante gazeuse jeune et orbitant très loin de son étoile ; sa température effective est donc liée à son énergie interne et non au chauffage par son étoile. Enfin, aucun surplus d'émission n'est observé en infrarouge où la planète reste pour l'instant indétectable : c'est en lumière diffusée que la planète brille au delà des prévisions des modèles.

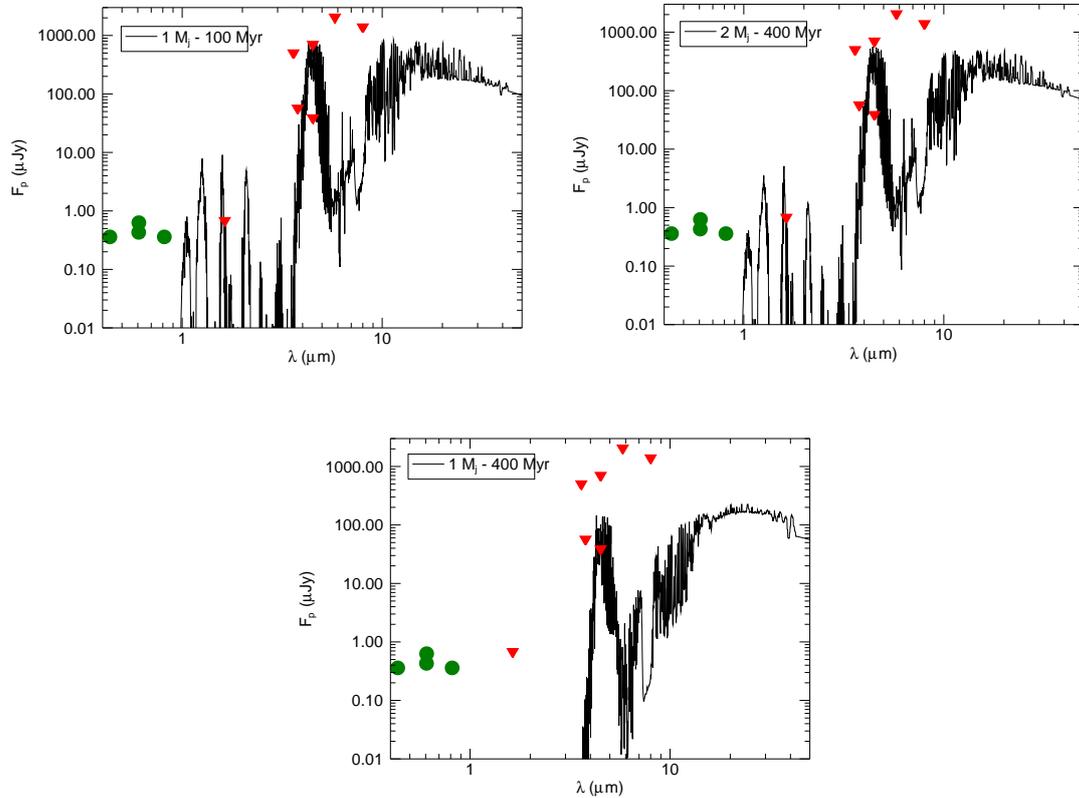
Malgré ces différences, c'est l'opportunité de mettre une première fois en application le modèle mis en place sur des observations, près de 10 ans avant la mise en service des ELT et les potentielles premières observations d'anneaux autour de super-Terres par imagerie directe infrarouge.

### — A.3 – Adapter le modèle à Fomalhaut et modélisation en visible —

Pour modéliser l'émission thermique de la planète, on utilise les spectres proposés par Burrows et al. [2003] pour une planète isolée<sup>1</sup> de masse  $1M_j$  et 400  $Myr$  : une planète plus massive ou plus jeune aurait a priori déjà été détectée avec les observations de

1. Aucun chauffage par l'étoile n'est considéré.

Spitzer/IRAC à  $4.5 \mu\text{m}$  (cf. figures A.2). Pour modéliser l'émission thermique des anneaux, on utilise le modèle présenté dans le chapitre 3. Comme la planète est très loin de son étoile, cependant, il est important de conserver le chauffage des particules par la planète, qui est ici un des principaux contributeurs.



— Figure A.2 : Émission thermique de géantes gazeuses de différents âges et masses. —

Densité de flux d'une géante gazeuse en fonction de la longueur d'onde. Les ronds vert marquent les détections, les triangles rouges les limites supérieures de densité de flux imposées par les non-détections (cf. tableau A.1). Les traits pleins représentent l'émission thermique modélisée pour différentes géantes gazeuses [Burrows et al., 2003]. Les trois cas sont pour des géantes gazeuses avec des atmosphères avec nuages, d'une masse de Jupiter et d'un âge de 100 *Myr* (en haut à gauche), deux masses de Jupiter et 400 *Myr* (en haut à droite) et une masse de Jupiter et 400 *Myr* (en bas). Seul ce dernier cas à une émission thermique sous les seuils de détection tout en ayant des caractéristiques (masse et âge) possibles pour Fomalhaut b sauf pour la limite supérieure déterminée par Janson et al. [2012] à  $4.5 \mu\text{m}$ . Un modèle de planète légèrement plus froide suffirait à l'expliquer.

En lumière diffusée, on suppose que la contribution de la planète à l'émission du système est négligeable (la densité de flux réfléchi par la planète est inférieure à  $0.01 \mu\text{Jy}$ )

et que les anneaux, composés de grosses particules, sont observés en réflexion et non en transmission. Pour modéliser la densité de flux réfléchi par des anneaux de grosses particules, on utilise les équations de Chandrasekhar [1960] et Dones et al. [1993] en supposant qu'il n'y a pas de diffusion multiple. En lumière diffusée, la densité de flux reçue à la distance  $D$  et à la longueur d'onde  $\lambda$  d'anneaux de profondeur optique  $\tau$ , d'albédo visible  $A_r$ , et étendus entre  $R_i$  et  $R_e$  est de :

$$F_r^{vis}(\lambda) = L_\star(\lambda, d) \frac{A_r}{4(|\mu| + |\mu_0|)} P(\alpha) (1 - e^{-\tau(1/|\mu| + 1/|\mu_0|)}) \frac{\pi S'_r (R_e^2 - R_i^2) \mu}{D^2} \quad (\text{A.1})$$

où :

- $L_\star$  est la densité de flux de l'étoile reçue à la distance  $d$  et vaut  $L_\star(\lambda, d) = B_\lambda(T_\star) \left(\frac{R_\star}{d}\right)^2$  ;
- $\mu_0$  et  $\mu$  sont les sinus des angles d'élévation respectivement de la lumière stellaire et la direction d'observation sur les anneaux ;
- $S'_r$  est la fraction de surface des anneaux vue et éclairée (cf. section 3.4.1) ;
- $P(\alpha)$  est la fonction de phase et  $\alpha$  l'angle Terre-Étoile-Planète ;

La fonction de phase  $P(\alpha)$  utilisée s'écrit [Dones et al., 1993]

$$P(\alpha) = c_n (\pi - \alpha)^n \quad (\text{A.2})$$

où les paramètres  $c_n$  et  $n$  valent :

- pour l'anneau C de Saturne ( $\tau \sim 0.1$ ) :  $c_n = 0.153$  et  $n = 3.092$  [Dones et al., 1993]
- pour l'anneau A de Saturne ( $\tau \sim 0.5$ ) :  $c_n = 0.218$  et  $n = 2.624$  [Porco et al., 2008]

Dans la suite, on prendra les valeurs de l'anneau C pour des anneaux de profondeur optique inférieure à  $\tau = 0.2$  et celles de l'anneau A pour les profondeurs optiques supérieures.

## — A.4 — Résultats

Le tableau A.2 résume les paramètres connus ou supposés de Fomalhaut et de sa planète. On a choisi une masse de  $M_p = 1 M_j$  et un rayon  $R_p = 1 R_j$  pour la planète. Les paramètres inconnus concernent essentiellement les anneaux : profondeur optique  $\tau$ , rayon externe  $R_e$  ( $R_i$  est fixé à  $1.1 R_p$ ), albédo visible  $A_r$  (l'émissivité  $\varepsilon_r$  est fixé à 1) et orientation des anneaux décrite par les angles  $\theta_a$  et  $\Phi_a$ .

L'émission du système pour quatre cas d'anneaux est présentée dans la figure A.3. L'orientation des anneaux ( $\theta_a = 10^\circ$  et  $\Phi_a = 0^\circ$ ) a été choisie de sorte à avoir une émission en lumière diffusée presque maximale. Avec ce choix, des anneaux de profondeur optique  $\tau = 0.2$  ou  $\tau = 2$  étendus respectivement à 13 et 12 rayons planétaires (cas 1 et 2 respectivement) émettent suffisamment en lumière diffusée pour permettre les détections sans pour autant que leur émission thermique additionnée à celle de la planète

Étoile : Fomalhaut	Type spectral	A3-A4V
	Température effective $T_*$	8760 K
	Distance au Soleil $D$	7.69 pc
	Âge	100-400 Myr <sup>1</sup>
Planète : Fomalhaut b	Distance orbitale $d$	115 AU
	Masse $M_p$	< 3 $M_j$
Géométrie	Angle Terre-Planète-Étoile $\alpha$	54°
	Inclinaison de l'orbite $i_s$	66° <sup>2</sup>
	Argument du périapse $\pi/2 - \omega_s$	2° <sup>2</sup>
	Phase orbitale (ou anomalie vraie) $\Phi_p$	38° <sup>3</sup>

Table A.2

Paramètres supposés pour l'étoile Fomalhaut et sa planète [Kalas et al., 2008]

dépasse les limites supérieures imposées par les non-détections. D'autres orientations d'anneaux très différentes donnent des résultats assez similaires (cf. le tableau A.3).

Comme la principale source externe de chauffage des anneaux est la planète, l'émission thermique reçue des anneaux ne dépend pas de l'orientation sous laquelle ils sont éclairés, mais essentiellement de celle sous laquelle ils sont observés. De plus, la planète chauffe efficacement exclusivement les particules des anneaux proches de sa surface. Au delà d'une distance à la planète de 3 rayons planétaires environ, les particules ne contribuent presque plus à l'émission du système. **L'émission thermique d'anneaux très étendus autour de géantes gazeuses loin de leur étoile dépend donc faiblement de leur rayon externe.** La comparaison de l'émission thermique entre les cas 2 et 4 de la figure A.3 en est un bon exemple ; seul le rayon externe est modifié de sorte que la surface effective des anneaux soit à peu près divisée par 4 d'un cas à l'autre. Leur émission thermique, directement proportionnelle à cette surface quand le chauffage principal est celui de l'étoile, change de moins de 10% ici. A contrario, la densité de flux en lumière diffusée est bien proportionnelle à l'étendue des anneaux. **Cela a une conséquence importante : il est possible d'étendre les anneaux pour obtenir un système dont l'émission en lumière diffusée correspond à celles observées sans pour autant dépasser les limites hautes imposées par les non-détections en infrarouge proche et moyen.**

La profondeur optique, par contre, modifie significativement l'émission thermique des anneaux. Dans des anneaux optiquement épais, les particules s'ombrent fortement entre elles, limitant le chauffage par la planète, contrairement aux particules des anneaux optiquement fins, qui reçoivent sans ombrage le chauffage planétaire. Les particules restent cependant relativement froides (entre 250 K et 90 K pour celles du cas 1 et entre 165 K et 35 K pour celles du cas 2) : leur pic d'émission est autour de longueurs d'onde de 20 à 30  $\mu m$ . Comme la densité de flux émis par la planète décroît à partir de ces longueurs d'onde, l'émission du système y diffère fortement de celle de la planète seule : il pourrait

1. Barrado y Navascues [1998], Mamajek [2012]
2. Les paramètres orbitaux sont ceux proposés par Kalas et al. [2008] et [Galicher et al., 2013].
3. Déterminé de sorte que  $\alpha = 54^\circ$ .

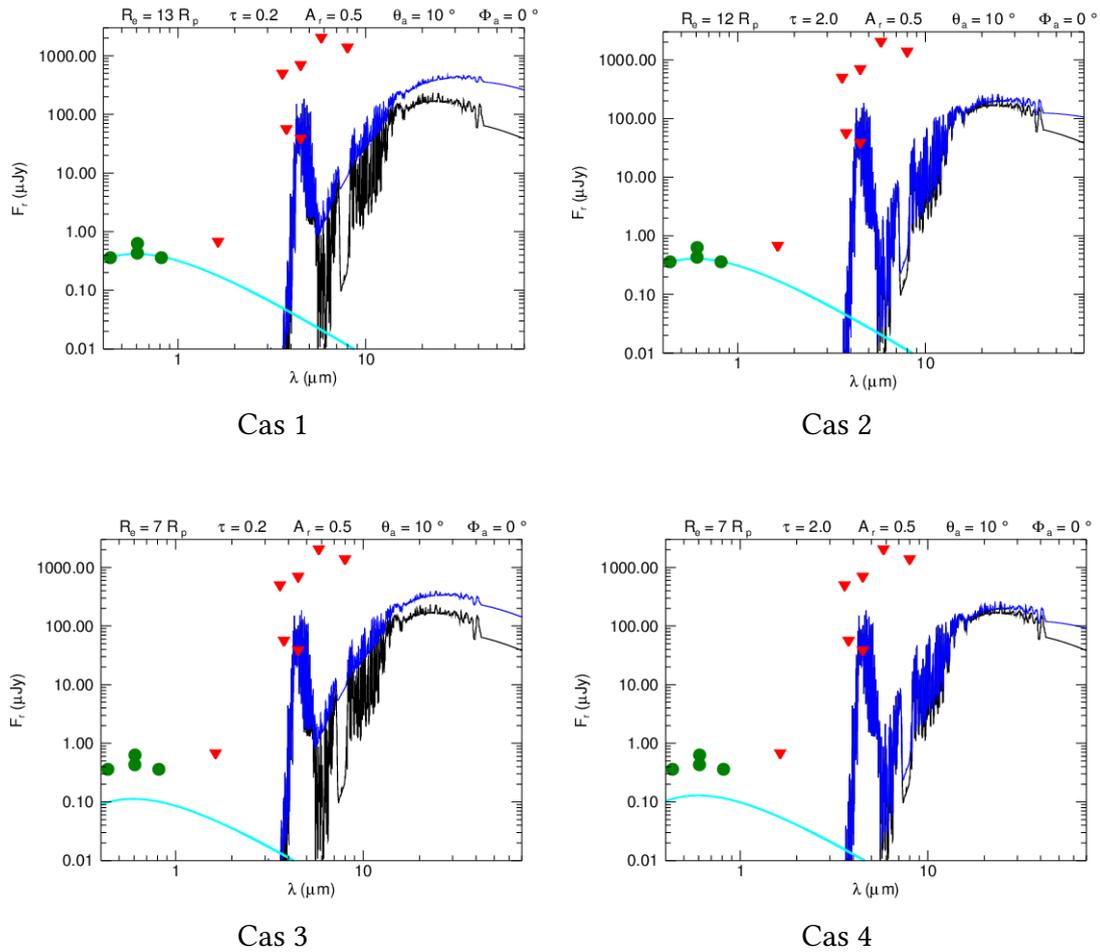


Figure A.3 : Densité de flux de Fomalhaut b entourée de différents anneaux

Les différentes courbes correspondent à l'émission thermique de Fomalhaut b seule (en noir, cf figures A.2), à l'émission thermique de la planète entourée d'anneaux de différentes profondeurs optiques et rayons externes (bleu) et à l'émission en lumière diffusée du système (cyan). Les points verts représentent les détections et les triangles rouges les limites hautes. Les paramètres des anneaux sont écrits au dessus des figures.

être intéressant d'observer à ces longueurs d'onde pour appuyer l'hypothèse d'anneaux.

**Conclusions et discussions** On a montré que des anneaux étendus à une dizaine de rayons planétaires peuvent expliquer les observations de Fomalhaut b. C'est une étendue d'anneaux inférieure aux prévisions de Kalas et al. [2008] qui estiment par des calculs photométriques que des anneaux étendus de 16 à 25  $R_p$  sont nécessaires pour obtenir l'émission en lumière diffusée observée. Ces résultats montrent aussi que de tels anneaux ne contribuent pas suffisamment à l'émission thermique du système entre 2 et 8  $\mu m$  pour

	$\theta_a = 10^\circ$ et $\Phi_a = 0^\circ$			$\theta_a = 70^\circ$ et $\Phi_a = -50^\circ$		$\theta_a = 40^\circ$ et $\Phi_a = 0^\circ$	
	$\tau = 2$	$\tau = 0.2$	$\tau = 0.05$	$\tau = 2$	$\tau = 0.2$	$\tau = 2$	$\tau = 0.2$
$A_r = 0.1$	23	28	43	23	24	38	45
$A_r = 0.5$	12	13	19	11	11	17	21
$A_r = 0.9$	9	10	14	8	8	13	16

**Table A.3**

Rayon externe des anneaux (en  $R_p$ ) nécessaire pour obtenir une émission visible correspondant aux observations pour différents albédos visibles ( $A_r$ ), profondeurs optiques ( $\tau$ ) et orientations des anneaux.

qu'elle dépasse les seuils imposés par les non-détections. De tels anneaux pourraient être des anneaux protosatellites : des restes de la nébuleuse planétaire qui finissent par former des satellites. Leur existence reste cependant problématique si la planète passe au travers du disque de débris pendant son orbite.

Étant donné la grande distance à son étoile de Fomalhaut b, il n'est pas envisageable d'étudier sa signature orbitale : les différentes observations, même séparées d'une dizaine d'années correspondraient à de très faibles déplacements orbitaux de la planète. Par contre, des observations entre 30 et 60  $\mu m$  pourraient permettre de soutenir ou de démentir l'hypothèse anneaux autour de la planète.



## Notations

---

---

### Unités

<i>Myr</i>	Million d'années
<i>Gyr</i>	Milliard d'années
<i>as</i>	Seconde d'arc
<i>mas</i>	Milli-seconde d'arc
<i>AU</i>	Unité astronomique

### Paramètres et variables

<i>a</i>	Demi-grand axe de l'orbite de la planète
<i>A<sub>p</sub></i>	Albédo de Bond visible de la planète
<i>A<sub>r</sub></i>	Albédo de Bond visible des particules de l'anneau
<i>B</i>	Angle entre la direction d'observation et le plan des anneaux
<i>B'</i>	Élévation du chauffage planétaire sur les anneaux
<i>B<sub>0</sub></i>	Élévation de la lumière stellaire sur les anneaux
<i>B<sub>λ</sub>(T)</i>	Intensité spécifique du corps noir à la température <i>T</i>
<i>C</i>	Contraste instrumental limite
<i>C<sub>★</sub></i>	Constante stellaire à 1 <i>AU</i>
<i>C(B<sub>0</sub>, τ)</i>	Fraction éclairée de la surface des particules
<i>C(B', τ)</i>	Fraction chauffée par la planète de la surface des particules
<i>C(B<sub>0</sub>, τ)</i>	Fraction éclairée de la surface des particules
<i>d</i> et <i>d<sub>AU</sub></i>	Distance orbitale en <i>km</i> et en <i>AU</i>

$D$	Distance étoile-Soleil
$D_t$	Diamètre du télescope
$e$	Excentricité de l'orbite
$E_r$	Étendue géométrique des anneaux $E_r = \pi(R_e^2 - R_i^2)$
$\varepsilon_p$	Émissivité infrarouge de la planète
$\varepsilon_r$	Émissivité infrarouge des particules de l'anneau
$f$	Facteur de rotation des particules de l'anneau
$F_p$	Densité de flux reçue de la planète par l'observateur
$F_r$	Densité de flux reçue des anneaux par l'observateur
$F_T$	Densité de flux reçue du système par l'observateur
$i_s$	Inclinaison du plan d'orbite par rapport au plan référence
$\lambda$	Longueur d'onde
$\lambda_c$	Longueur d'onde centrale d'observation
$M_{\oplus}$	Masse de la Terre (6 371 km)
$M_p$	Masse de la planète
$\mu$	= $\sin B$
$\mu_0$	= $\sin B_0$
$\mu'$	= $\sin B'$
$\Phi_a$	Longitude de la perpendiculaire au plan des anneaux
$\Phi_p$	Phase orbitale
$Q_{abs}$	Coefficient d'absorption des particules de l'anneau
$R_{\oplus}$	Rayon de la Terre (5.972E24 kg)
$R_{\odot}$	Rayon du Soleil (149.4E6 km)
$R_{\star}$	Rayon de l'étoile
$R_e$	Rayon externe des anneaux
$R_i$	Rayon interne des anneaux
$R_j$	Rayon de Jupiter (69 911 km)
$r_0$	Distance de la particule au centre de la planète
$R_p$	Rayon de la planète
$R_{Roche}$	Rayon de Roche de planète
$\rho_{\oplus}$	Densité volumique moyenne de la Terre (5.515E3kg.m <sup>3</sup> )
$\rho_p$	Densité volumique moyenne de la planète
$\rho_r$	Densité volumique moyenne des particules d'un anneau
$\mathcal{S}$	Sensibilité de l'instrument
$\mathcal{S}_p$	Fraction de surface de la planète occultée par les anneaux
$\mathcal{S}'_p$	Fraction de surface de la planète ombrée par les anneaux
$\mathcal{S}_r$	Fraction de surface des anneaux vue par l'observateur
$\mathcal{S}'_{r,lit}$	Fraction de surface éclairée et observée des anneaux
$s$	Taille des particules de l'anneau
$S_{eff}$	Surface effective de l'anneau (optiquement fin) $S_{eff} = E_r \tau$
$S_p$	Surface du disque planète $\pi R_p^2$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann (5.6704E-8 W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup> )
$T_{\star}$	Température effective de l'étoile
$T_p$	Température de la planète

---

$T_r$	Température des particules de l'anneau
$\tau$	Profondeur optique (photométrique) des anneaux
$\tau_d$	Profondeur optique dynamique des anneaux
$\theta_c$	Résolution angulaire limite d'un instrument
$\theta_a$	Inclinaison des anneaux/obliquité de la planète
$\omega_s$	Longitude de l'observateur dans le repère lié à l'étoile $= \frac{\pi}{2}\Omega$ où $\Omega$ est la longitude du noeud ascendant.



# Bibliographie

- C. W. Allen. *Astrophysical quantities*. 1973.
- E. Anderson and C. Francis. XHIP : An extended hipparcos compilation. *Astronomy Letters*, 38 : 331—346, May 2012.
- L. Arnold and J. Schneider. The detectability of extrasolar planet surroundings. I. Reflected-light photometry of unresolved rings. *A&A*, 420 : 1153—1162, June 2004.
- L. Arnold and J. Schneider. Detectability of planetary rings around an extrasolar planet from reflected-light photometry. In C. Aime and F. Vakili, editors, *IAU Colloq. 200 : Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, pages 105—110, 2006.
- H. H. Aumann, C. M. Gillespie, Jr., and F. J. Low. The Internal Powers and Effective Temperatures of Jupiter and Saturn. *ApJ*, 157 : L69, July 1969.
- D. E. Backman, F. C. Witteborn, and F. C. Gillett. Infrared observations and thermal models of the Beta Pictoris disk. *ApJ*, 385 : 670—679, February 1992.
- J. W. Barnes and J. J. Fortney. Transit Detectability of Ring Systems around Extrasolar Giant Planets. *ApJ*, 616 : 1193—1203, December 2004.
- R. Barnes, B. Jackson, S. N. Raymond, A. A. West, and R. Greenberg. The HD 40307 Planetary System : Super-Earths or Mini-Neptunes ? *ApJ*, 695 : 1006—1011, April 2009.
- D. Barrado y Navascues. The Castor moving group. The age of Fomalhaut and VEGA. *A&A*, 339 : 831—839, November 1998.
- N. M. Batalha, W. J. Borucki, S. T. Bryson, L. A. Buchhave, D. A. Caldwell, J. Christensen-Dalsgaard, D. Ciardi, E. W. Dunham, F. Fressin, T. N. Gautier, III, R. L. Gilliland, M. R. Haas, S. B. Howell, J. M. Jenkins, H. Kjeldsen, D. G. Koch, D. W. Latham, J. J. Lissauer, G. W. Marcy, J. F. Rowe, D. D. Sasselov, S. Seager, J. H. Steffen, G. Torres, G. S. Basri, T. M. Brown, D. Charbonneau, J. Christiansen, B. Clarke, W. D. Cochran, A. Dupree, D. C. Fabrycky, D. Fischer, E. B. Ford, J. Fortney, F. R. Girouard, M. J. Holman, J. Johnson, H. Isaacson, T. C. Klaus, P. Machalek, A. V. Moorehead, R. C. Morehead, D. Ragozzine, P. Tenenbaum, J. Twicken, S. Quinn, J. VanCleve, L. M. Walkowicz, W. F. Welsh, E. Devore, and A. Gould. Kepler's First Rocky Planet : Kepler-10b. *ApJ*, 729 : 27, March 2011.
- J. L. Bean, E. Miller-Ricci Kempton, and D. Homeier. A ground-based transmission spectrum of the super-Earth exoplanet GJ 1214b. *Nature*, 468 : 669—672, December 2010.

- J.-P. Beaulieu, D. P. Bennett, P. Fouqué, A. Williams, M. Dominik, U. G. Jørgensen, D. Kubas, A. Cassan, C. Coutures, J. Greenhill, K. Hill, J. Menzies, P. D. Sackett, M. Albrow, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, J. J. Calitz, K. H. Cook, E. Corrales, M. Desort, S. Dieters, D. Dominis, J. Donatowicz, M. Hoffman, S. Kane, J.-B. Marquette, R. Martin, P. Meintjes, K. Pollard, K. Sahu, C. Vinter, J. Wambsganss, K. Woller, K. Horne, I. Steele, D. M. Bramich, M. Burgdorf, C. Snodgrass, M. Bode, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, T. Więckowski, G. Pietrzyński, I. Soszyński, O. Szewczyk, Ł. Wyrzykowski, B. Paczyński, F. Abe, I. A. Bond, T. R. Britton, A. C. Gilmore, J. B. Hearnshaw, Y. Itow, K. Kamiya, P. M. Kilmartin, A. V. Korpela, K. Masuda, Y. Matsubara, M. Motomura, Y. Muraki, S. Nakamura, C. Okada, K. Ohnishi, N. J. Rattenbury, T. Sako, S. Sato, M. Sasaki, T. Sekiguchi, D. J. Sullivan, P. J. Tristram, P. C. M. Yock, and T. Yoshioka. Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 439 : 437—440, January 2006.
- J.-L. Beuzit, M. Feldt, K. Dohlen, D. Mouillet, P. Puget, F. Wildi, L. Abe, J. Antichi, A. Baruffolo, P. Baudoz, A. Boccaletti, M. Carbillet, J. Charton, R. Claudi, M. Downing, C. Fabron, P. Feautrier, E. Fedrigo, T. Fusco, J.-L. Gach, R. Gratton, T. Henning, N. Hubin, F. Joos, M. Kasper, M. Langlois, R. Lenzen, C. Moutou, A. Pavlov, C. Petit, J. Pragt, P. Rabou, F. Rigal, R. Roelfsema, G. Rousset, M. Saisse, H.-M. Schmid, E. Stadler, C. Thalmann, M. Turatto, S. Udry, F. Vakili, and R. Waters. SPHERE : a planet finder instrument for the VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2008.
- A. Boccaletti, P. Riaud, P. Baudoz, J. Baudrand, D. Rouan, D. Gratadour, F. Lacombe, and A.-M. Lagrange. The Four-Quadrant Phase Mask Coronagraph. IV. First Light at the Very Large Telescope. *PASP*, 116 : 1061—1071, November 2004.
- B. R. Brandl, R. Lenzen, E. Pantin, A. Glasse, J. Blommaert, M. Meyer, M. Guedel, L. Venema, F. Molster, R. Stuik, E. Schmalzl, J. Meisner, E. Le Floc'h, W. Brandner, S. Hippler, I. Snellen, and K. Pontoppidan. METIS : the thermal infrared instrument for the E-ELT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8446 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- H. Bruntt, T. R. Bedding, P.-O. Quirion, G. Lo Curto, F. Carrier, B. Smalley, T. H. Dall, T. Arentoft, M. Bazot, and R. P. Butler. Accurate fundamental parameters for 23 bright solar-type stars. *MNRAS*, 405 : 1907—1923, July 2010.
- A. Burrows, D. Sudarsky, and J. I. Lunine. Beyond the T Dwarfs : Theoretical Spectra, Colors, and Detectability of the Coolest Brown Dwarfs. *ApJ*, 596 : 587—596, October 2003.
- R. M. Canup. Lunar-forming collisions with pre-impact rotation. *Icarus*, 196 : 518—538, August 2008.

- R. M. Canup. Origin of Saturn's rings and inner moons by mass removal from a lost Titan-sized satellite. *Nature*, 468 : 943—926, December 2010.
- G. Chabrier and I. Baraffe. Theory of Low-Mass Stars and Substellar Objects. *ARA&A*, 38 : 337—377, 2000.
- J. E. Chambers. Planetary Migration : What Does It Mean for Planet Formation ? *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 37 : 321—344, May 2009.
- S. Chandrasekhar. *Radiative transfer*. 1960.
- S. Chandrasekhar. *Ellipsoidal figures of equilibrium*. 1969.
- D. Charbonneau, Z. K. Berta, J. Irwin, C. J. Burke, P. Nutzman, L. A. Buchhave, C. Lovis, X. Bonfils, D. W. Latham, S. Udry, R. A. Murray-Clay, M. J. Holman, E. E. Falco, J. N. Winn, D. Queloz, F. Pepe, M. Mayor, X. Delfosse, and T. Forveille. A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, 462 : 891—894, December 2009.
- S. Charnoz, L. Dones, L. W. Esposito, P. R. Estrada, and M. M. Hedman. *Origin and Evolution of Saturn's Ring System*, page 537. 2009a.
- S. Charnoz, A. Morbidelli, L. Dones, and J. Salmon. Did Saturn's rings form during the Late Heavy Bombardment ? *Icarus*, 199 : 413—428, February 2009b.
- E. Chiang and G. Laughlin. The minimum-mass extrasolar nebula : in situ formation of close-in super-Earths. *MNRAS*, 431 : 3444—3455, June 2013.
- J. E. Colwell and L. W. Esposito. Origins of the rings of Uranus and Neptune. I - Statistics of satellite disruptions. *J. Geophys. Res.*, 97 : 10227, June 1992.
- J. E. Colwell and L. W. Esposito. Origins of the rings of Uranus and Neptune. II - Initial conditions and ring moon populations. *J. Geophys. Res.*, 98 : 7387—7401, April 1993.
- J. E. Colwell, L. J. Horn, A. L. Lane, L. W. Esposito, P. A. Yanamandra-Fisher, S. H. Pilorz, K. E. Simmons, M. D. Morrison, C. W. Hord, R. M. Nelson, B. D. Wallis, R. A. West, and B. J. Buratti. Voyager photopolarimeter observations of Uranian ring occultations. *Icarus*, 83 : 102—125, January 1990.
- J. E. Colwell, P. D. Nicholson, M. S. Tiscareno, C. D. Murray, R. G. French, and E. A. Marouf. *The Structure of Saturn's Rings*, page 375. 2009.
- D. Crampton, L. Simard, and D. Silva. Early light TMT instrumentation. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7014 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, August 2008.
- A. Crida and S. Charnoz. Solar system : Recipe for making Saturn's rings. *Nature*, 468 : 903—905, December 2010.

- M. Cuntz, W. von Bloh, K.-P. Schröder, C. Bounama, and S. Franck. Habitability of super-Earth planets around main-sequence stars including red giant branch evolution : models based on the integrated system approach. *International Journal of Astrobiology*, 11 : 15—23, January 2012.
- J. N. Cuzzi and R. H. Durisen. Bombardment of planetary rings by meteoroids - General formulation and effects of Oort Cloud projectiles. *Icarus*, 84 : 467—501, April 1990.
- J. N. Cuzzi and P. R. Estrada. Compositional Evolution of Saturn's Rings Due to Meteoroid Bombardment. *Icarus*, 132 : 1—35, March 1998.
- C. Delacroix, P. Forsberg, M. Karlsson, D. Mawet, C. Lenaerts, S. Habraken, C. Hanot, J. Surdej, A. Boccaletti, and J. Baudrand. Annular groove phase mask coronagraph in diamond for mid-IR wavelengths : manufacturing assessment and performance analysis. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7731 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010.
- D. Dobrzycka, Y. Momany, L. Lundin, R. Siebenmorgen, H. U. Käufl, A. Smette, F. Kerber, and M. Van Den Ancker. Long-term performance of the VISIR/VLT instrument before the upgrade. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8448 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- J. Dommangeat and O. Nys. CCDM (Components of Double and Multiple stars) (Dommangeat+ 2002). *VizieR Online Data Catalog*, 1269 : 0, March 2002.
- H. C. Dones, C. B. Agnor, and E. Asphaug. Formation of Saturn's Rings by Tidal Disruption of a Centaur. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #39*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 420, October 2007.
- L. Dones. A recent cometary origin for Saturn's rings ? *Icarus*, 92 : 194—203, August 1991.
- L. Dones, J. N. Cuzzi, and M. R. Showalter. Voyager Photometry of Saturn's A Ring. *Icarus*, 105 : 184—215, September 1993.
- C. D. Dressing and D. Charbonneau. The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars. *ApJ*, 767 : 95, April 2013.
- L. T. Elkins-Tanton and S. Seager. Ranges of Atmospheric Mass and Composition of Super-Earth Exoplanets. *ApJ*, 685 : 1237—1246, October 2008.
- J. L. Elliot, E. Dunham, and D. Mink. The rings of Uranus. *Nature*, 267 : 328—330, May 1977.
- L. W. Esposito. Structure and evolution of Saturn's rings. *Icarus*, 67 : 345—357, September 1986.

- L. W. Esposito. Understanding planetary rings. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 21 : 487—523, 1993.
- L. W. Esposito and J. E. Colwell. Creation of the Uranus rings and dust bands. *Nature*, 339 : 605—607, June 1989.
- L. W. Esposito, M. Ocallaghan, and R. A. West. The structure of Saturn's rings - Implications from the Voyager stellar occultation. *Icarus*, 56 : 439—452, December 1983.
- P. R. Estrada, I. Mosqueira, J. J. Lissauer, G. D'Angelo, and D. P. Cruikshank. *Formation of Jupiter and Conditions for Accretion of the Galilean Satellites*, page 27. 2009.
- C. Ferrari and E. Reffet. The dark side of Saturn's B ring : Seasons as clues to its structure. *Icarus*, 223 : 28—39, March 2013.
- C. Ferrari, P. Galdemard, P. O. Lagage, E. Pantin, and C. Quoirin. Imaging Saturn's rings with CAMIRAS : thermal inertia of B and C rings. *A&A*, 441 : 379—389, October 2005.
- R. G. French and P. D. Nicholson. Saturn's Rings II. Particle sizes inferred from stellar occultation data. *Icarus*, 145 : 502—523, June 2000.
- F. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S. T. Bryson, J. Christiansen, C. D. Dressing, J. M. Jenkins, L. M. Walkowicz, and N. M. Batalha. The False Positive Rate of Kepler and the Occurrence of Planets. *ApJ*, 766 : 81, April 2013.
- L. Froidevaux. Saturn's rings - Infrared brightness variation with solar elevation. *Icarus*, 46 : 4—17, April 1981.
- R. Galicher, C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, and Q. Konopacky. M-band Imaging of the HR 8799 Planetary System Using an Innovative LOCI-based Background Subtraction Technique. *ApJ*, 739 : L41, October 2011.
- R. Galicher, C. Marois, B. Zuckerman, and B. Macintosh. Fomalhaut b : Independent Analysis of the Hubble Space Telescope Public Archive Data. *ApJ*, 769 : 42, May 2013.
- R. Greenberg, D. R. Davis, W. K. Hartmann, and C. R. Chapman. Size distribution of particles in planetary rings. *Icarus*, 30 : 769—779, April 1977.
- E. Grün, B. A. S. Gustafson, S. Dermott, and H. Fechtig. *Interplanetary Dust*. 2001.
- O. Guyon, E. A. Pluzhnik, M. J. Kuchner, B. Collins, and S. T. Ridgway. Theoretical Limits on Extrasolar Terrestrial Planet Detection with Coronagraphs. *ApJS*, 167 : 81—99, November 2006.
- N. Häring-Neumayer, M. Cappellari, H.-W. Rix, M. Hartung, M. A. Prieto, K. Meisenheimer, and R. Lenzen. VLT Diffraction-limited Imaging and Spectroscopy in the NIR : Weighing the Black Hole in Centaurus A with NACO. *ApJ*, 643 : 226—237, May 2006.

- M. J. Holman, D. C. Fabrycky, D. Ragozzine, E. B. Ford, J. H. Steffen, W. F. Welsh, J. J. Lissauer, D. W. Latham, G. W. Marcy, L. M. Walkowicz, N. M. Batalha, J. M. Jenkins, J. F. Rowe, W. D. Cochran, F. Fressin, G. Torres, L. A. Buchhave, D. D. Sasselov, W. J. Borucki, D. G. Koch, G. Basri, T. M. Brown, D. A. Caldwell, D. Charbonneau, E. W. Dunham, T. N. Gautier, J. C. Geary, R. L. Gilliland, M. R. Haas, S. B. Howell, D. R. Ciardi, M. Endl, D. Fischer, G. Fürész, J. D. Hartman, H. Isaacson, J. A. Johnson, P. J. MacQueen, A. V. Moorhead, R. C. Morehead, and J. A. Orosz. Kepler-9 : A System of Multiple Planets Transiting a Sun-Like Star, Confirmed by Timing Variations. *Science*, 330 : 51—, October 2010.
- J. Holmberg, B. Nordström, and J. Andersen. The Geneva-Copenhagen survey of the solar neighbourhood. III. Improved distances, ages, and kinematics. *A&A*, 501 : 941—947, July 2009.
- R. Hu, S. Seager, and W. Bains. Photochemistry in Terrestrial Exoplanet Atmospheres. I. Photochemistry Model and Benchmark Cases. *ApJ*, 761 : 166, December 2012.
- W. B. Hubbard, A. Brahic, P. Bouchet, L. R. Elicer, R. Haefner, J. Manfroid, F. Roques, B. Sicardy, and F. Vilas. Occultation detection of a Neptune ring segment. *Journal of Geophysical Research Supplement*, 90 : 35—37, November 1985.
- W.-H. Ip. Ring torque of Saturn from interplanetary meteoroid impact. *Icarus*, 60 : 547—552, December 1984.
- M. Janson, J. C. Carson, D. Lafrenière, D. S. Spiegel, J. R. Bent, and P. Wong. Infrared Non-detection of Fomalhaut b : Implications for the Planet Interpretation. *ApJ*, 747 : 116, March 2012.
- E. Jehin, P. Magain, C. Neuforge, A. Noels, G. Parmentier, and A. A. Thoul. Abundance correlations in mildly metal-poor stars. *A&A*, 341 : 241—255, January 1999.
- M. Johns, P. McCarthy, K. Raybould, A. Bouchez, A. Farahani, J. Filgueira, G. Jacoby, S. Shtetman, and M. Sheehan. Giant Magellan Telescope : overview. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8444 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- P. Kalas, J. R. Graham, and M. Clampin. A planetary system as the origin of structure in Fomalhaut's dust belt. *Nature*, 435 : 1067—1070, June 2005.
- P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, and J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 : 1345—, November 2008.
- L. Kaltenegger and D. Sasselov. Detecting Planetary Geochemical Cycles on Exoplanets : Atmospheric Signatures and the Case of SO<sub>2</sub>. *ApJ*, 708 : 1162—1167, January 2010.
- S. Kendrew, L. Jolissaint, B. Brandl, R. Lenzen, E. Pantin, A. Glasse, J. Blommaert, L. Venema, R. Siebenmorgen, and F. Molster. Mid-infrared astronomy with the E-ELT : Performance of METIS, October 2010. Astrophysics Source Code Library.

- G. M. Kennedy and S. J. Kenyon. Planet formation around stars of various masses : Hot Super-Earths. *ApJ*, 682 : 1264—1276, August 2008.
- G. M. Kennedy and M. C. Wyatt. Collisional evolution of irregular satellite swarms : detectable dust around Solar system and extrasolar planets. *MNRAS*, 412 : 2137—2153, April 2011.
- J. E. Krick, J. A. Surace, D. Thompson, M. L. N. Ashby, J. L. Hora, V. Gorjian, and L. Yan. Galaxy Clusters in the IRAC Dark Field. II. Mid-Infrared Sources. *ApJ*, 700 : 123—136, July 2009.
- M. J. Kuchner. Volatile-rich Earth-Mass Planets in the Habitable Zone. *ApJ*, 596 : L105—L108, October 2003.
- D. Lafrenière, C. Marois, R. Doyon, D. Nadeau, and É. Artigau. A New Algorithm for Point-Spread Function Subtraction in High-Contrast Imaging : A Demonstration with Angular Differential Imaging. *ApJ*, 660 : 770—780, May 2007.
- A. Léger, F. Selsis, C. Sotin, T. Guillot, D. Despois, D. Mawet, M. Ollivier, A. Labèque, C. Valette, F. Brachet, B. Chazelas, and H. Lammer. A new family of planets ? "Ocean-Planets". *Icarus*, 169 : 499—504, June 2004.
- E. E. Mamajek. On the Age and Binarity of Fomalhaut. *ApJ*, 754 : L20, August 2012.
- M. Marengo, K. Stapelfeldt, M. W. Werner, J. L. Hora, G. G. Fazio, M. T. Schuster, J. C. Carson, and S. T. Megeath. Spitzer/Infrared Array Camera Limits to Planetary Companions of Fomalhaut and epsilon Eridani. *ApJ*, 700 : 1647—1657, August 2009.
- M. S. Marley, J. Fortney, S. Seager, and T. Barman. Atmospheres of Extrasolar Giant Planets. *Protostars and Planets V*, pages 733—747, 2007.
- C. Marois, D. Lafrenière, R. Doyon, B. Macintosh, and D. Nadeau. Angular Differential Imaging : A Powerful High-Contrast Imaging Technique. *ApJ*, 641 : 556—564, April 2006.
- C. Marois, B. Macintosh, T. Barman, B. Zuckerman, I. Song, J. Patience, D. Lafrenière, and R. Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, 322 : 1348—, November 2008.
- C. Marois, B. Zuckerman, Q. M. Konopacky, B. Macintosh, and T. Barman. Images of a fourth planet orbiting HR 8799. *Nature*, 468 : 1080—1083, December 2010.
- D. Mawet, P. Riaud, O. Absil, and J. Surdej. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. *ApJ*, 633 : 1191—1200, November 2005.
- D. Mawet, O. Absil, C. Delacroix, J. H. Girard, J. Milli, J. O'Neal, P. Baudoz, A. Boccaletti, P. Bourget, V. Christiaens, P. Forsberg, F. Gonte, S. Habraken, C. Hanot, M. Karlsson, M. Kasper, J.-L. Lizon, K. Muzic, R. Olivier, E. Peña, N. Slusarenko, L. E. Tacconi-Garman, and J. Surdej. L'-band AGPM vector vortex coronagraph's first light on

- VLT/NACO. Discovery of a late-type companion at two beamwidths from an F0V star. *A&A*, 552 : L13, April 2013.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 : 355—359, November 1995.
- M. Mayor, F. Pepe, D. Queloz, F. Bouchy, G. Rupprecht, G. Lo Curto, G. Avila, W. Benz, J.-L. Bertaux, X. Bonfils, T. Dall, H. Dekker, B. Delabre, W. Eckert, M. Fleury, A. Gilliotte, D. Gojak, J. C. Guzman, D. Kohler, J.-L. Lizon, A. Longinotti, C. Lovis, D. Megevand, L. Pasquini, J. Reyes, J.-P. Sivan, D. Sosnowska, R. Soto, S. Udry, A. van Kesteren, L. Weber, and U. Weilenmann. Setting New Standards with HARPS. *The Messenger*, 114 : 20—24, December 2003.
- M. Mayor, X. Bonfils, T. Forveille, X. Delfosse, S. Udry, J.-L. Bertaux, H. Beust, F. Bouchy, C. Lovis, F. Pepe, C. Perrier, D. Queloz, and N. C. Santos. The HARPS search for southern extra-solar planets. XVIII. An Earth-mass planet in the GJ 581 planetary system. *A&A*, 507 : 487—494, November 2009a.
- M. Mayor, S. Udry, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, W. Benz, J.-L. Bertaux, F. Bouchy, C. Mordasini, and D. Segransan. The HARPS search for southern extra-solar planets. XIII. A planetary system with 3 super-Earths (4.2, 6.9, and 9.2 M). *A&A*, 493 : 639—644, January 2009b.
- M. Mayor, M. Marmier, C. Lovis, S. Udry, D. Ségransan, F. Pepe, W. Benz, J. . Bertaux, F. Bouchy, X. Dumusque, G. Lo Curto, C. Mordasini, D. Queloz, and N. C. Santos. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. *ArXiv e-prints*, September 2011.
- D. Mégevand, F. M. Zerbi, A. Cabral, P. Di Marcantonio, M. Amate, F. Pepe, S. Cristiani, R. Rebolo, N. C. Santos, H. Dekker, M. Abreu, M. Affolter, G. Avila, V. Baldini, P. Bristow, C. Broeg, P. Carvas, R. Cirami, J. Coelho, M. Comari, P. Conconi, I. Coretti, G. Cupani, V. D'Odorico, V. De Caprio, B. Delabre, P. Figueira, M. Fleury, A. Fragoso, L. Genolet, R. Gomes, J. Gonzalez Hernandez, I. Hughes, O. Iwert, F. Kerber, M. Landoni, J. Lima, J.-L. Lizon, C. Lovis, C. Maire, M. Mannelta, C. Martins, A. Moitinho, P. Molaro, M. Monteiro, J. L. Rasilla, M. Riva, S. Santana Tschudi, P. Santin, D. Sosnowska, S. Sousa, P. Spanò, F. Tenegi, G. Toso, E. Vanzella, M. Viel, and M. R. Zapatero Osorio. ESPRESSO : the ultimate rocky exoplanets hunter for the VLT. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8446 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- E. Miller-Ricci and J. J. Fortney. The Nature of the Atmosphere of the Transiting Super-Earth GJ 1214b. *ApJ*, 716 : L74—L79, June 2010.
- R. L. Millis and L. H. Wasserman. The occultation of BD -15 deg 3969 by the rings of Uranus. *AJ*, 83 : 993—998, August 1978.

- R. Morishima, L. Spilker, H. Salo, K. Ohtsuki, N. Altobelli, and S. Pilortz. A multilayer model for thermal infrared emission of Saturn's rings II : Albedo, spins, and vertical mixing of ring particles inferred from Cassini CIRS. *Icarus*, 210 : 330—345, November 2010.
- I. Mosqueira and P. R. Estrada. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula I : subnebula model and accretion of satellites. *Icarus*, 163 : 198—231, May 2003a.
- I. Mosqueira and P. R. Estrada. Formation of the regular satellites of giant planets in an extended gaseous nebula II : satellite migration and survival. *Icarus*, 163 : 232—255, May 2003b.
- G. W. Null, E. L. Lau, E. D. Biller, and J. D. Anderson. Saturn gravity results obtained from Pioneer 11 tracking data and earth-based Saturn satellite data. *Aj*, 86 : 456—468, March 1981.
- Y. Ohta, A. Taruya, and Y. Suto. Predicting Photometric and Spectroscopic Signatures of Rings Around Transiting Extrasolar Planets. *Apj*, 690 : 1—12, January 2009.
- L. Pasquini, S. Cristiani, R. Garcia-Lopez, M. Haehnelt, and M. Mayor. CODEX : An Ultra-stable High Resolution Spectrograph for the E-ELT. *The Messenger*, 140 : 20—21, June 2010.
- J. B. Pollack, A. S. Grossman, R. Moore, and H. C. Graboske, Jr. The formation of Saturn's satellites and rings, as influenced by Saturn's contraction history. *Icarus*, 29 : 35—48, September 1976.
- C. C. Porco, J. W. Weiss, D. C. Richardson, L. Dones, T. Quinn, and H. Throop. Simulations of the Dynamical and Light-Scattering Behavior of Saturn's Rings and the Derivation of Ring Particle and Disk Properties. *Aj*, 136 : 2172—2200, November 2008.
- F. Poulet and J. N. Cuzzi. The Composition of Saturn's Rings. *Icarus*, 160 : 350—358, December 2002.
- F. Poulet, D. P. Cruikshank, J. N. Cuzzi, T. L. Roush, and R. G. French. Compositions of Saturn's rings A, B, and C from high resolution near-infrared spectroscopic observations. *A&A*, 412 : 305—316, December 2003.
- P. Riaud, A. Boccaletti, D. Rouan, F. Lemarquis, and A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. II. Simulations. *PASP*, 113 : 1145—1154, September 2001.
- E. J. Rivera, J. J. Lissauer, R. P. Butler, G. W. Marcy, S. S. Vogt, D. A. Fischer, T. M. Brown, G. Laughlin, and G. W. Henry. A  $\sim 7.5$  M Planet Orbiting the Nearby Star, GJ 876. *Apj*, 634 : 625—640, November 2005.
- T. D. Robinson, V. S. Meadows, D. Crisp, D. Deming, M. F. A'Hearn, D. Charbonneau, T. A. Livengood, S. Seager, R. K. Barry, T. Hearty, T. Hewagama, C. M. Lisse, L. A.

- McFadden, and D. D. Wellnitz. Earth as an Extrasolar Planet : Earth Model Validation Using EPOXI Earth Observations. *Astrobiology*, 11 : 393—408, June 2011.
- L. A. Rogers and S. Seager. Three Possible Origins for the Gas Layer on GJ 1214b. *ApJ*, 716 : 1208—1216, June 2010a.
- L. A. Rogers and S. Seager. A Framework for Quantifying the Degeneracies of Exoplanet Interior Compositions. *ApJ*, 712 : 974—991, April 2010b.
- L. A. Rogers, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, and S. Seager. Formation and Structure of Low-density exo-Neptunes. *ApJ*, 738 : 59, September 2011.
- D. Rouan, P. Riaud, A. Boccaletti, Y. Clénet, and A. Labeyrie. The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle. *PASP*, 112 : 1479—1486, November 2000.
- G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, J.-M. Conan, P. Y. Kern, P.-Y. Madec, D. Rabaud, D. Mouillet, A.-M. Lagrange, and F. J. Rigaut. Design of the Nasmyth adaptive optics system (NAOS) of the VLT. In D. Bonaccini and R. K. Tyson, editors, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3353 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 508—516, September 1998.
- H. Salo and R. Karjalainen. Photometric modeling of Saturn's rings I. Monte Carlo method and the effect of nonzero volume filling factor. *Icarus*, 164 : 428—460, August 2003.
- L. Schaefer and B. Fegley. Chemistry of atmospheres formed during accretion of the Earth and other terrestrial planets. *Icarus*, 208 : 438—448, July 2010.
- S. Seager and D. Deming. Exoplanet Atmospheres. *ARA&A*, 48 : 631—672, September 2010.
- S. Seager, M. Kuchner, C. A. Hier-Majumder, and B. Militzer. Mass-Radius Relationships for Solid Exoplanets. *ApJ*, 669 : 1279—1297, November 2007.
- F. Selsis, J. F. Kasting, B. Levrard, J. Paillet, I. Ribas, and X. Delfosse. Habitable planets around the star Gliese 581 ? *A&A*, 476 : 1373—1387, December 2007.
- F. Selsis, L. Kaltenegger, and J. Paillet. Terrestrial exoplanets : diversity, habitability and characterization. *Physica Scripta Volume T*, 130(1) : 014032, August 2008.
- E. Serabyn, K. Wallace, M. Troy, B. Mennesson, P. Haguenauer, R. Gappinger, and R. Burrows. Extreme Adaptive Optics Imaging with a Clear and Well-Corrected Off-Axis Telescope Subaperture. *ApJ*, 658 : 1386—1391, April 2007.
- M. R. Showalter, J. A. Burns, J. N. Cuzzi, and J. B. Pollack. Jupiter's ring system - New results on structure and particle properties. *Icarus*, 69 : 458—498, March 1987.

- L. Simard, D. Crampton, B. Ellerbroek, and C. Boyer. The TMT instrumentation program. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7735 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2010.
- B. A. Smith, L. A. Soderblom, T. V. Johnson, A. P. Ingersoll, S. A. Collins, E. M. Shoemaker, G. E. Hunt, H. Masursky, M. H. Carr, M. E. Davies, A. F. Cook, J. M. Boyce, T. Owen, G. E. Danielson, C. Sagan, R. F. Beebe, J. Veverka, J. F. McCauley, R. G. Strom, D. Morrison, G. A. Briggs, and V. E. Suomi. The Jupiter system through the eyes of Voyager 1. *Science*, 204 : 951—957, June 1979.
- D. Sudarsky, A. Burrows, and I. Hubeny. Theoretical Spectra and Atmospheres of Extrasolar Giant Planets. *ApJ*, 588 : 1121—1148, May 2003.
- J. Swift, J. A. Johnson, T. Morton, J. R. Crepp, B. Montet, D. C. Fabrycky, and P. Muirhead. Kepler-32 and the Formation of Planets Around Kepler's M Dwarfs. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 221 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page #407.04, January 2013.
- C. Terquem and J. C. B. Papaloizou. Migration and the Formation of Systems of Hot Super-Earths and Neptunes. *ApJ*, 654 : 1110—1120, January 2007.
- C. A. O. Torres, G. R. Quast, C. H. F. Melo, and M. F. Sterzik. *Young Nearby Loose Associations*, page 757. December 2008.
- K. Tsiganis, R. Gomes, A. Morbidelli, and H. F. Levison. Origin of the orbital architecture of the giant planets of the Solar System. *Nature*, 435 : 459—461, May 2005.
- M. Tuomi, G. Anglada-Escudé, E. Gerlach, H. R. A. Jones, A. Reiners, E. J. Rivera, S. S. Vogt, and R. P. Butler. Habitable-zone super-Earth candidate in a six-planet system around the K2.5V star HD 40307. *A&A*, 549 : A48, January 2013.
- D. Valencia, R. J. O'Connell, and D. Sasselov. Internal structure of massive terrestrial planets. *Icarus*, 181 : 545—554, April 2006.
- F. van Leeuwen, editor. *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data*, volume 350 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2007.
- K. J. Walsh, A. Morbidelli, S. N. Raymond, D. P. O'Brien, and A. M. Mandell. A low mass for Mars from Jupiter's early gas-driven migration. *Nature*, 475 : 206—209, July 2011.
- B. Zuckerman, J. H. Rhee, I. Song, and M. S. Bessell. The Tucana/Horologium, Columba, AB Doradus, and Argus Associations : New Members and Dusty Debris Disks. *ApJ*, 732 : 61, May 2011.