

THÈSE

PRÉSENTÉE À

l'Université Bordeaux 1

ÉCOLE DOCTORALE des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

par **Anne-Sophie MAURIN**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

**Caractérisation des exoplanètes sans atmosphère de type
terrestre à partir de leur spectro-photométrie infrarouge
orbitale**

Soutenue le : 2 octobre 2012

Après avis de :

Emmanuel Lellouch Rapporteurs

Éric Chassefière ...

Devant la Commission d'examen formée de :

Claire Moutou	Professeur, Aix-Marseille Université, OAMP	Présidente
Emmanuel Lellouch	Astronome, Université Paris VI, LESIA	Rapporteur
Éric Chassefière	Directeur de recherche, Université Paris XI, IDES	Rapporteur
Franck Selsis	Chargé de recherche, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
Marco Delbò	Chargé de recherche, Université Sophia Antipolis, OCA	Examineur
Olivier Groussin	Astronome-Adjoint, Aix-Marseille Université, OAMP ..	Examineur

Résumé

Dans cette thèse a été développé un modèle numérique simulant la lumière réfléchie et l'émission thermique d'exoplanètes telluriques ne possédant pas d'atmosphère, au cours de leur orbite. Ce modèle est constituée de plusieurs éléments. Le code calcule tout d'abord le flux stellaire incident en tout point de la planète et en fonction du temps en prenant en compte le mouvement orbital et la rotation de la planète. Si nécessaire, le modèle peut calculer la dissipation associée aux forces de marées et le flux de chaleur interne associé. Ces flux radiatif et interne servent de conditions aux limites à un modèle qui traite la diffusion de la chaleur dans la subsurface et calcule la température de surface. Enfin, le code calcule le flux, et sa variation avec la phase orbitale, reçu par un observateur distant dans une ou plusieurs bandes spectrales. Ce flux peut inclure les sources de bruits associés à la méthode d'observation de façon à produire une observable réaliste.

Une première étude a été consacrée aux planètes en orbite circulaire et en rotation synchrone, c'est à dire recevant un flux d'illumination constant avec le temps. Cette étude a montré qu'il était possible de contraindre, à partir d'observations bruitées simulées effectuées avec les télescopes de la prochaine génération (JWST, EChO) leur albédo de Bond, leur rayon, et l'inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur. Associée à des mesures de vitesse radiale, cette technique pourra permettre de déterminer masse et rayon d'exoplanètes ne transitant pas.

Une seconde étude traite de l'influence de la rotation et de la force maréale pour des planètes recevant un flux d'illumination non constant (excentriques et/ou en rotation). Il est montré qu'il est possible de détecter par photométrie orbitale la signature de ces deux effets dans la courbe de lumière et ainsi de mieux contraindre les modèles de marées existants. De multiples possibilités d'applications de ce modèle numérique sont en cours, et se prolongent au-delà de cette thèse.

Abstract

We have developed a numerical model that computes the reflected light and thermal emission of an airless rocky exoplanets during its orbit. This code first computes the stellar incident flux over the planetary surface as a function of time for any Keplerian orbit and rotation. The code can compute the tidal dissipation and the associated internal heat flux. Those illumination and internal flux are the boundary conditions for a heat diffusion model, which calculates time-dependent surface and subsurface temperatures. Eventually, the model computes the flux received by a distant observer, in one or several spectral bands. A realistic observation can be simulated adding the various sources of noise associated with the observation method.

A first study was dedicated to synchronous planets on a circular orbit that receive a constant illumination flux. This study showed that it is possible to constrain their Bond albedo, radius and inclination from observations done with the JWST or EChO. Associated with radial velocity measurements, mass and radius of nontransiting planets can be inferred.

In another work on planets receiving a non constant illumination flux (eccentric orbits or non synchronous planets) we study the signature of rotation period the tidal dissipation in the orbital photometry. We show that rotation period can be inferred providing a novel method to test tidal models. Many possibles applications of this model are already in progress and continue to be developed beyond this thesis.

Remerciements

Je remercie en premier lieu mon directeur de thèse, Franck Selsis, qui a su me superviser avec brio durant ces quatre années, et qui a fait preuve de disponibilité et de patience à toute épreuve.

Un grand merci aux membres du jury, Emmanuel Lellouch, Éric Chassefière, Marco Delbò, Olivier Groussin et Claire Moutou qui m'ont fait l'honneur de présider, rapporter ou examiner cette thèse malgré leurs emplois du temps chargés.

Merci à tous mes collaborateurs qui m'ont accordé leur temps et leur confiance, notamment Marcò, indispensable dans les débuts de cette thèse, Franck Hersant, toujours disponible pour tout le monde à tout moment, Adrian, très méthodique d'un point de vue professionnel, et Jérémy pour les points précis concernant les forces de marées.

Merci à tous les thésards et post-docs du laboratoire, qui ont toujours su m'aider en cas de difficulté, avec une pensée toute particulière pour Christophe, le geek du labo.

Merci à Sylvie et Nadège pour leur aide informatique, et à Annick et Cécile pour toute la partie administrative de la thèse et la préparation des missions.

Un très chaleureux merci à Gilbert qui sait toujours animer les discussions du midi, avec ses anecdotes croustillantes et son humour sans faille. Merci aussi pour l'aide qu'il m'a apportée sur des recherches de petit patrimoine girondin.

Merci à Hermann pour m'avoir encouragée ces quatre années, pour les discussions, les échanges, et les idées!

Merci à ma famille et mes amis pour m'avoir apporté le soutien nécessaire pour persévérer.

Merci à Anne-Laure pour sa relecture minutieuse de ma thèse!

Dans un autre registre, je ne peux pas oublier de mentionner Isabelle, qui a su m'épauler, pendant 18 mois, et qui m'a permis de réaliser le projet qui j'ai tenu à bout de bras, contre vents et marées! Merci à elle pour avoir respecté mes choix, et de m'avoir fait découvrir qu'une autre *naissance* est possible.

Et bien sûr, en vrac, quelques noms, Koalito, Manu, Jeff, Duc', Scytale, Thierry, Jihem... De m'avoir fait découvrir le petit patrimoine de France d'une façon tout à fait ludique! Merci pour les

rencontres, les rires, les déceptions, les critiques constructives, les *choux blancs* aussi...

Et je ne pourrais conclure ces remerciements sans évoquer mes deux petites Lunes, Parme et Anatole, nés pendant l'élaboration de cette thèse, et qui m'ont non seulement apporté un immense bonheur, mais aussi m'ont appris le rôle d'une maman, responsable, me faisant définitivement entrer dans l'âge adulte. Je vous aime mes amours.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Remerciements	vi
1 Introduction	1
1.1 Motivation	1
1.2 Détection d'exoplanètes	2
1.2.1 Transits et vitesse radiale	2
1.2.2 Vers des mondes habitables?	2
1.3 Photométrie orbitale	3
1.3.1 Principe	3
1.3.2 Photométrie des planètes en transit	5
1.3.3 Observation des courbes de lumière	7
1.4 Population des exoplanètes de faible masse	10
1.4.1 HARPS et Kepler	10
1.4.2 JWST et EChO	11
1.4.3 Diversité des planètes transitantes	12
2 Géométrie	15
2.1 Géométrie orbitale	15
2.1.1 Orbite keplerienne	15
2.1.2 Obliquité et rotation	17
2.2 Eclairement	19
2.2.1 Calcul de l'éclairement à la surface de la planète	19
2.2.2 Influence de l'excentricité et de l'obliquité sur l'éclairement	19

2.2.3	Influence de l'excentricité et de l'obliquité sur le flux d'illumination reçu . . .	20
2.3	Flux reçu par un observateur distant	24
2.3.1	Position de l'observateur	24
2.3.2	Calcul du flux reçu	25
2.4	Discretisation de la surface	26
2.5	Résumé des capacités du modèle	27
3	Application aux exoplanètes : orbites circulaires et rotation synchrone	29
3.1	Les Super-Terres très chaudes (55 Cancri e, Corot 7b et Kepler 10b)	30
3.1.1	Etoile non ponctuelle	30
3.1.2	Contribution du flux réfléchi	32
3.1.3	Détermination de l'albédo	32
3.1.4	Une excentricité pour 55 Cancri e	34
3.1.5	Conclusion	35
3.2	Caractérisation des Super-Terres synchrones non transitantes	36
3.3	Introduction	39
3.4	Model	40
3.5	Methodology	42
3.5.1	Producing a phase curve	42
3.5.2	The instrumental noise	45
3.6	Results	45
3.6.1	Constraining both mass and radius	48
3.6.2	Effect of an atmosphere	49
3.7	Discussion	50
3.7.1	Validity of the radiative model and reflected light	50
3.7.2	Existing candidates	51
3.7.3	Transiting planets	52
3.7.4	Stellar variability	52
3.8	Conclusion	53
4	Planète avec inertie thermique à éclairement variable	61
4.1	Modèles existants	62
4.2	Modèle de diffusion thermique	62
4.2.1	Conditions aux limites	63
4.2.2	Équations adimensionnées	64
4.2.3	Equations dimensionnées	69

4.2.4	Résolution numérique	70
4.3	Propriétés thermiques des surfaces	72
4.3.1	Conductivité thermique dépendante de la température	73
4.3.2	Capacité calorifique : modèle de Debye	76
4.3.3	Résultats sur les courbes de lumière	77
4.4	Validation du modèle : la Lune et Mercure	82
4.4.1	La Lune	82
4.4.2	Mercure	84
4.4.3	Conclusion	86
4.5	Applications du modèle	87
4.5.1	Effets sur la photométrie orbitale	87
4.5.2	Atmosphère ou inertie thermique ?	91
4.6	Conclusion	96
5	Influence de la rotation et de la force maréale sur la photométrie orbitale	97
5.1	Planètes en orbites circulaires	97
5.1.1	Effet de la rotation sans chauffage par forces de marées	98
5.1.2	Dissipation et temps de synchronisation	99
5.1.3	Conclusion	101
5.2	Planètes en orbites excentriques	101
5.2.1	Dissipation maréale négligeable	103
5.2.2	Dissipation maréale	108
5.2.3	Conclusions	111
6	Discussions	113
6.1	Réflexion de surface	113
6.2	Anisotropie de l'émission thermique	116
6.3	Signatures spectrales des matériaux de surface	117
A	Capacité calorifique dépendante de la température	125
A.1	Capacités thermiques molaires	125
A.2	Modèle d'Einstein et de Debye	126
A.3	Un cas d'étude, la forsterite	128
B	Calcul du bruit instrumental	131
B.1	Bruit thermique	132
B.2	Courant d'obscurité	132

B.3	Bruit de lecture	132
B.4	Contribution du bruit instrumental	134

Chapitre 1

Introduction

1.1 Motivation

La recherche et la connaissance des exo-mondes qui nous entourent a toujours fasciné les hommes, dont la finalité ultime serait la découverte de la vie extraterrestre. Le travail de cette thèse s'inscrit dans cette vaste thématique.

Depuis la découverte de la première exoplanète¹ par Mayor et Queloz en 1995, nous avons constaté l'extraordinaire abondance et la diversité des systèmes planétaires qui existent. Des planètes de la taille de Jupiter ont été découvertes orbitant en quelques jours autour de leur étoile. Les scénarios de formation du système solaire ont dû être revus. De formidables connaissances nouvelles ont émergé.

Les progrès instrumentaux, la diversification des techniques de détection et l'accumulation d'observations sur des périodes de plus en plus longues permettent de découvrir des planètes de plus en plus petites et de plus en plus loin de leur étoile.

Une Super-Terre est une planète dont la masse est comprise entre 1 et 10 fois la masse de la Terre. Ces planètes attirent depuis quelques années toute l'attention des scientifiques. Elles n'existent pas dans le système solaire, et pourtant, elles pourraient avoir toutes les qualités requises pour abriter la vie : une surface rocheuse et suffisamment massive pour conserver une atmosphère. Situées à bonne distance de leur étoile, elles pourraient même receler de l'eau liquide en leur surface, et seraient qualifiées d'« habitables ». Étant plus grandes que la Terre, elles sont aussi plus facilement détectables.

L'étude et la caractérisation de cette nouvelle famille de planètes est l'enjeu de la prochaine

1. Autour d'une étoile

décennie, et pourra permettre de mieux comprendre les processus de formation et d'évolution planétaire.

1.2 Détection d'exoplanètes

Il existe deux principales méthodes de détection d'exoplanètes. La méthode de la vitesse radiale et la détection par transit. À elles deux, ces méthodes ont permis plus de 95 % des découvertes exoplanétaires.

1.2.1 Transits et vitesse radiale

La méthode de la vitesse radiale identifie une planète en mesurant par effet Doppler les modulations de la vitesse radiale de son étoile hôte. En effet, l'étoile, si elle possède un compagnon, va tourner autour du centre de masse commun étoile+planète. Cette méthode mesure le mouvement apparent de l'étoile sur la ligne de visée et dépend donc de l'inclinaison de l'orbite de la planète. La masse minimale du compagnon peut être déterminée, si l'on peut déterminer la masse de l'étoile par des modèles d'évolution stellaires.

La méthode de détection par transit permet, lorsque l'inclinaison de l'orbite est proche de 90° et donc vue par la tranche, de détecter la baisse de luminosité de l'étoile lorsque son compagnon passe devant elle (transit primaire, Fig. 1.1). Dans la pratique, il existe deux méthodes de détection de transits : soit la planète a déjà été détectée par vitesse radiale et la photométrie de son étoile hôte est étudiée, soit un nombre conséquent d'étoiles sur une portion du ciel est observé durant des années, ce qui permet de détecter efficacement les transits.

Ces deux méthodes de détection combinées permettent de connaître à la fois le rayon et la masse de la planète, et par conséquent sa densité.

1.2.2 Vers des mondes habitables ?

Les exoplanètes dites « habitables » (voir Selsis et al., 2007, pour une définition de la zone habitable), sont encore marginalement détectées (GJ 581 d, GJ 667 Cc) et aucune n'a pu être caractérisée (masse minimale connue par la vitesse radiale). En ce qui concerne les planètes transitantes, les candidats Kepler (voir section 1.4.1 pour plus de détails sur la mission Kepler) situés dans la zone habitable de leur étoile sont également très difficiles à confirmer. Santerne et al. (2012) montrent que le taux de faux-positifs atteint 35% pour les Jupiters chauds candidats Kepler, taux qui pourrait être aussi élevé, voire plus, pour des planètes moins massives. Néanmoins, les Super-Terres chaudes peuvent être caractérisées (masse, rayon, atmosphère) avec les moyens actuels et à

venir. Leur diversité reflète certainement la diversité des planètes plus tempérées et constitue une étape dans l'étude des mondes habitables.

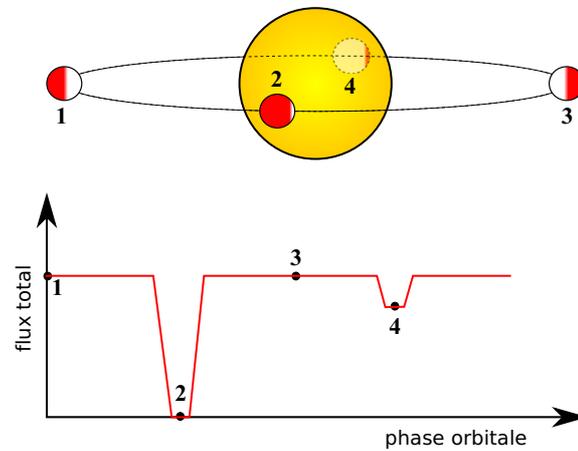


FIGURE 1.1 – Principe schématique de la détection d'une exoplanète par la méthode du transit. La lumière reçue en 1 et 3 est la lumière combinée du système étoile+planète. En 2, la planète passe devant l'étoile (transit primaire). La baisse de luminosité correspond à celle d'une fraction du disque stellaire masquée par le disque planétaire. En 4, la planète passe derrière l'étoile (transit secondaire). La baisse de luminosité correspond à l'absence du signal planétaire.

1.3 Photométrie orbitale

1.3.1 Principe

Comment varie la lumière reçue d'une planète par un observateur distant au cours de sa phase orbitale? En pratique, la lumière reçue est celle du système combiné étoile+planète. Lors des transits, les baisses de luminosité sont dues aux passages de la planète devant et derrière son étoile (Fig. 1.1). Dans le cas le plus général, transitant ou non, les variations photométriques appelées **courbes de lumière** peuvent être associées à la phase, à l'excentricité, aux saisons (dus à l'obliquité de la planète), à la rotation, à la présence d'une atmosphère, à des inhomogénéités de surface etc...

La lumière reçue de la planète peut être de deux natures différentes : il peut s'agir de la lumière réfléchie de l'étoile, dépendante de l'albédo (rapport de l'énergie stellaire réfléchie par une surface à l'énergie stellaire incidente) ou bien de la lumière émise par la planète, liée à sa température. Cette lumière est reçue par un observateur distant qui peut la décomposer dans une ou plusieurs bandes spectrales.

En lumière réfléchie, les principales variations photométriques sont dues à l'observation des

phases de la planète (ex : phases de la Lune, phases de Vénus). En lumière thermique, l'effet de phase sera dominant dans les cas de corps sans atmosphère, à faible inertie thermique et faible vitesse de rotation (ex : la Lune). Pour des corps possédant une atmosphère dense, la signature de la phase pourra être visible dans le cas de rotations lentes voire synchrones, et dans des longueurs d'onde correspondant à des fenêtres atmosphériques (Selsis et al., 2011). Dans le cas d'une rotation rapide comme la Terre, l'émission thermique n'est pas ou peu liée à sa phase, notamment dans les bandes d'absorption (Fig. 1.2).

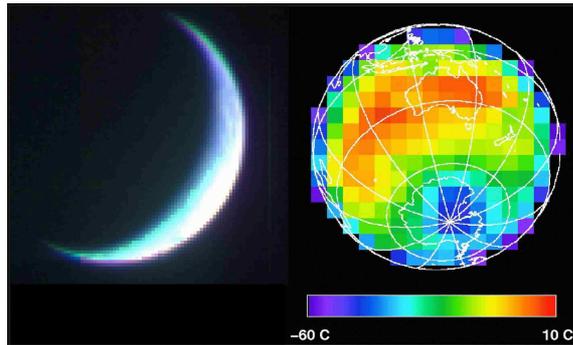


FIGURE 1.2 – Ces deux images de la Terre ont été prises au même instant par Mars Odyssey, en lumière visible (à gauche) et Thermal Emission Imaging System (THEMIS, Murray et al., 2003). La phase de la Terre observée en lumière visible ne se retrouve pas en lumière infrarouge, car la Terre possède une atmosphère dense redistribuant la chaleur sur tout le globe. Crédit : NASA/JPL/Arizona State University.

Le principe schématique d'une courbe de lumière est présenté dans la figure 1.3. Les variations de la courbe de lumière réfléchiée et thermique sont liées à la phase si la planète a de grands contrastes thermiques jour/nuit à sa surface, ce qui la rapproche du cas synchrone (courbe rouge, à gauche). Elles sont déphasées et atténuées (courbe bleue) lorsque la chaleur est redistribuée sur tout le globe planétaire (présence d'atmosphère notamment). Les variations photométriques sont nulles dans tous les cas lorsque l'orbite est circulaire et vue du dessus (à droite).

Les courbes de lumière infrarouge des exoplanètes rocheuses observables aujourd'hui sont dominées par l'effet de phase. En effet, celles-ci sont proches de leur étoile et les forts effets de marées ont circularisé leur orbite, synchronisé leur rotation et annulé leur obliquité. Elles ne possèdent généralement pas d'atmosphère. Le côté nuit est très froid (sa chaleur provenant d'un éventuel flux interne) et le côté jour est en équilibre avec les sources de chauffage externe.

Le travail de cette thèse porte essentiellement sur l'émission des planètes en lumière infrarouge. En effet, pour la plupart des planètes auxquelles nous nous intéressons (Super-Terres à courte période ou dans la zone habitable de leur étoile), l'essentiel du flux reçu par un observateur distant

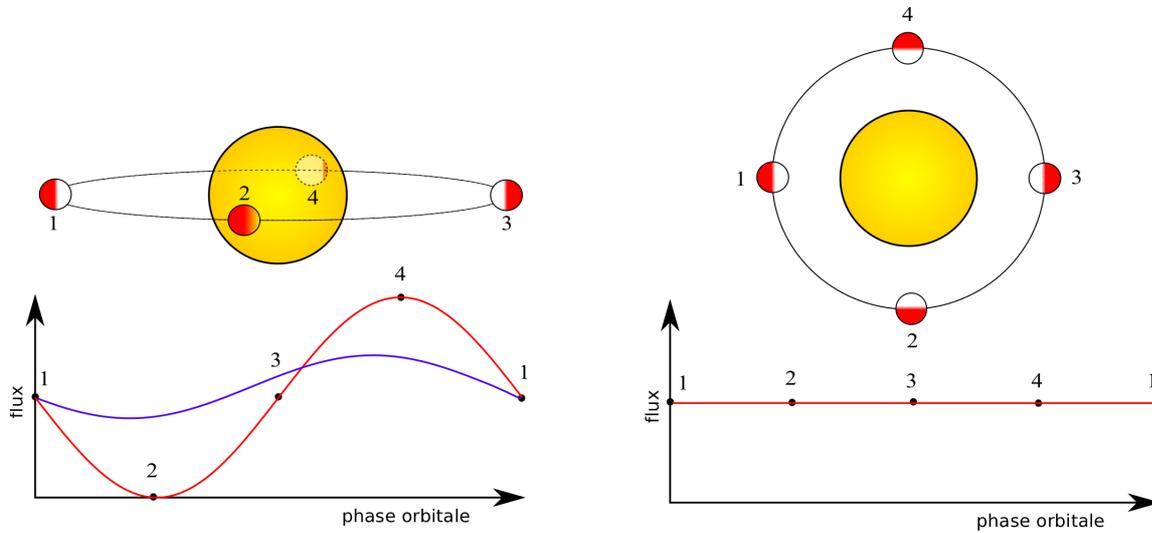


FIGURE 1.3 – Principe schématique d’une courbe de lumière où seules les variations photométriques de la planète en orbite circulaire sont représentées (par souci de lisibilité, les transits primaire et secondaire ne sont pas représentés). A gauche, la planète transite ($i=90^\circ$). La courbe rouge représente les variations de phase : flux réfléchi ou flux émis en cas d’importants contrastes de température jour/nuit (rotation synchrone d’une planète sans atmosphère). En bleu, les variations de la courbe de lumière peuvent être atténuées et déphasées par la présence d’une atmosphère ou d’une forte inertie thermique de surface associée à une vitesse de rotation importante. Le maximum de la courbe de lumière est atteint lorsque le côté jour de la planète est vu par l’observateur (4) et son minimum lorsqu’il s’agit du côté nuit (2). A droite, l’orbite de la planète est vue du dessus ($i=0^\circ$). La variation photométrique de la planète est nulle car la phase observée est la même tout au long de son orbite.

est le flux émis par la planète dans l’infrarouge lointain (~ 5 à $15 \mu\text{m}$). Les futures missions (dont nous parlons dans la partie 1.4.2) observeront dans le même domaine de longueur d’onde.

1.3.2 Photométrie des planètes en transit

Historique

La première détection photométrique d’un transit d’exoplanète a été faite par Charbonneau et al. (2000) autour de l’étoile HD 209458, étoile de masse solaire. Cette planète était connue, grâce aux mesures de détection par vitesse radiale pour avoir un compagnon de la masse d’une planète sur une orbite proche. Elle a un rayon égal à un peu plus de 1.2 rayons de Jupiter (R_{Jup}) et une inclinaison d’orbite de 87° . La figure 1.4 montre la courbe de lumière de la planète HD 209458b en transit, ajustée par 5 paramètres : les rayons stellaire R_S et planétaire R_p , la masse stellaire M_S , l’inclinaison de l’orbite i et le paramètre d’assombriement centre-bord de l’étoile. La principale

source de bruit est la scintillation de l'étoile dans l'atmosphère. Après le transit, l'augmentation des barres d'erreur est due au coucher de l'étoile et à l'augmentation des perturbations atmosphériques.

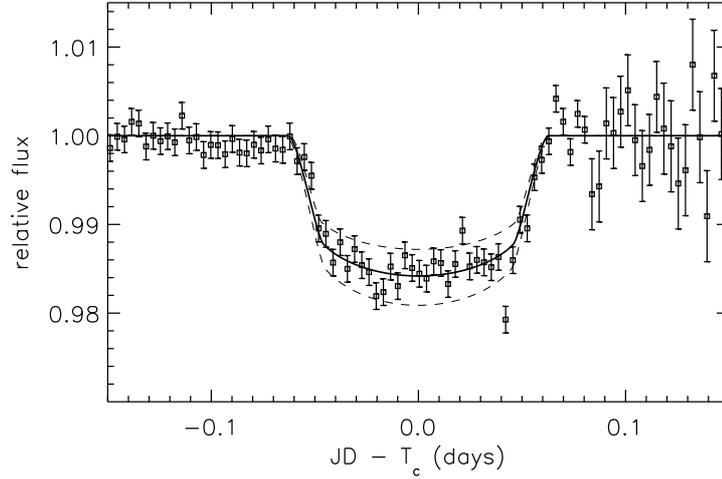


FIGURE 1.4 – Courbe photométrique de HD 209458 b en transit primaire. Le flux est normalisé par rapport au flux maximal reçu (flux stellaire et planétaire). La courbe noire donne le meilleur ajustement des données d'observation et est obtenue pour $R_p=1.27 R_{Jup}$ et $i=87.1^\circ$. Les courbes basse et haute en tirets sont les courbes de transit pour une planète ayant respectivement un rayon 10 % plus important et plus faible (Charbonneau et al., 2000).

Les premiers transits ont donc permis de déterminer rayon et inclinaison de l'orbite par rapport à l'observateur, et, puisque $M_p \sin i$ est connue par la détection par vitesse radiale, la masse planétaire peut être déduite. À ce jour (juillet 2012), 234 planètes transitantes ont été découvertes, dont un peu plus d'une vingtaine grâce au télescope spatial Corot, et 2321 candidats dont une centaine confirmés (par vitesse radiale ou grâce à la cohérence des éphémérides dans les systèmes à plusieurs planètes transitantes) avec le télescope spatial Kepler (Borucki, 2012). La plupart des planètes en transit ont été détectées et confirmées depuis le sol (WASP, HAT...). De nombreuses études spectroscopiques ont été effectuées sur une partie de ces planètes, et ont permis de contraindre leur composition atmosphérique.

Caractérisation de l'atmosphère

Grâce au spectre en transmission (transit primaire) et à l'émission thermique (éclipse secondaire), il est possible de contraindre le profil thermique et la composition chimique de l'atmosphère. A titre d'exemple, nous présentons ici le spectre en transmission obtenu pour un Jupiter chaud, HD

189733b (Fig. 1.5). Les bandes d'absorption centrées à 3.6, 5.8 et 8 μm peuvent être expliquées par la présence de vapeur d'eau dans l'atmosphère (Tinetti et al., 2007).

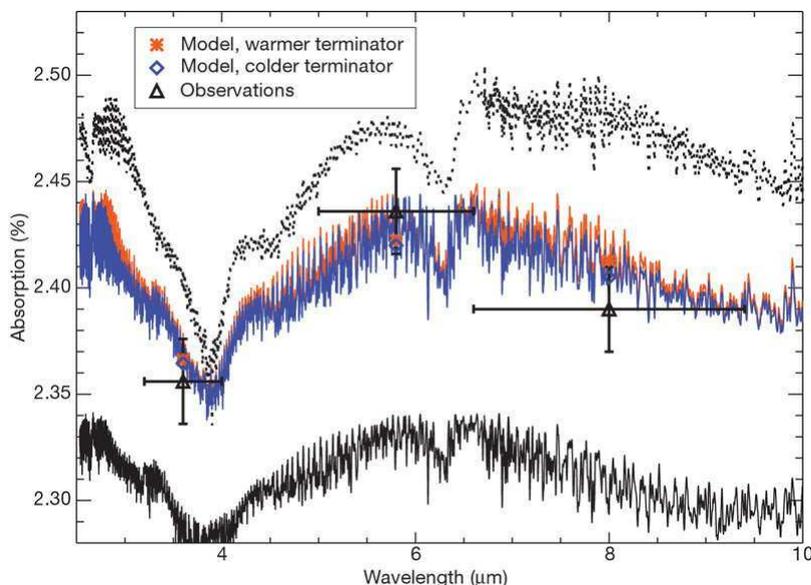


FIGURE 1.5 – Spectre en transmission du Jupiter chaud transitant, HD 189733b. Les observations sont indiquées par les triangles noirs et les barres d'erreur sont à 1σ . Les losanges et étoiles colorées montrent les différents modèles intégrés sur les bandes d'observation. En bleu, le profil température-pression du terminateur est froid. En orange, il est chaud. En noir, la température est constante à 500K (trait plein) ou 2000K (trait pointillé) (Tinetti et al., 2007).

Dans la figure 1.6, le spectre en émission de GJ 436 b (appelée « Neptune chaud ») montre la présence de CO, de CH₄ et d'eau (non détectés dans le spectre en transmission), ainsi que des traces de CO₂ (Stevenson et al., 2010).

1.3.3 Observation des courbes de lumière

Première observation d'une courbe de lumière

La première variation photométrique a été observée sur un Jupiter chaud transitant, HD 189733b par Knutson (2007) et Knutson et al. (2009). Les profondeurs de transits dues au passage de la planète devant et derrière son étoile sont nettement visibles, ainsi que la variation de la courbe de lumière lorsque l'on zoome entre les deux transits (Fig. 1.7). Le minimum de la modulation est visible à la fin du transit primaire et son maximum juste après le transit secondaire. Le fort déphasage observé est dû aux vents dans l'atmosphère, comme prédit par Showman et Guillot

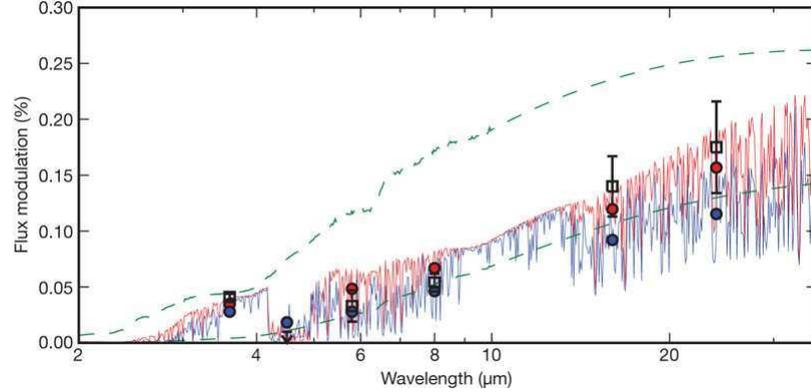


FIGURE 1.6 – Spectre en émission de GJ 436 b. Les deux modèles atmosphériques (bleu et rouge) ont la même structure en température et aucune inversion thermique. Les modèles ont des rapports constants et uniformes pour H_2O , CH_4 , CO et CO_2 de 3×10^{-6} , 1×10^{-7} , 7×10^{-4} et 1×10^{-7} respectivement pour le modèle rouge et 1×10^{-4} , 1×10^{-7} , 1×10^{-4} et 1×10^{-6} . Les cercles colorés montrent les modèles intégrés sur les bandes d’observation, les carrés noirs montrent les données d’observation, avec une barre d’erreur à 1σ . La courbe verte tirets montre le spectre du corps noir à 650 K (en bas) et 1250 K (en haut) (Stevenson et al., 2010).

(2002). La différence d’amplitude de la variation de la courbe de lumière est de l’ordre de 1 ‰ à 8 μm . Pour des Super-Terres sans atmosphère à la même température, les variations sont de l’ordre de 10^{-5} , ce qui est à la limite de l’observabilité pour les instruments de la prochaine génération (voir Discussions).

Détection des courbes de lumière pour des planètes non transitantes

Lorsque l’on fait varier légèrement l’inclinaison d’une planète transistante, la profondeur des transits n’est plus visible mais la variation photométrique de la planète sera conservée.

La courbe de lumière d’une planète non transistante a été observée par Crossfield et al. (2010) à 24 μm pour ν Andromedae b. Cowan et al. (2007) ont observé les courbes de lumière de Jupiters chauds transitants et non transitants en infrarouge moyen avec Spitzer.

La probabilité qu’une planète transite, en supposant toutes les orientations de l’orbite équiprobables, est donnée par R_*/a , avec a le demi-grand axe de l’orbite de la planète. Sauf dans quelques cas extrêmes de planètes ultra-chaudes (Kepler 10b par exemple), cette probabilité est inférieure à 10% (elle vaut 0.5% pour la Terre). Plus de 90% des planètes ne transitent donc pas, et la moitié d’entre elles ont un système d’inclinaison supérieure à 60° (Fig. 1.8 a). Pour cette inclinaison médiane de 60° , l’amplitude de la courbe de lumière reste égale à 85% de l’amplitude pour une inclinaison de 90° (transit), dans le cas d’une Super-Terre synchrone autour d’une étoile M (Fig. 1.8 b).

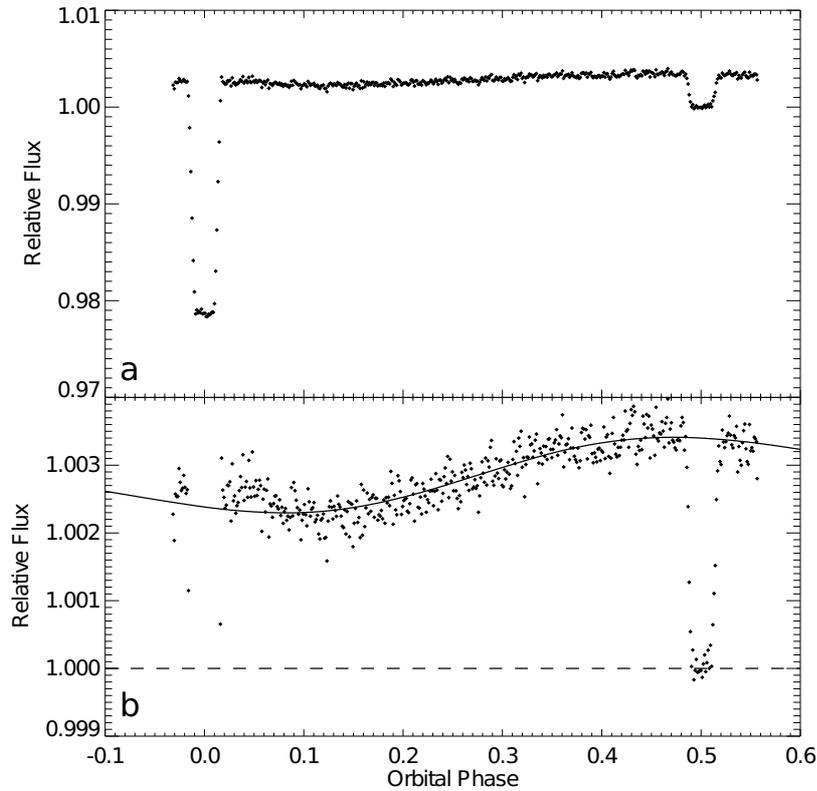


FIGURE 1.7 – Courbe de lumière observée pour HD 189733b, avec les transits primaire et secondaire, à $8 \mu\text{m}$. Le flux stellaire mesuré au centre du transit secondaire est normalisé à 1 (tirets en b). Les panneaux a et b montrent les mêmes données mais l’axe des ordonnées a été dilaté dans b pour montrer l’échelle de la variation de la courbe de lumière. La courbe en trait plein en b est la courbe de lumière du meilleur modèle d’ajustement (Knutson, 2007).

L’exploitation des courbes de lumière des planètes non transitantes avec les moyens d’observation à venir est donc un point clé pour leur caractérisation.

Détection de la courbe de lumière pour une Super-Terre

La première courbe de lumière d’une Super-Terre rocheuse, ainsi que le transit secondaire ont été observés pour Kepler 10 b par Batalha et al. (2011) avec Kepler dans une bande allant de 0.4 à $0.9 \mu\text{m}$ (fig 1.9). Cette planète de $4.5 M_{\oplus}$ tourne en 20h environ autour de son étoile. Les forces de marées ont probablement circularisé son orbite et placée en résonance spin orbite 1:1. La température de son point substellaire dépasse les 2500 K, ce qui la classe dans les planètes abritant probablement un « océan de lave » (Rouan et al., 2011) car les roches (comme les silicates) sont

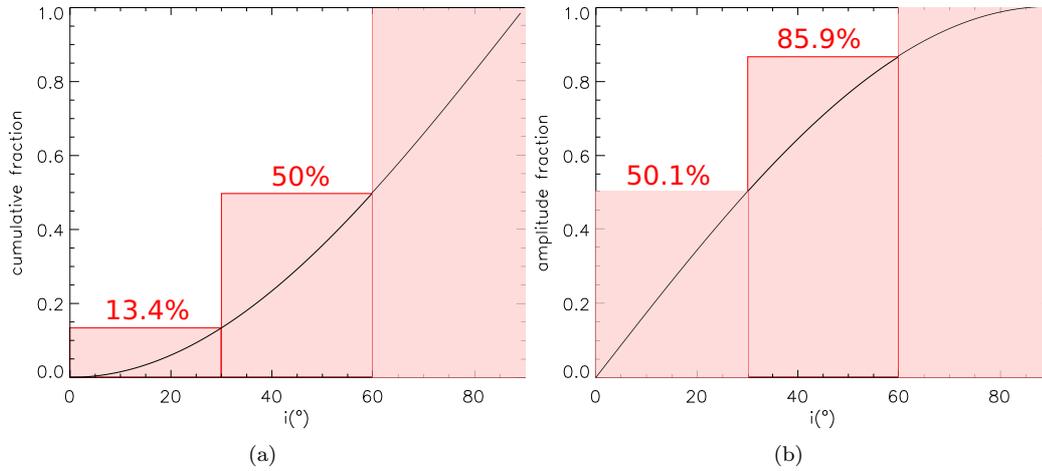


FIGURE 1.8 – a : Distribution des inclinaisons pour des systèmes aléatoirement orientés en fraction cumulée. La valeur médiane de l’inclinaison est de 60° (90° est la position de transit). Seuls 13.4% des systèmes ont une inclinaison inférieure à 30° . b : Fraction de l’amplitude de la courbe de lumière d’une planète transistante de $2 R_\oplus$ synchrone en orbite circulaire à 0.04 UA d’une étoile de $0.5 M_\odot$ en fonction de l’inclinaison. Pour une inclinaison de 60° , l’amplitude de la courbe de lumière atteint plus de 85% de celle de la configuration de transit. Elle est d’environ 50% pour une inclinaison de 30° .

fondues à cette température. Cette planète est la troisième Super-Terre transistante confirmée (après Corot 7b et GJ 1214b). Elle ne possède vraisemblablement pas d’atmosphère.

La lumière thermique de 55 Cancri e a également été observée avec Spitzer, sans toutefois mettre en évidence variation de la courbe de lumière avec la phase de la planète (Demory et al., 2012). 55 Cancri e fait partie du système planétaire se situant autour de l’étoile 55 Cancri A (elle-même étoile d’un système binaire), et composé de cinq planètes, dont la plus proche d’entre elles, la Super-Terre 55 Cancri e, transite.

Les télescopes de la prochaine génération permettront de multiplier ce type d’observations et d’obtenir les courbes de lumières de Super-Terres non transitantes détectées par vitesse radiale.

1.4 Population des exoplanètes de faible masse

1.4.1 HARPS et Kepler

HARPS (High Accuracy Radial velocity Planetary Search project) est un spectromètre dédié à la recherche des exoplanètes par la méthode de la vitesse radiale. Les statistiques effectuées par des recherches systématiques de planètes durant 8 ans avec cet instrument ont montré que 45 %

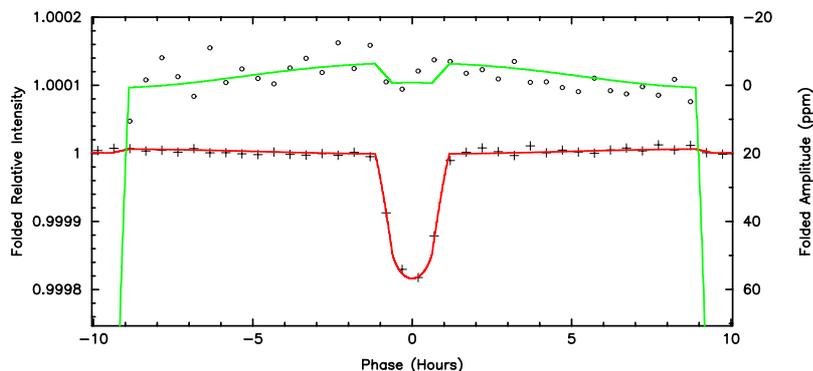


FIGURE 1.9 – Intensité relative du flux pour Kepler 10b. Les observations sont représentées par les croix et ronds noirs et les meilleurs ajustements sont obtenus par les courbes vertes et rouges. La courbe rouge est centrée sur le transit primaire et la lecture de l'intensité relative se lit à gauche, tandis que la courbe verte est dilatée sur l'axe des ordonnées et est centrée sur le transit secondaire, et l'amplitude en ppm se lit à droite. Les courbes ont été décalées verticalement pour une meilleure lisibilité (Batalha et al., 2011).

des étoiles M0 à F abritent une planète de masse inférieure à $30 M_{\oplus}$ et de période inférieure à 50 jours (Mayor et al., 2011). Bonfils et al. (2011) étudient plus particulièrement la distribution des planètes autour des étoiles M, la classe d'étoiles la plus abondante de notre galaxie (Fig. 1.10). Les étoiles étudiées ont des masses comprises entre 0.09 et $0.60 M_{\odot}$, avec une population d'étoiles moins importantes entre 0.35 et $0.40 M_{\odot}$. Les planètes de faible masse seraient les plus fréquentes : celles à courte période (1 à 10 jours) auraient une abondance de $36^{+25}_{-10}\%$ et à période moyenne (10 à 100 jours) de $35^{+45}_{-11}\%$.

Les statistiques effectuées avec le télescope spatial Kepler, photomètre observant dans le visible et développé par la Nasa pour détecter les transits sur une portion du ciel, de 1235 planètes candidates pour 156 000 étoiles observées ont montré des résultats similaires : 20 à 25 % d'étoiles M0 à K possèdent une planète de rayon 2 à $4 R_{\oplus}$ avec une orbite de période inférieure à 50 jours (Howard et al., 2011). La population des exoplanètes de faible masse et à courte période représenterait donc plus de 30% de la totalité des exoplanètes. Parmi celles-ci, certaines sont suffisamment chaudes et irradiées pour ne pas posséder d'atmosphère. C'est sur cette population particulière que je me focaliserai dans cette thèse.

1.4.2 JWST et EChO

Les moyens observationnels actuels ont permis de mesurer des transits secondaires ainsi que des courbes de phase pour des planètes transitantes et non transitantes, y compris sur des planètes

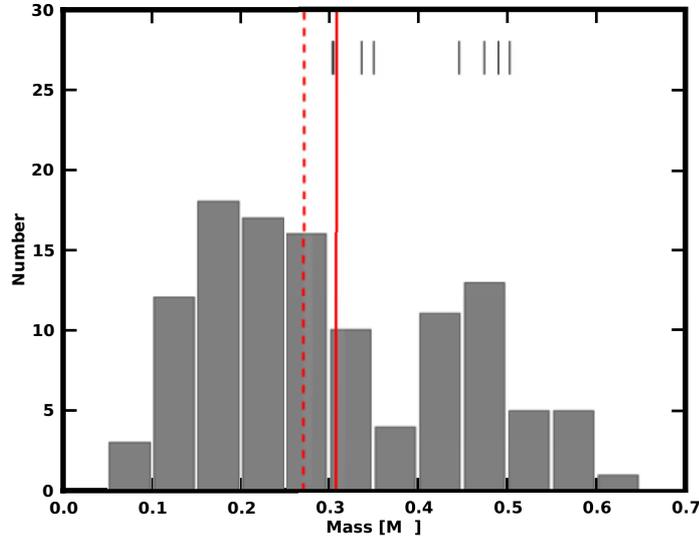


FIGURE 1.10 – Distribution des étoiles M étudiées par vitesse radiale. Les droites verticales rouges montrent la valeur médiane (tirets) et moyenne (droite continue). Les barres verticales au dessus de l’histogramme indiquent les masses des étoiles abritant une planète contenues dans l’échantillon (Bonfils et al., 2011).

telluriques. Kepler effectue ses observations dans le visible et l’infrarouge proche (large bande de 400 à 900 nm) tandis que Spitzer travaille dans l’infrarouge proche et moyen, sur quelques larges bandes (le plus souvent une seule). La spectroscopie est nécessaire pour briser les dégénérescences entre les différents paramètres du système.

Les télescopes du futur, comme le James Webb Space Telescope (JWST) et Exoplanet Characterization Observatory (EChO) seront en mesure d’étudier des cibles plus faibles, en l’occurrence des Super-Terres à quelques jours de périodes et d’effectuer des mesures spectroscopiques (0.5 à 16 μm pour EChO et 1 à 27 μm pour JWST). EChO pourra couvrir plusieurs orbites planétaires afin d’améliorer le rapport signal/bruit.

1.4.3 Diversité des planètes transitantes

Lorsque l’on reporte les masses et rayons des principales planètes transitantes de masse inférieure à 15 M_{\oplus} découvertes jusqu’à maintenant, on peut constater l’incroyable diversité de compositions qu’elles peuvent présenter. La figure 1.11 montre les relations masse/rayon de planètes glacées, rocheuses et ferreuses à partir des calculs de Fortney et al. (2007a) et les masses et rayons mesurés

pour huit planètes de faible masse transitantes. Kepler 10 b est la plus dense. Elle semble constituée de roches et de métaux. Corot 7b et 55 Cancri e sont majoritairement rocheuses. Les planètes GJ 1214 b, Kepler 11c, d et f sont elles, beaucoup moins irradiées, et par conséquent plus riches en eau et en gaz. On ne comprend actuellement pas la formation et la stabilité de telles planètes. Il est fortement probable que des planètes comme Kepler 10b, 55 Cancri e ou Corot 7b soient des « Super-Mercures », sans atmosphère. D'autres planètes sans atmosphère pourrait exister dans cette population de planètes de faible masse à faible distance orbitale.

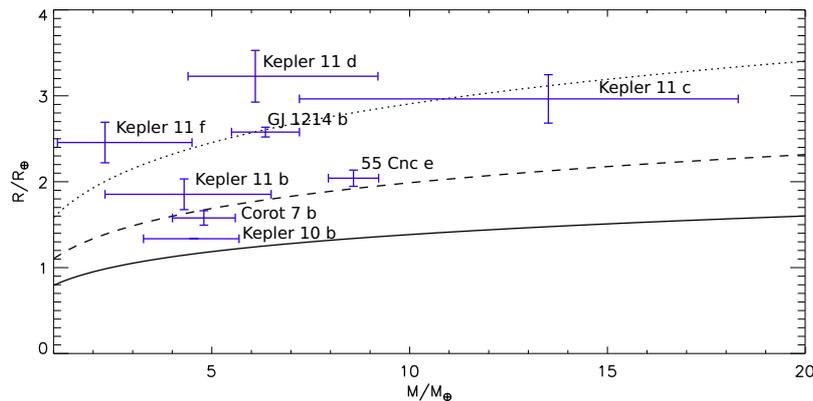


FIGURE 1.11 – Masses et rayons des principales planètes de faible masse transitantes. Les traits pleins, tirets et pointillés correspondent respectivement aux planètes faites uniquement de fer, de silicates et de glace d'eau, selon Fortney et al. (2007a) (Source : exoplanet.eu).

Or, les planètes non transitantes représentent la majeure partie de la population des exoplanètes connues (Fig. 1.8 a). En effet, pour les planètes les plus chaudes, la probabilité qu'elles transitent peut atteindre 30 % mais reste dans la majorité des cas inférieure à 10 %. Si aujourd'hui la caractérisation des planètes se limite à celles des transitantes, il semble nécessaire de disposer de modèles permettant de mieux connaître toutes les autres. Selsis et al. (2011) montrent la possibilité de caractériser les atmosphères des planètes non transitantes via leur courbe de lumière infrarouge. Le cas des planètes sans atmosphère est étudié dans Maurin et al. (2012) et Maurin et al. (in prep).

Un des enjeux de cette thèse est d'étudier les variations des courbes de phase des planètes de type Super-Terres sans atmosphère, afin de connaître leurs caractéristiques (masse, albédo, rayon, période de rotation, présence de cratères...).

Dans le chapitre 2, nous définissons la géométrie du problème (positionnement de l'orbite, éclairage reçu en tout point de la planète, flux reçu par un observateur distant), qui est à la base des chapitres suivants.

Dans le chapitre 3 nous abordons le cas des planètes synchrones en orbite circulaire non transitantes, donc recevant un éclairage constant (en fonction de la longitude et de la latitude) au cours du temps. Nous montrons alors qu'il est possible de contraindre l'inclinaison, le rayon et l'albédo de ces planètes, en utilisant un modèle d'ajustement de courbes de lumières bruitées. Nous appliquons également ce modèle d'ajustement au cas d'une planète avec atmosphère dense de CO_2 .

Dans le chapitre 4 nous abordons le point central de cette thèse. Le modèle d'éclairage décrit dans le chapitre 2 est couplé à un code de diffusion thermique unidimensionnel permettant de traiter le cas général des planètes recevant un éclairage variable au cours du temps.

Dans le chapitre 5, nous appliquons le modèle complet à l'exploitation de courbes de lumière de planètes non synchrones en orbite circulaire et excentrique. Nous montrons qu'il est parfois possible de contraindre la période de rotation dans leur courbe de lumière et ainsi de discriminer les rotations d'équilibre prédites par les différents modèles de marées. Nous traitons les cas avec et sans flux de chaleur interne lié à la dissipation maréale.

Chapitre 2

Géométrie

La géométrie de l'insolation et de l'observation d'une surface planétaire est à la base de l'ensemble des problèmes de photométrie traités dans les chapitres suivants. Une planète en rotation autour de son étoile reçoit un flux incident qu'elle réfléchit, absorbe et réémet dans l'espace, et qui peut être intercepté par un observateur situé sur la sphère céleste. Dans ce chapitre, nous calculons l'éclairement en un point de longitude ϕ et de latitude θ quelconques d'une planète sphérique en orbite képlérienne, et d'axe de rotation oblique. Dans un deuxième temps, nous calculons le flux réémis ou réfléchi vers un observateur distant.

Les grandeurs caractéristiques du système planétaire considéré sont résumées dans le tableau 2.1.

2.1 Géométrie orbitale

2.1.1 Orbite képlérienne

Troisième loi de Kepler - Loi des périodes

Au début du XVII^e siècle, Johannes Kepler décrit, à partir des observations de son prédécesseur Tycho Brahe, les mouvements des planètes du système solaire. Elles décrivent des trajectoires elliptiques autour de leur étoile, dont celle-ci occupe l'un des foyers. Le demi grand-axe a de l'ellipse ainsi que la période orbitale P de la planète sont liés par la troisième loi de Kepler.

$$\left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 \cdot a^3 = GM_* \quad (2.1)$$

Caractéristiques stellaires	
Masse	M_\star
Rayon	R_\star
Caractéristiques orbitales	
Demi-grand axe	a
Excentricité	e
Période	P
Obliquité	ϵ
Argument du périastre	λ
vitesse angulaire	ω
Caractéristiques physiques de la planète	
Masse	M_p
Rayon	R_p
Caractéristiques de l'observateur	
latitude (coordonnées écliptiques)	θ_O
longitude (coordonnées écliptiques)	λ_O
latitude (coordonnées équatoriales)	θ_e
longitude (coordonnées équatoriales)	λ_e
Distance à l'étoile	d

TABLE 2.1 – Caractéristiques du système planétaire considéré.

G est la constante de gravitation universelle. C'est la période orbitale qui est mesurée à partir des observations. Le demi grand-axe a en découle si la masse de l'étoile M_\star est connue.

Résolution de l'équation de Kepler

L'équation de Kepler lie l'excentricité e de l'orbite et l'anomalie excentrique E à l'anomalie moyenne M . Elle permet de passer des paramètres dynamiques du mouvement d'un astre (l'anomalie moyenne) aux paramètres géométriques (l'anomalie excentrique) et ainsi connaître la distance orbitale.

L'équation de Kepler d'une orbite elliptique est :

$$E - e \cdot \sin(E) = M \quad (2.2)$$

avec l'anomalie moyenne M définie par :

$$M = n \cdot (t - t_0) \quad (2.3)$$

avec n le moyen mouvement :

$$n = \frac{2 \cdot \pi}{P} \quad (2.4)$$

et t_0 l'instant du passage au périastre. Dans notre problème, les itérations sont calculées par la méthode de Newton-Raphson, avec des valeurs initiales de E obtenues avec la méthode développée par Mikkola (1987), ce qui permet de converger à haute excentricité.

L'anomalie vraie ν , qui est l'angle entre la direction du périastre et la position courante de la planète sur son orbite, est liée à l'anomalie excentrique E :

$$\nu = 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \left(\frac{E}{2} \right) \right) \quad (2.5)$$

Nous pouvons en déduire, pour tout instant t , la distance orbitale r :

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \nu} \quad (2.6)$$

Ainsi, la planète est positionnée sur son orbite. L'étape suivante va consister à orienter l'axe de rotation de la planète par rapport au plan de l'orbite, et à définir sa rotation.

2.1.2 Obliquité et rotation

Soit P un point à la surface de la planète de latitude θ et de longitude ϕ dans le repère géocentrique (O, x, y, z) dont l'origine O est le centre de la planète, et l'axe (Oz) l'axe perpendiculaire au plan de l'orbite défini par les axes (Ox) et (Oy) qui pointe vers l'étoile. L'orientation de l'axe de rotation est défini par l'angle de basculement ϵ et la longitude du périastre λ . Le nouveau repère (O, x', y', z') défini par l'axe de rotation (Oz') et le plan équatorial (O, x', y') est une rotation composée du repère (O, x, y, z) d'axe (Ox) et d'angle ϵ et d'axe (Oy) et d'angle λ (Fig. 2.1). Si $\lambda=90^\circ$, l'axe de rotation pointe vers l'étoile.

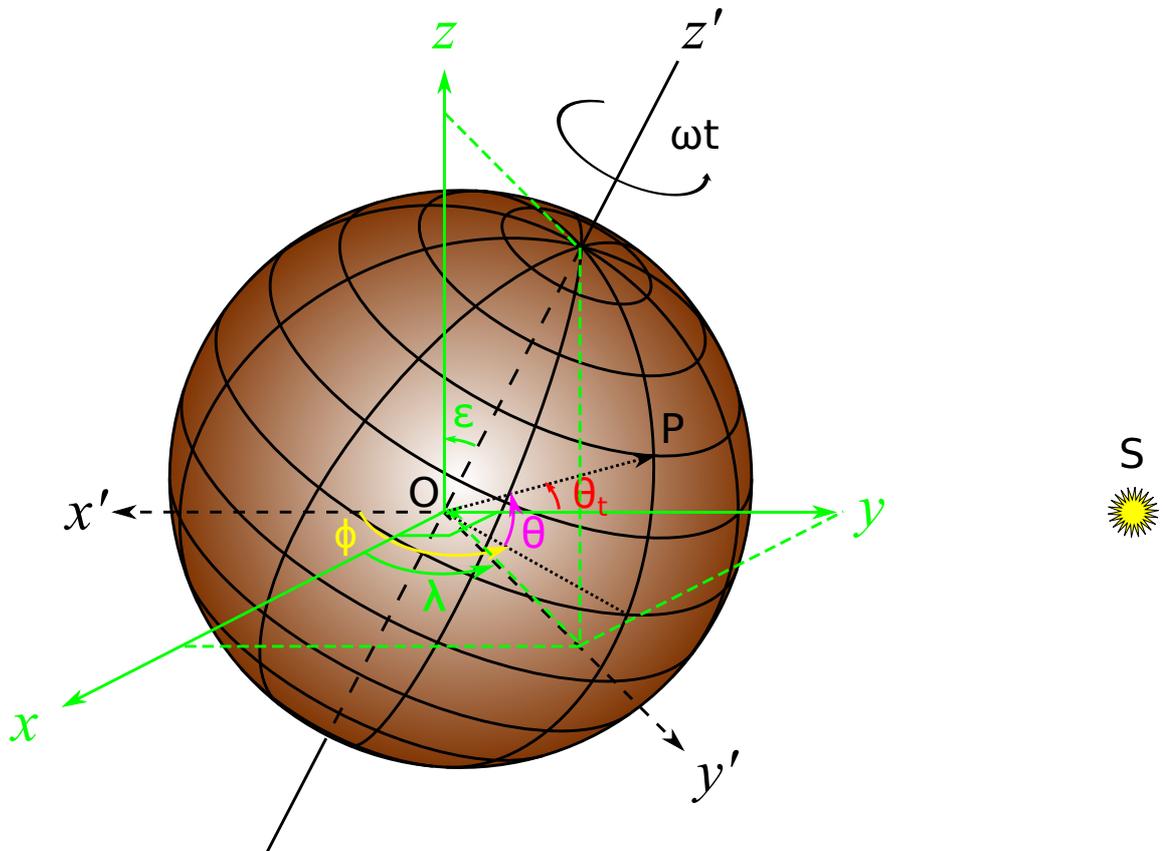


FIGURE 2.1 – Coordonnées sphériques, obliquité, rotation et position de l'étoile. (O, x', y', z') est le repère défini par le référentiel géocentrique et (O, x, y, z) est le repère défini par le plan de l'orbite, l'axe perpendiculaire au plan de l'orbite, et dont l'origine est le centre de la planète. L'axe (Oy) pointe vers l'étoile. On a (θ, ϕ) les latitude/longitude d'un point P situé à la surface de la planète dans le repère (O, x, y, z) , λ la longitude du périastre, ϵ l'obliquité, ω la vitesse angulaire de la planète, S le point défini par l'étoile ponctuelle et θ_t est l'angle entre le vecteur \overrightarrow{OP} avec le vecteur \overrightarrow{OS} .

La planète tourne sur elle-même avec une vitesse angulaire ω . Les coordonnées du point P au temps t se trouvent en appliquant la matrice de rotation d'axe (Oz') et d'angle ωt .

2.2 Eclairissement

2.2.1 Calcul de l'éclairissement à la surface de la planète

L'étape suivante consiste à calculer l'éclairissement \mathcal{E}_λ (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\mu\text{m}^{-1}$) reçu en tout point P de la planète. Celui-ci dépend de l'angle θ_t que fait le vecteur \overrightarrow{OP} avec le vecteur \overrightarrow{OS} (angle zénithal de l'étoile ponctuelle), de la distance orbitale r et de la luminosité $L_{\star,\lambda}$.

L'éclairissement \mathcal{E}_λ se déduit ainsi :

$$-\pi < \theta_t < \pi \quad : \quad \mathcal{E}_\lambda(\theta, \phi) = \frac{L_{\star,\lambda}}{4\pi r^2} \cos \theta_t \quad (2.7)$$

$$\theta_t < -\pi \text{ et } \theta_t > \pi \quad : \quad \mathcal{E}_\lambda(\theta, \phi) = 0 \quad (2.8)$$

et $\cos \theta_t$ se déduit du produit scalaire du vecteur \overrightarrow{OP} avec le vecteur \overrightarrow{OS} .

Si l'étoile est considérée émettrice de corps noir de température effective T_{eff} , on a la relation suivante :

$$L_{\star,\lambda} = B_\lambda(T_{eff}) * 4\pi R_\star^2 \quad (2.9)$$

avec B la fonction de Planck.

2.2.2 Influence de l'excentricité et de l'obliquité sur l'éclairissement

Dans le cas synchrone, seul un hémisphère de la planète est éclairé tout au long de son orbite. Dans le cas non synchrone, la figure 2.2 présente le flux reçu (en pourcentage de flux maximal reçu) en fonction de la phase orbitale et pour différentes latitudes au cours d'une orbite, d'une planète circulaire, ayant une période de rotation égale au dixième de sa période orbitale. Lorsque l'obliquité est nulle (a), la seule périodicité visible est celle de la période de rotation. Lorsque l'on introduit une obliquité (b, c, d), des effets saisonniers apparaissent : le pôle Nord est éclairé la moitié de l'année et une nouvelle périodicité est visible à l'équateur, davantage marquée pour les fortes obliquités (c, d). Lorsqu'elle est nulle l'émission de l'équateur ne varie qu'avec l'alternance jour-nuit (a).

Lorsque l'on introduit une excentricité (Fig. 2.3), un nouveau phénomène annuel apparaît lié à la variation de la distance orbitale au cours de l'orbite. Lorsque l'obliquité est nulle (a), le passage au périastre entraîne une augmentation du flux reçu, quelle que soit la latitude considérée. Lorsqu'on ajoute une obliquité (b, c, d), les modulations annuelles se superposent avec un déphasage quelconque qui dépend de l'argument du périastre.

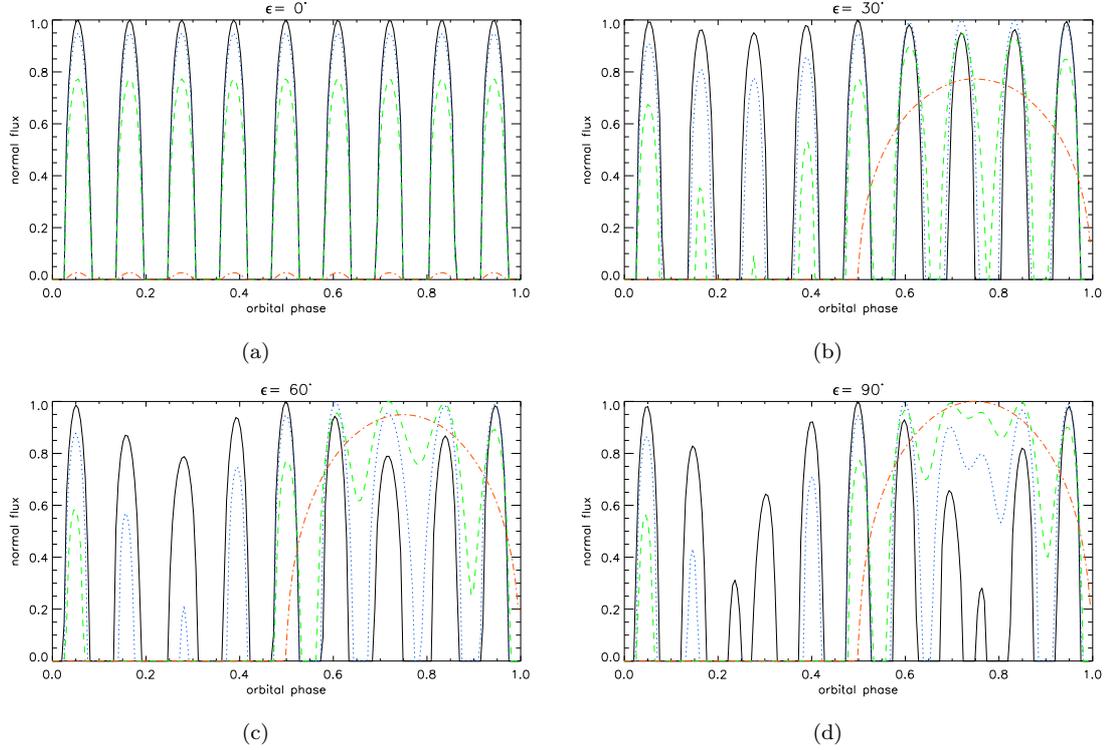


FIGURE 2.2 – Flux reçu à différentes latitudes θ pour une planète circulant sur une orbite circulaire, ayant une période de rotation égale au dixième de sa période orbitale, pour différentes obliquités : 0° (a), 30° (b), 60° (c) et 90° (d). En trait plein noir $\theta = 0^\circ$, en bleu pointillés $\theta = 30^\circ$, en vert tirets $\theta = 60^\circ$ et rouge points-tirets $\theta = 89^\circ$. Le flux est représenté en pourcentage du flux maximal reçu (périastre, incidence normale).

2.2.3 Influence de l'excentricité et de l'obliquité sur le flux d'illumination reçu

La figure 2.4 présente des cartes longitude/latitude de flux total reçu au cours d'une orbite d'une planète synchrone, en pourcentage de flux maximal reçu. L'influence de l'obliquité se lit par ligne ($0, 30$ ou 60°) et celle de l'excentricité par colonne ($e=0, 0.2$ ou 0.7). La fraction r qui reçoit de l'éclairement augmente avec l'excentricité, en raison des libérations optiques, selon la formule :

$$r = \frac{1}{2} + \frac{2e + 25e^3/16}{\pi} \quad (2.10)$$

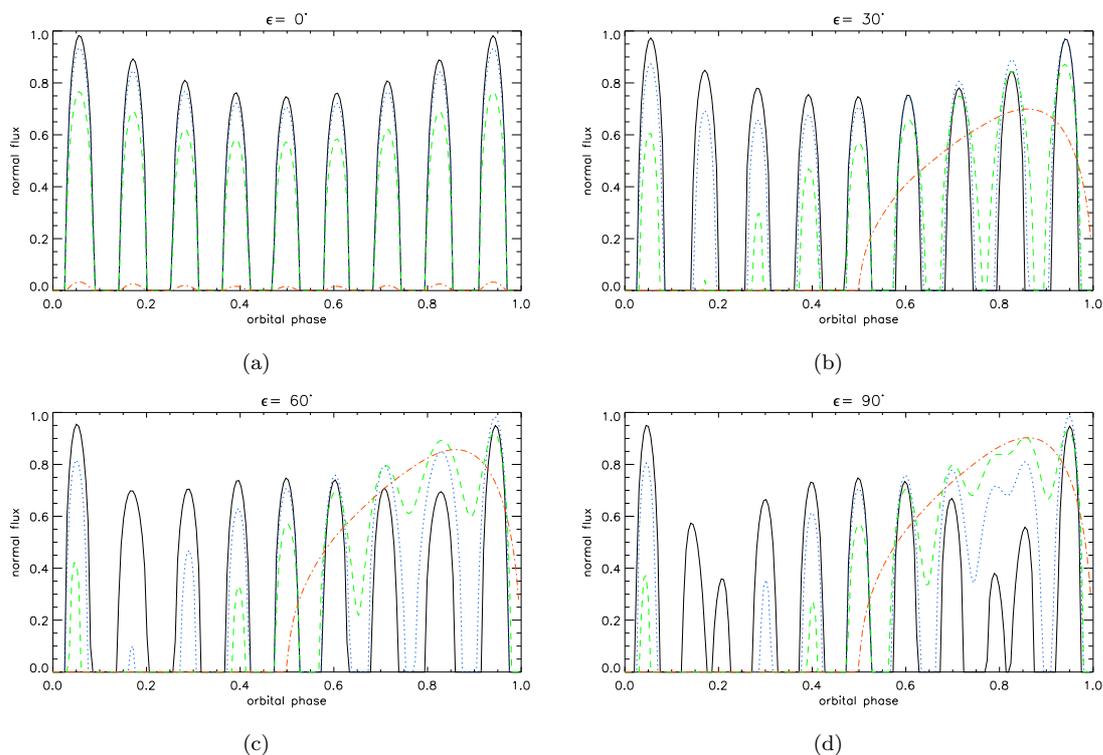


FIGURE 2.3 – Idem que figure 2.2 mais pour une orbite d'excentricité $e = 0.2$.

par un développement du troisième ordre en excentricité (Selsis et al., 2007). L'existence d'une obliquité non nulle augmente encore cette fraction en introduisant des libérations latitudinales.

La figure 2.5 montre l'éclairement annuel en fonction de la latitude reçu pour une planète en orbite circulaire, ayant une période de rotation égale au vingtième de sa période orbitale, et pour différentes obliquités. Les basses latitudes reçoivent davantage de flux lumineux aux basses obliquités (a et b). En revanche, aux fortes obliquités (60° et 90°), ce sont les hautes latitudes qui, éclairées la moitié de l'année, ont un ensoleillement total plus important que les basses latitudes.

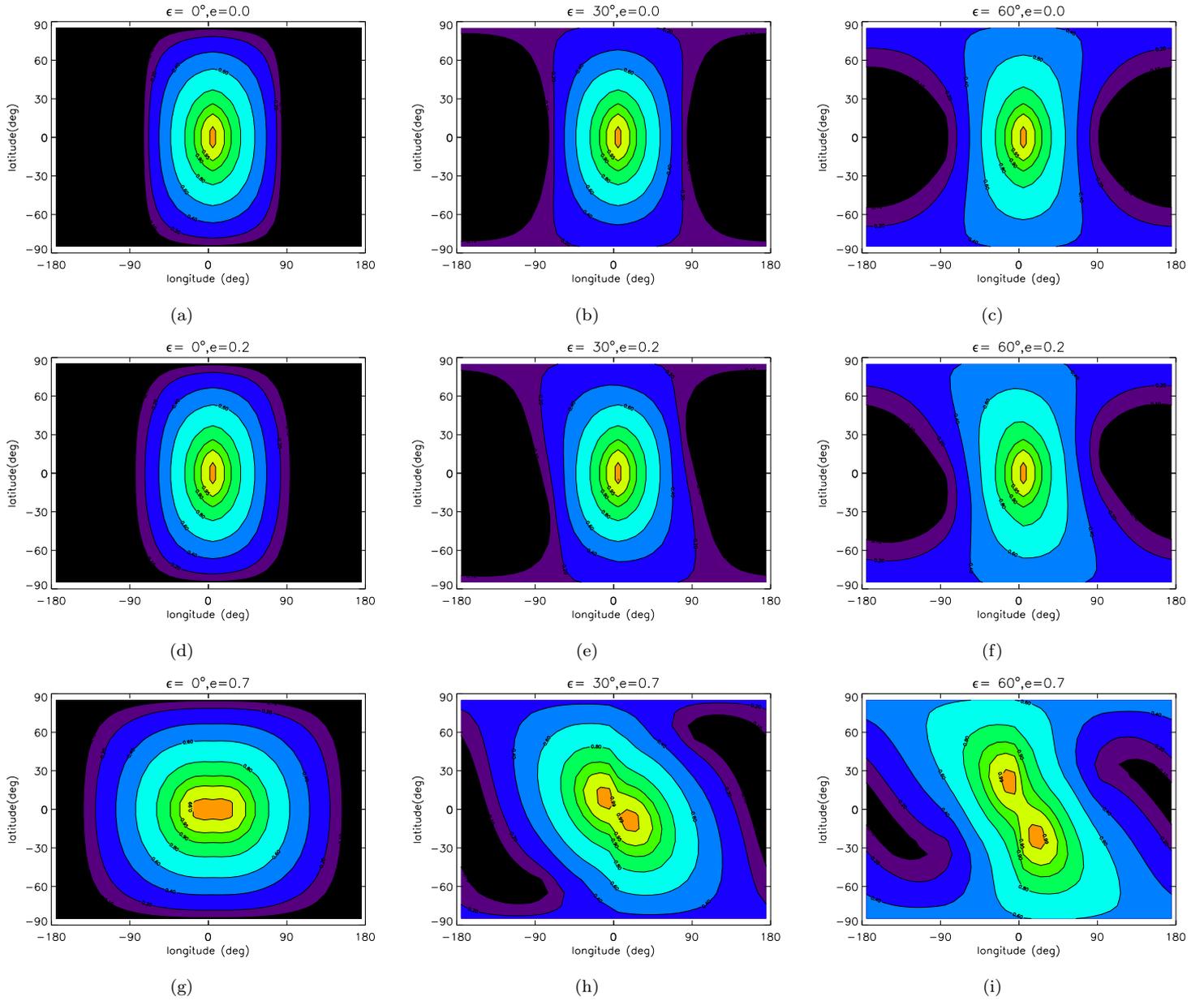


FIGURE 2.4 – Flux total reçu par une planète de résonance spin orbite 1:1 au cours de son orbite dans différentes configurations orbitales. Ce flux est exprimé en pourcentage de flux maximal reçu.

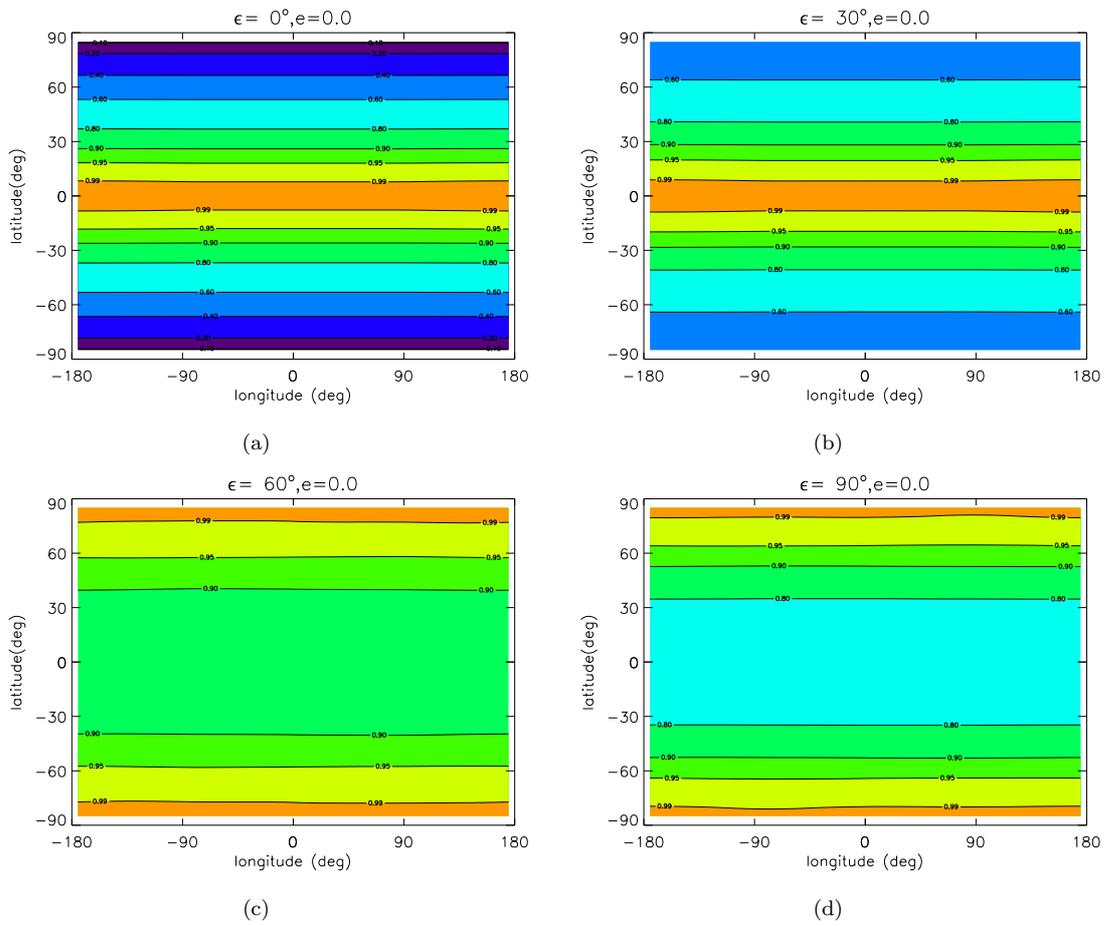


FIGURE 2.5 – Flux total reçu par une planète en orbite circulaire et sans obliquité (a) et avec une obliquité de 30° (b), 60° (c) et 90° (d) avec une période de rotation égale au vingtième de la période orbitale. Ce flux est exprimé en pourcentage de flux maximal reçu.

$$\theta_e = DE \quad (2.11)$$

$$\lambda_e = RA + \omega t \quad (2.12)$$

avec RA et DE respectivement l'ascension droite et la déclinaison (Fig. 2.6).

$$\sin DE = \sin \epsilon \sin \lambda_O \cos \theta_O + \cos \epsilon \sin \theta_O \quad (2.13)$$

$$\cos RA \cos DE = \cos \lambda_O \cos \theta_O \quad (2.14)$$

$$\sin RA \cos DE = \cos \epsilon \sin \lambda_O \cos \theta_O - \sin \epsilon \sin \theta_O \quad (2.15)$$

avec ϵ l'obliquité de la planète.

2.3.2 Calcul du flux reçu

Soit $I_\lambda(\theta, \phi)$ l'intensité supposée isotrope¹ d'un point P de la planète spécifié par sa latitude θ et sa longitude ϕ . L'intensité est la somme de l'intensité réfléchie et de l'émission thermique de la planète :

$$I_\lambda(\theta, \phi) = I_{s,\lambda}(\theta, \phi) + I_{t,\lambda}(\theta, \phi) \quad (2.16)$$

L'intensité réfléchie est fonction de l'albédo A_λ et de l'éclairement \mathcal{E}_λ :

$$I_{s,\lambda}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \mathcal{E}_\lambda(\theta, \phi) A_\lambda \quad (2.17)$$

L'émission thermique se calcule avec la loi de Planck et l'émissivité ϵ :

$$I_{t,\lambda}(\theta, \phi) = \frac{1}{\pi} \epsilon_\lambda B_\lambda[T(\theta, \phi)] \quad (2.18)$$

De par l'isotropie de l'émission et de la réflexion, nous pouvons donc écrire :

1. Dans le cadre de cette thèse, l'émission et la réflexion sont considérées comme isotropes. Notre modèle peut cependant être adapté aux cas non isotropes (voir Discussions).

$$F_\lambda = \left(\frac{R}{d}\right)^2 \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} I_\lambda(\theta, \phi) \cos \alpha \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.19)$$

avec F_λ le flux intégré sur le disque planétaire et reçu par un observateur situé à une distance d ($d \gg R$), α l'angle entre le vecteur \overrightarrow{OP} et le vecteur $\overrightarrow{OO'}$ (Fig. 2.6), O' étant la position de l'observateur ($\cos \alpha$ se déduit du produit scalaire entre ces deux vecteurs). Seule la partie du disque visible par l'observateur contribue à l'intégrale ($\cos \alpha > 0$).

Dans le cadre de cette thèse, l'albédo est supposé indépendant de la longueur d'onde. Dans ce cas particulier, $A_\lambda = A$, avec A l'albédo bolométrique de Bond, représentant le rapport de l'énergie totale réfléchiée dans l'espace par la surface d'un astre sur l'énergie reçue par cette même surface. La planète est par ailleurs supposée comme une somme de corps noirs émettant selon la loi de Planck. Il en découle que $\epsilon_\lambda = \epsilon = 1$. L'influence des propriétés spectrales des surfaces sur le spectre du transit secondaire de Kepler 20 et d'une réflexion non isotrope a été étudiée par Hu et al. (2012) (voir également Discussions).

2.4 Discrétisation de la surface

Afin de réaliser les calculs de géométrie explicités dans les paragraphes précédents, deux modélisations différentes de la planète ont été utilisées. Dans le chapitre 3, la planète sphérique est divisée en une grille de longitude/latitude, c'est-à-dire en facettes rectangulaires (Fig. 2.7). Ce mode discrétisation induit une meilleure résolution des facettes polaires que celles de l'équateur si le pas de latitude/longitude est constant. Il n'est pas possible de simuler des objets non sphériques.

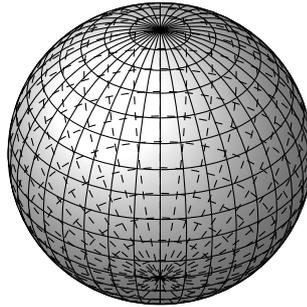


FIGURE 2.7 – Représentation d'une planète subdivisée en 36 pas de longitude et 18 de latitude.

Une deuxième modélisation possible consiste à représenter la sphère en un nombre défini de

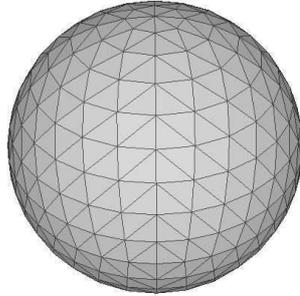


FIGURE 2.8 – Planète divisée en 784 facettes triangulaires.

facettes triangulaires ayant toutes la même aire. Cette représentation permet d’avoir une résolution constante en tout point de la planète, et peut également être utilisée pour d’autres types d’objets non sphériques, tels que les astéroïdes (Mueller, 2012). La sphère est définie par les coordonnées de n points, qui forment $2n - 4$ facettes, chacune d’entre elles étant définie par les coordonnées de trois de ces points. Elle a été utilisée dans les chapitres 4 et 5.

Dans les deux cas, chaque facette j est définie par un centre P de latitude θ et de longitude ϕ , et une aire S_j . Les calculs d’éclairement et d’intensité sont effectués aux centres de ces facettes.

2.5 Résumé des capacités du modèle

Le modèle est capable de fournir :

- l’éclairement en chaque point d’une planète (ou d’un astéroïde/comète) en fonction du temps,
- pour une carte d’albédo donnée, le flux absorbé et réfléchi à une longueur d’onde, sur une bande spectrale, ou intégré sur tout le spectre (celui-ci servant de condition aux limites pour le modèle de diffusion décrit dans le chapitre 4),
- une carte de température à l’équilibre si on néglige l’inertie thermique,
- le flux réfléchi reçu par un observateur,
- le flux émis reçu par un observateur, calculé soit avec la carte de températures à l’équilibre, soit avec une autre carte de température, par exemple recalculée avec le modèle de diffusion

- de chaleur (cf chapitre 4),
- le spectre de la planète en tout point de l'orbite et pour toute géométrie d'observation, et donc notamment au transit secondaire,
- la courbe de lumière dans une ou plusieurs bandes spectrales.

Chapitre 3

Application aux exoplanètes : orbites circulaires et rotation synchrone

Des Super-Terres chaudes transitantes très proches de leur étoile ont été découvertes ces dernières années. Il s'agit de 55 Cancri e (McArthur et al., 2004), Corot 7b (Queloz et al., 2009) et Kepler 10 b (Batalha et al., 2011). Ces planètes, dont la température au point substellaire peut dépasser les 2000 K ne possèdent vraisemblablement pas d'atmosphère ou une atmosphère très ténue liée à la sublimation des silicates au point substellaire (Léger et al., 2011). De plus, les statistiques liées aux observations par HARPS et Kepler (Howard et al. 2011; Mayor et al. 2009b) montrent que les planètes telluriques à courte période orbitale sont fréquentes. Une grande partie d'entre elles sont soumises à de forts effets de marées, ce qui implique que leur orbite peut être circularisée et qu'elles peuvent présenter toujours la même face à leur étoile (Fig. 3.1). L'éclairement qu'elles reçoivent en fonction du temps est donc constant.

Dans la première partie de ce chapitre nous étudions le cas très particulier de ces trois Super-Terres très chaudes et dans la deuxième partie nous généralisons l'étude à toutes les Super-Terres chaudes, transitant ou non, en rotation synchrone autour d'étoiles M quelconques et montrons qu'il est possible de contraindre leur rayon, leur albédo et l'inclinaison de leur système à partir d'observations, simulées par des courbes de lumière auxquelles le bruit de photons stellaires et instrumental a été ajouté. Ce travail a fait l'objet d'une publication (Maurin et al., 2012).

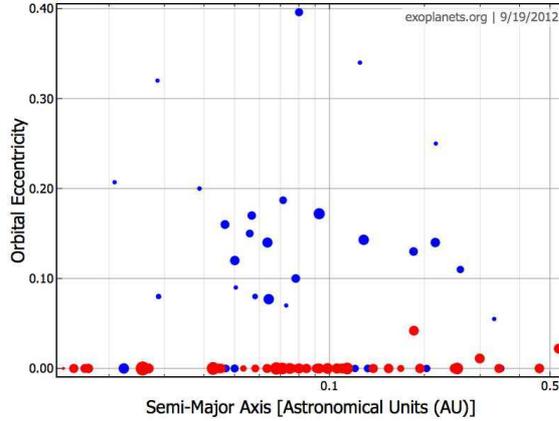


FIGURE 3.1 – Excentricité des exoplanètes telluriques ($M < 15 M_{\oplus}$ ou $R < 2.5 R_{\oplus}$) en fonction de leur demi grand-axe. Les points rouges représentent les planètes transitantes. La taille des points est proportionnelle à la masse de l'étoile hôte.

planète	M_p (M_{\oplus})	période (jours)	a (UA)	M_{\star} (M_{\odot})	bande (μm)
Kepler 10 b	4.56	0.84	0.017	0.9	0.4 - 0.9
Cancrì 55 e	8.56	0.74	0.016	0.9	3.9 - 5.1
Corot 7 b	4.80	0.85	0.17	0.93	0.35 - 0.85

TABLE 3.1 – Caractéristiques de Kepler 10b, 55 Cancrì e et Corot 7b.

3.1 Les Super-Terres très chaudes (55 Cancrì e, Corot 7b et Kepler 10b)

Les caractéristiques orbitales, stellaires et planétaires de ces trois planètes sont résumées dans la table 3.1. La courbe de phase et le transit secondaire de Kepler 10b ont été observés avec Kepler (Batalha et al., 2011) et le transit secondaire de 55 Cancrì e a été observé avec Spitzer (Demory et al., 2012).

3.1.1 Étoile non ponctuelle

Pour des planètes très proches de leur étoile, comme Corot 7b ou Kepler 10b, le diamètre apparent de l'étoile vu depuis la surface de la planète peut être non négligeable (il est de 33° pour Kepler 10b et de seulement 0.5° pour la Terre) et l'approximation de l'étoile ponctuelle n'est plus valable. Dans ce cas, la planète est éclairée sur plus d'un hémisphère et la distribution de l'éclairement sur cette surface éclairée est différente (une absence de terminateur et zone de pénombre).

L'angle θ_M est l'angle sous lequel la planète est encore éclairée par l'étoile.

$$\theta_M = \pi + \arcsin\left(\frac{R_\star - R_p}{a}\right) \quad (3.1)$$

Il vaut 103° pour Corot 7b et 106° pour Kepler 10b.

Les deux cas extrêmes comparés ici sont le cas de l'étoile ponctuelle et le cas du disque stellaire uniforme. Un disque stellaire avec assombrissement centre-bord serait un cas intermédiaire. Le disque stellaire est divisé en N secteurs d'aire constante, de luminosité $L_s=L_\star/N$, L_\star étant la luminosité de l'étoile. On affecte au barycentre de chaque secteur la luminosité L_s , ce qui revient à considérer, vu depuis un point de la surface planétaire, qu'il y a N étoiles ponctuelles de luminosité L_s , chacune ayant son propre angle zénithal.

La figure 3.2 montre l'influence de l'étendue spatiale de l'étoile sur la distribution de température en longitude de Kepler 10b ainsi que sur la courbe de lumière à $1 \mu\text{m}$. La différence observée sur la courbe de phase est au maximum de 1%. Ceci montre que même dans les cas les plus extrêmes (Kepler 10b, pas d'assombrissement centre-bord), la prise en compte de l'extension spatiale du disque stellaire n'est pas nécessaire pour la modélisation de la courbe de lumière. Elle peut cependant l'être si on s'intéresse à la carte de température de la planète, notamment dans la zone de pénombre où le disque n'est vu que partiellement.

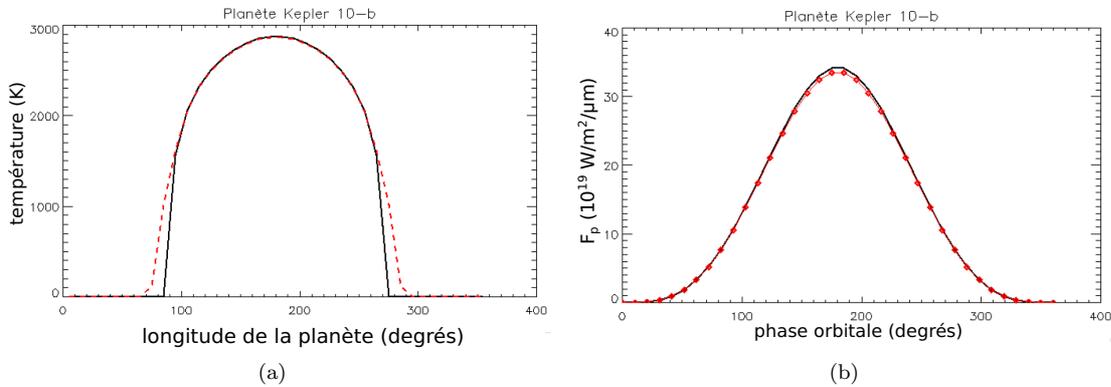


FIGURE 3.2 – a : température à l'équateur de Kepler 10b en fonction de la longitude, avec le point substellaire à 180° . Trait plein : étoile ponctuelle, tirets : disque stellaire. b : comparaison des courbes de lumière théoriques de Kepler 10-b d'une étoile ponctuelle (trait plein) et d'un disque stellaire (losanges) en fonction de la phase orbitale. Les courbes de lumière sont tracées pour $\lambda=1 \mu\text{m}$ (Source : stage J. Perricaud).

3.1.2 Contribution du flux réfléchi

Les figures 3.3 a et b montrent la fraction du flux réfléchi isotrope sur la courbe de lumière en fonction de la longueur d'onde, pour deux Super-Terres synchrones en orbite circulaire de demi-grand axe de 0.02 et 0.2 AU respectivement, autour d'une étoile de $0.9 M_{\odot}$. Leur température d'équilibre en fonction de l'albédo est donnée dans la figure 3.4. Elle est environ quatre fois plus élevée pour la planète de demi-grand axe de 0.02 AU. Pour la planète la plus froide et des faibles albédos (< 0.3), le flux réfléchi n'intervient qu'à longueur d'onde inférieure à 5 microns. Pour la planète la plus chaude (type Corot 7b ou Kepler 10b), la majeure partie de la contribution, pour ces mêmes albédos, se fait à longueur d'onde inférieure à 2 microns, ce qui implique que dans la bande d'observation de Kepler (matérialisée en rouge sur la figure 3.3), la plus grande partie du flux observé soit le flux réfléchi de la planète. En revanche, dans la bande d'observation de Spitzer (en bleue sur la figure 3.3), et pour des albédos inférieurs à 0.9, le flux observé pour une Super-Terre chaude est en majorité le flux émis.

3.1.3 Détermination de l'albédo

La bande d'observation des Super-Terres chaudes Kepler 10b et 55 Cancri e, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 3.1, ont une forte influence sur la détermination de leur albédo. Dans cette partie, les orbites des planètes sont supposées circulaires.

Les figures 3.5 et 3.6 montrent l'influence de l'albédo sur l'amplitude de courbe de lumière de Kepler 10b et 55 Cancri e respectivement, dans les bandes d'observation considérées (visible pour Kepler et infrarouge moyen pour Spitzer). Un albédo élevé tend à augmenter la composante réfléchie et diminuer l'émission thermique de la planète. C'est la raison pour laquelle l'amplitude de la courbe de lumière augmente avec l'albédo dans le visible (Kepler 10b, Fig. 3.5) où la composante réfléchie devient majoritaire même pour des albédos faibles, et diminue dans l'infrarouge moyen (55 Cancri e, Fig. 3.6). Nous constatons par ailleurs que nos simulations reproduisent les observations du transit secondaire faites avec Spitzer et Kepler, pour des albédos supérieurs à 0.6 pour Kepler 10b et inférieurs à 0.6 pour 55 Cancri e. Ces valeurs élevées d'albédo pour Kepler 10b, que l'on ne retrouve pas dans le système solaire pour des objets non glacés, pourraient être expliquées par la présence d'un océan de lave fondue autour du point substellaire (Rouan et al. 2011; Léger et al. 2011). Nous verrons plus loin (partie 3.1.4) qu'un albédo plus élevé est possible pour 55 Cancri e si l'orbite est très faiblement excentrique, ce qui permettrait d'expliquer une telle différence entre deux planètes similaires, 55 Cancri e et Kepler 10b. Nous verrons aussi, dans les Discussions (Chapitre 6), qu'une diffusion anisotrope favorisant la diffusion vers l'étoile (effet d'opposition) peut conduire à une surestimation de l'albédo sphérique si la diffusion est supposée isotrope. Enfin, dans le cas de Kepler 10b, il serait possible d'avoir un albédo très élevé dans la bande spectrale considérée et plus

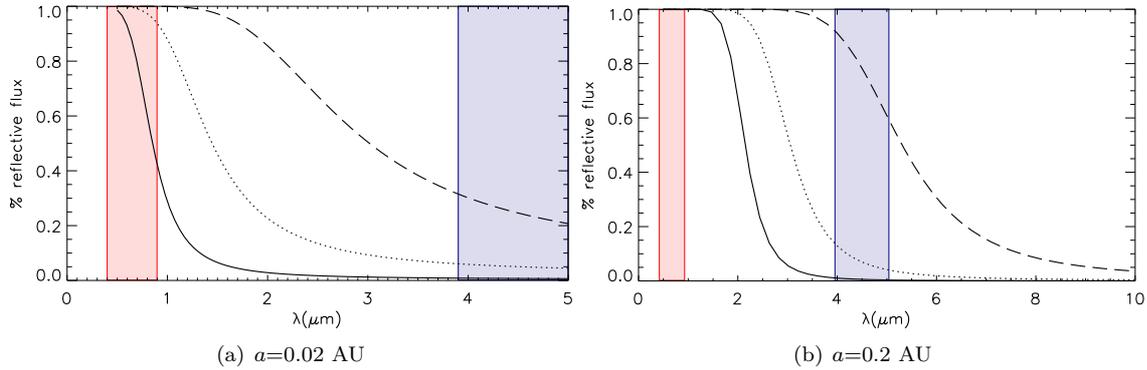


FIGURE 3.3 – Contribution du flux réfléchi en fonction de la longueur d'onde pour deux Super-Terres synchrones en orbite circulaire autour d'une étoile de $0.9 M_{\odot}$. Le demi-grand axe vaut 0.02 AU (a) ou 0.2 AU (b). L'albédo varie entre 0.1 (trait plein), 0.5 (pointillés) et 0.9 (tirets). Les bandes rouge et bleue correspondent respectivement à la bande d'observation de Kepler (dans le visible) et à celle de Spitzer/IRAC centrée sur $4.5 \mu\text{m}$ (infrarouge moyen).

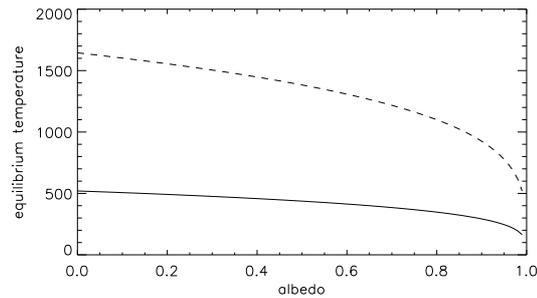


FIGURE 3.4 – Température d'équilibre en fonction de l'albédo des deux Super-Terres définies dans la figure 3.3. En traits pleins, $a=0.02$ AU, en pointillés $a=0.2$ AU.

faible à d'autres longueurs d'onde.

La figure 3.7 montre la fraction du flux planétaire au transit secondaire en fonction de l'albédo, à 0.8, 0.9 et $1 \mu\text{m}$ pour Kepler 10b. À 0.9 et $1 \mu\text{m}$, une quantité de flux reçu peut correspondre à deux albédos différents de la planète. En effet, la contribution du flux d'émission thermique est plus importante à $1 \mu\text{m}$ (elle diminue au delà de $1 \mu\text{m}$) et diminue avec l'albédo. Lorsque l'albédo devient très élevé, c'est la contribution du flux réfléchi qui domine le signal. Il peut donc y avoir dégénérescence entre la fraction du flux planétaire sur le flux total et l'albédo, ce qui n'est pas le cas avec les bandes d'observation et les planètes considérées plus haut. Dans le cas où il y a dégénérescence, il est nécessaire d'obtenir des mesures spectroscopiques, qui pourront être acquises

avec la prochaine génération d'instruments (JWST et EChO), ou d'observer sur une large bande d'observation, ce qui est fait dans la pratique avec Kepler dans le visible.

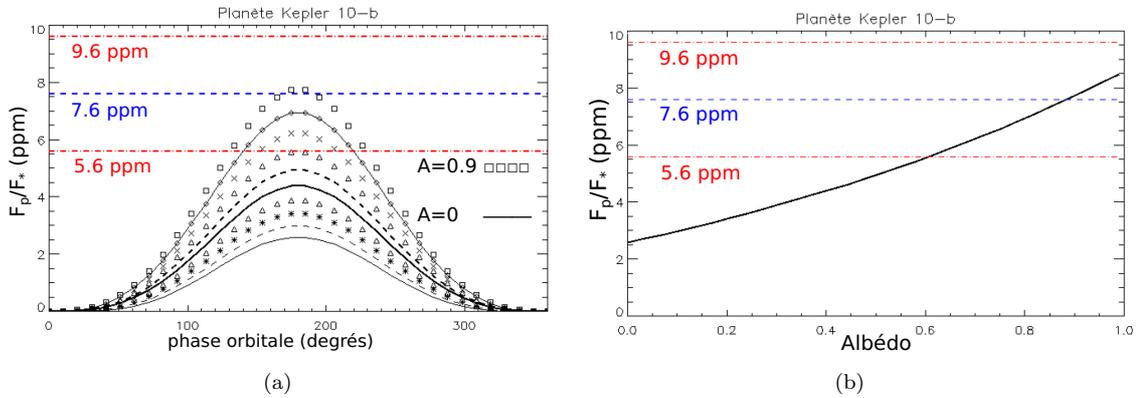


FIGURE 3.5 – Courbes de lumière de Kepler 10 b pour différentes valeurs d'albédo (a) et amplitude de la courbe de lumière en fonction de l'albédo (b). L'amplitude de l'occultation au transit secondaire détectée est de 7.6 ± 2 ppm (Source : stage J. Perricaud, M1).

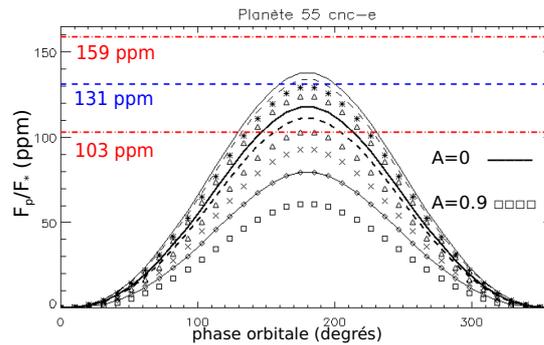


FIGURE 3.6 – Courbes de lumière 55 Cancri e pour différentes valeurs d'albédo. L'amplitude de l'occultation au transit secondaire détectée est de 131 ± 28 ppm (Source : stage J. Perricaud, M1).

3.1.4 Une excentricité pour 55 Cancri e

La figure 3.8 montre le contraste planète étoile obtenu sur la bande d'observation de Spitzer pour 55 Cancri e en fonction de l'albédo au transit secondaire (rectangle gris et ligne tirets-points horizontale). 55 Cancri e se trouve dans un système multiple, et malgré son demi-grand axe extrêmement faible, une faible excentricité pourrait être maintenue par la présence de ses compagnons.

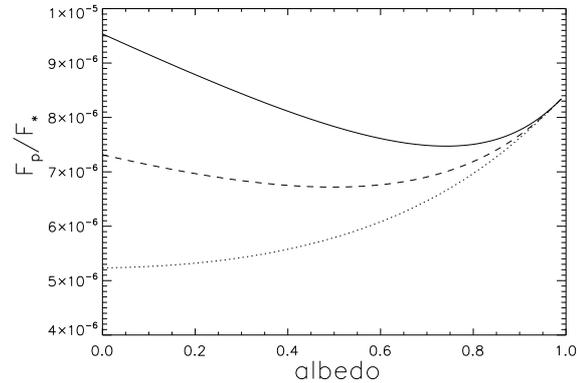


FIGURE 3.7 – Contraste planète/étoile pour Kepler 10b au maximum de la courbe de phase (transit secondaire) en fonction de l’albédo, pour trois longueurs d’onde différentes. En traits pleins : $\lambda=1 \mu\text{m}$; tirets : $\lambda=0.9 \mu\text{m}$; pointillés : $\lambda=0.8 \mu\text{m}$.

La dissipation de chaleur a été calculée avec le modèle décrit dans le chapitre 5, et le contraste planète étoile a été obtenu pour plusieurs excentricités différentes, dont une excentricité nulle (traits pleins), $e=0.005$ (pointillés), et $e=0.01$ (tirets). On retrouve bien la valeur de l’albédo de la figure 3.6 si $e=0$ qui est de ~ 0.2 pour un contraste planète étoile de 131 ppm, mais si l’excentricité de la planète est non nulle, la valeur de l’albédo est réhaussée. Elle devient ~ 0.45 pour $e=0.01$ et ~ 0.75 pour $e=0.015$.

Une excentricité, même très faible, maintenue par des Super-Terres chaudes peut affecter la mesure de leur albédo, car la planète étant chauffée par l’intérieur, son albédo doit être plus faible afin de diminuer son émission thermique pour retrouver l’amplitude de l’occultation au transit secondaire faite par les observations. Une faible excentricité pourrait donner à 55 Cancri e le même albédo que celui estimé pour Kepler 10b. Des observations faites dans plusieurs bandes spectrales seront nécessaires pour éventuellement distinguer le cas d’un chauffage par dissipation de marées du simple équilibre radiatif.

3.1.5 Conclusion

Notre modèle peut être utilisé pour caractériser les exoplanètes à très courte période orbitale, et d’ores et déjà pour contraindre l’albédo de celles dont le transit secondaire et/ou la courbe de phase est observée. Nous sommes également capables de prédire les observations qui seront faites avec la prochaine génération d’instruments, notamment en spectroscopie. Ces objets auront cependant des propriétés spectrales de surface (océans de lave, roches fondues...) dont la modélisation dépasse le cadre de cette thèse.

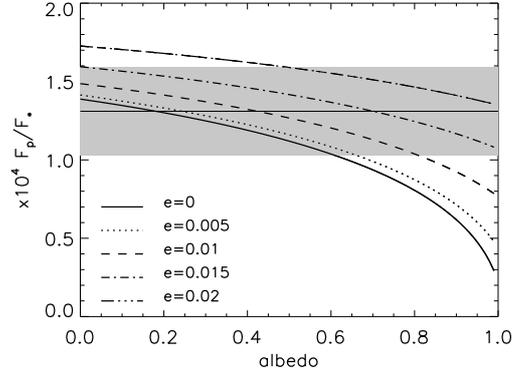


FIGURE 3.8 – Contraste planète/étoile au transit secondaire de 55 Cancri e en fonction de l’albédo sur la bande d’observation de Spitzer (3.1) pour des excentricités allant de 0 (traits pleins) à 0.02 (triple points tirets). Le flux de chaleur interne est calculé avec le modèle développé dans le chapitre 5. La ligne horizontale montre l’amplitude de la courbe de lumière observée par le télescope spatial Spitzer. Le rectangle gris inclut les barres d’erreur de l’observation.

Les futures observations (JWST, EChO) seront en mesure de caractériser les courbes de lumière de Super-Terres chaudes non transitantes. C’est ce que nous allons démontrer dans la partie suivante.

3.2 Caractérisation des Super-Terres synchrones non transitantes

Nous présentons ici un travail qui a fait l’objet d’une publication (Maurin et al., 2012), développée plus bas.

La population des planètes de faible masse et à courte période représente une part importante de la population totale des exoplanètes. Les statistiques liées à la détection des planètes par transit (Kepler) montrent que 20 à 25 % des étoiles M0 à K abritent une planète de rayon compris entre 2 et 4 fois le rayon terrestre, et 18 % des étoiles G à K une planète de 1 à 2 rayons terrestres, pour une période de moins de 50 jours, ce qui représente la limite inférieure détectable (Howard et al., 2011). En ce qui concerne les statistiques effectuées par détection par vitesse radiale, Mayor et al. (2009b) montrent que 30 ± 10 % des étoiles G et K abritent une planète de moins de 50 jours de période avec $5 M_{\oplus} < M \sin i < 20 M_{\oplus}$ avec HARPS. Autour des étoiles M, les Super-Terres à courte période (1 à 10 jours) ont une abondance de 36^{+25}_{-10} % et à période moyenne (10 à 100 jours) de 35^{+45}_{-11} % (Bonfils et al., 2011).

Ces planètes étant proches de leur étoile, il est possible que beaucoup d’entre elles ne possèdent

pas d'atmosphère, s'étant formées dans la partie chaude du disque protoplanétaire ou recevant trop de radiations X et UV de leur étoile leur permettant de la conserver. Etant soumises à des forces de marées très importantes, ces planètes sont en majorité synchrones sur des orbites circulaires. L'émission thermique reçue par un observateur distant ne dépend donc que de trois paramètres : le rayon de la planète, son albédo de Bond et l'inclinaison de l'orbite. Dans le cas d'observations dans une seule bande spectrale, il est impossible de distinguer l'effet de l'albédo de celui du rayon (une petite planète de faible albédo peut avoir la même signature thermique qu'une planète plus grosse d'albédo plus élevé). Toutefois, l'observation dans plusieurs bandes spectrales (nous avons considéré l'intervalle spectral 5-15 μm) permet de lever cette dégénérescence et de contraindre simultanément ces trois paramètres.

Nous simulons les courbes de lumière thermique bruitées obtenues avec le JWST ou EChO (voir annexe B) pour des planètes rocheuses, sans atmosphère et en rotation synchrone, supposées détectées par vitesse radiale (période orbitale et masse minimale connues). Par une procédure de minimisation du χ^2 , nous déterminons ensuite les valeurs de A , i et R donnant le meilleur accord ainsi que leur barre d'erreur à 2σ . L'incertitude sur le rayon et l'inclinaison nous permet de connaître celle sur la masse et ainsi nous pouvons contraindre la composition de ces planètes sur des diagrammes masse-rayon.

Les précisions typiques pour des Super-Terres non transitantes sont de 10° sur l'inclinaison, 0.1 sur l'albédo et 10% sur le rayon avec le JWST et de 15° sur l'inclinaison, 0.2 sur l'albédo et 15% sur le rayon avec EChO pour des planètes ayant une période de quelques jours, autour d'étoiles M et K à 10 pc, et pour deux périodes observées. Cette précision est d'autant plus importante que les planètes sont chaudes et à période courte, afin d'améliorer le contraste photométrique planète/étoile, qui doit être au minimum de 10^{-5} . Pour atteindre cette précision dans le thermique, il sera nécessaire de mieux caractériser la variabilité stellaire et de l'extraire du signal afin qu'elle ne contamine pas la signature planétaire.

Avec cette méthode, il est possible de distinguer les exoplanètes possédant une atmosphère dense de celles qui en sont dénuées (les Super-Mercures) et de déterminer leur masse et leur rayon en l'absence de transit. Sachant que plus de 90% des exoplanètes ne transitent pas, une vaste population d'exoplanètes telluriques, dont certaines très proches du Soleil, s'offre ainsi à la caractérisation.

Thermal phase curves of nontransiting terrestrial exoplanets

II. Characterizing airless planets

A.S. Maurin^{1,2}, F. Selsis^{1,2}, F. Hersant^{1,2}, and A. Belu^{1,2}

¹ Univ. Bordeaux, LAB, UMR 5804, 33270 Floirac, France

e-mail : maurin@obs.u-bordeaux1.fr

² CNRS, LAB, UMR 5804, 33270 Floirac, France

Received 8 April 2011 / Accepted 13 October 2011

—ABSTRACT—

The photometric signal we receive from a star hosting a planet is modulated by the variation in the planet signal with its orbital phase. Such phase variations (or phase curves) are observed for transiting hot Jupiters with current instrumentation and have also been measured for one transiting terrestrial planet (Kepler 10 b) and one nontransiting gas giant (Ursula b). Future telescopes (JWST and EChO) will have the capability of measuring thermal phase curves of exoplanets, including hot rocky planets in transiting and nontransiting configurations and at different wavelengths. Short-period planets with a mass below $10 R_{\oplus}$ are indeed frequent, and nearby targets (within 10 pc) are already known and more are to be found.

We test the possibility of using multiwavelength infrared phase curves to constrain the radius, the albedo, and the orbital inclination of a nontransiting planet with no atmosphere and on a 1 : 1 spin orbit resonance.

We modeled the thermal emission of a synchronous rocky planet with no atmosphere and its apparent variation with the orbital phase for a given orbital inclination. We assume that the planet is detected by radial velocity so its orbital period and minimum mass are known. We simulated observed noisy phase curves and then applied an optimization procedure to retrieve the radius and albedo of the planet and the inclination of the orbit.

Airless planets can be distinguished from planets having a dense atmosphere and their radius, albedo, and inclination (and therefore true mass) can be retrieved from multiband observations with MIRI-JWST and EChO in the 5-15 μm range. The accuracy depends on stellar type, orbital distance, radius of the planet and inclination : hot and large planets on highly inclined orbit are favored. As inclination above 60° represents half of the randomly oriented orbits, the growing population of short-period, terrestrial-sized planets detected by radial velocity surveys and transits should offer several nearby promising targets for this method, including planets GJ581 e, b, and HD40307 b.

Stellar activity is likely to limit the accuracy of this method, at least for some stars. It has not been taken into account in this study, and its effects will have to be addressed in future works.

3.3 Introduction

Results from Kepler (Howard et al., 2011) reveal that 20-25 % of M0 through K dwarfs host a short-period planet ($P < 50$ days) with a radius between 2 and 4 R_{\oplus} . For the same range of orbital periods, the same study shows that more than 18% of G-K dwarfs host a planet with a radius between 1 and 2 R_{\oplus} , which represents a lower limit, knowing that some transits are not detected for such small planets. Radial velocity surveys of F to M0 stars with HARPS have also unveiled a similar population : the debiased occurrence of exoplanets with $M \sin i < 30 M_{\oplus}$ decreases from $\sim 45\%$ at a period of ten days to $\sim 10\%$ at two days (Mayor et al., 2011). At least two thirds of this population consist of planets with $M \sin i < 10 M_{\oplus}$.

For the hottest of these exoplanets (e.g. Kepler 10b and Corot 7b), the geometric transit probability can reach 30 %, but it remains below 10 % for most of them. As a consequence, the characterization techniques requiring transit configuration miss more than 90 % of these planets. This becomes a critical point when exploring the vicinity of the Sun. Statistically, transiting planets from this population are unlikely to be found within 10 pc for K-G stars and 6 pc for M dwarfs (Belu et al., 2011). In the long run, nearby nontransiting planets and, in particular, the potentially habitable ones will be studied by direct detection with instrument derived from pioneer projects such as Darwin (Cockell et al., 2009), TPF-I (Lawson et al., 2007), TPF-C (Levine et al., 2009), or New Worlds (Cash et al., 2009), but hot planets are too close to their star for coronagraphs, nullers and occulter. However, we can study them by observing in multiple spectral bands the variations in the unresolved star+planet flux due to the changing phase of the planet, assuming that intrinsic stellar variations can be distinguished from the planetary modulation. Phase curves of gas giants have been observed for transiting configuration (see for instance Knutson et al., 2009), but can also be measured in a nontransiting configuration (Crossfield et al., 2010). Cowan et al. (2007) measured phase variations for both transiting and nontransiting systems, and used these to constrain the inclination, albedo and recirculation efficiency. Bathala et al. (2011) have measured both the phase curve and the secondary eclipse of the terrestrial planet Kepler 10b. In this case, the Kepler's spectral band (0.4-0.9 μm) means that the planetary flux measured is dominated by reflected light while the present paper addresses the thermal phase curve. Nevertheless, it is interesting to note that it is already possible to measure a phase curve with an amplitude of about 5 ppm and also that the amplitude of the phase curve is clearly better characterized than the depth of the eclipse (see Fig. 13 of Bathala et al.), even though these two quantities are equal for a synchronized transiting planet with no atmosphere (for a nightside temperature of 0K). The precision on the eclipse depth is indeed limited by the eclipse duration, which is about 9% of the orbital period.

The phase- and wavelength- dependent emission of hot Jupiters has been simulated with various types of atmospheric models (Barman et al., 2005; Burrows et al., 2010; Fortney et al., 2006;

Showman et al., 2009). The phase-dependent visible flux and its dependence on inclination has been studied for nontransiting hot Jupiters (Kane et Gelino, 2011). Cowan et Agol (2011) studied the thermal phase curve of hot eccentric Jupiters with a semi-analytic model. The possibility of characterizing the atmosphere of a nontransiting terrestrial exoplanet by its thermal phase curves has been studied by Selsis et al. (2011).

In the present article we focus on the specific case of a rocky planet that has no atmosphere and is tidally locked in a 1 :1 spin-orbit resonance on a circular orbit. Both radius and mass have been measured for some of the smallest known transiting planets (Corot 7b, GJ1214 b, Kepler 10b, planets in the Kepler 11 system). Obtained values already point to a broad diversity of objects in terms of mass-radius relationship, some probably being volatile-rich (like GJ1214 b), while some (like Kepler 10b) seem to be dominated by denser material. It is reasonable to assume that large analogs of Mercury with no atmosphere exist within this population, either because they formed dry in the hot inner part of the protoplanetary disk or because they are too hot and receive too much X/EUV irradiation to keep an atmosphere. In the case of a synchronous planet on a circular orbit, the temperature map of the planet is constant and only depends on the surface bolometric albedo. The thermal emission measured by a distant observer can thus be robustly calculated and depends on the planet radius and albedo, the orbital inclination, as well as the type of the host star and the distance the planet is from the star. For orbital inclinations over 60° (half of randomly oriented orbits), the amplitude of the phase curve is 87 % of the secondary eclipse depth. For orbital inclinations greater than 30° (87 % of randomly oriented orbits), the amplitude of the phase curve is 50 % of the secondary eclipse depth. Therefore, the magnitude of the phase modulation is in most cases comparable to the occultation depth but without the restriction of the occultation duration that limits the signal-to-noise ratio.

The present work addresses the possibility of constraining the radius, the Bond albedo, and the orbit inclination using the thermal phase curve observed in multiple spectral bands by the James Webb Space Telescope - JWST (Gardner et al., 2006) or the Exoplanet Characterization Observatory - EChO (Tinetti et al., 2011), recently selected for the Assessment Phase for the Cosmic Vision program of ESA.

3.4 Model

We model the thermal emission of a planet with no atmosphere, on a circular orbit and tidally-locked in a 1:1 spin-orbit resonance. We assume a null obliquity, which is consistent with the tidal evolution of short-period planets (Leconte et al., 2010). We also assume a stable host star (see Sect. 3.7.4 for further discussions). Because insolation is constant at a given location on the planet,

the surface temperature distribution only derives from the local radiative equilibrium and does not depend on the thermal inertia of the surface. Local temperatures are simply calculated by

$$T(\theta) = \left(\frac{\cos(\theta)F_*(1 - A)}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.2)$$

where F_* is the stellar flux at the orbital distance of the planet (constant for a circular orbit), and θ the zenith angle of the point source star. Considering an extended star changes the temperature near the planet terminator (see Fig. 4 of Léger et al., 2011) by producing a penumbra. The impact on the global emission of the planet and its apparent variations is, however, negligible even in the most extreme cases like Corot 7b, where the stellar angular diameter is 28° . This is because the global emission is dominated by the hottest substellar regions, which are not significantly affected. A is the bolometric surface albedo (assumed to be uniform and independent of the incidence angle, in which case it is equal to the Bond albedo of the planet), and σ is the Stefan-Boltzmann constant. We neglect geothermal flux, which implies that the night-side equilibrium temperature of the planet is zero. We can also set a geothermal flux Φ that adds up to the insolation and insures a minimum temperature $T_{min} = (\Phi/\sigma)^{1/4}$. This, however, affects the global thermal emission in an observable way only for unrealistically high values of Φ .

The model calculates the infrared flux emitted by the planet in any direction, assuming a blackbody emission (the emissivity of the surface is set to 1) and an isotropic distribution of the specific intensities. We use a 36×18 (typically) longitude-latitude grid, a resolution that is sufficient to produce smooth phase curves. The disk-integrated emission at a distance d is given by

$$F_\lambda = \left(\frac{R}{d} \right)^2 \sum_j I_\lambda(T_j) S_j \cos(\alpha_j) \quad (3.3)$$

where R is the radius of the planet, $I_\lambda(T_j)$ is the blackbody specific intensity ($\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ster}^{-1}$) at the temperature $T_j(\theta)$ and at the wavelength λ , S_j is the surface of the cell j , and α_j is the angle between the normal to the cell and the direction toward the observer. Only locations visible to the observer ($\cos \alpha_j > 0$) contribute to the sum. Because the orbit is circular, the observing geometry is only defined by the orbit inclination i .

Figure 3.9 presents thermal phase curves obtained with the model. We can see the influence of inclination, radius, and albedo for two wavelengths. In a nontransiting configuration, photometry will not yield the absolute value of the planetary flux (which can be inferred from secondary eclipses), but only its variation with the orbital phase. Figure 3.10 shows the peak amplitude of the modulation as a function of wavelength, called the *variation spectrum* by Selsis et al. (2011). Phase curves obtained in one single spectral band can be reproduced by various combinations of R , A , and i , but

multiwavelengths measurements break this degeneracy. The disk-integrated thermal emission simply scales as R^2 at all wavelengths, while A and i both have an effect on the spectral distribution. The albedo directly controls the intrinsic spectral properties of the disk-integrated planetary flux through the distribution of surface temperatures, and thus determines the wavelength of variation-spectrum maximum. The inclination, on the other hand, controls the amplitude of the phase variations seen by the observer. This effect of the inclination is also wavelength-dependent, but it has a negligible effect on the position of the variation-spectrum maximum as seen in Fig. 3.10. Figure 3.11 presents this effect in a different way by showing how changing the albedo or the inclination shifts wavelength of the emission maximum (λ_{max}) as a function of the orbital phase.

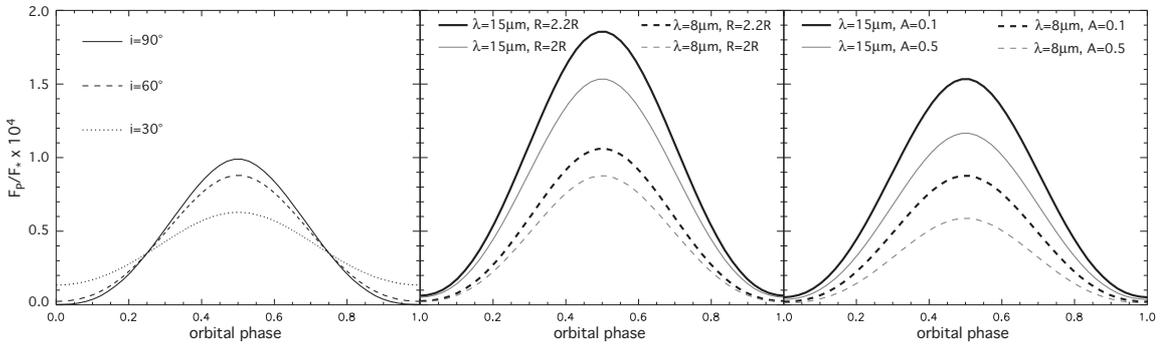


FIGURE 3.9 – Effect of inclination (left, $R = 2 R_{\oplus}$ and $A = 0.1$), radius (middle, $i = 60^{\circ}$ and $A = 0.1$) and albedo (right, $i = 60^{\circ}$ and $R = 2 R_{\oplus}$) on the flux ratio, at 8 (default) and 15 μm . The planet has a circular orbit with a semi-major axis equal to 0.04 AU around a $0.5 M_{\odot}$ star. Phase 0 corresponds to the minimum fraction of the illuminated planet received by the observer (0 if $i = 90^{\circ}$). The eclipse normally occurring for $i = 90^{\circ}$ is not shown here.

It is therefore possible, in theory, to infer the radius, the albedo, and the inclination of a planet from the phase variations of its thermal emission, at least with noise-free observations.

3.5 Methodology

3.5.1 Producing a phase curve

We consider a nontransiting exoplanet on a circular orbit (found for instance by radial velocity surveys). Some characteristics of the system are known to the observer : its distance, the stellar properties, the orbital period of the planet, and the ephemeris. The planetary radius, albedo, and the orbital inclination (as well as the true mass), on the other hand, are unconstrained. The question

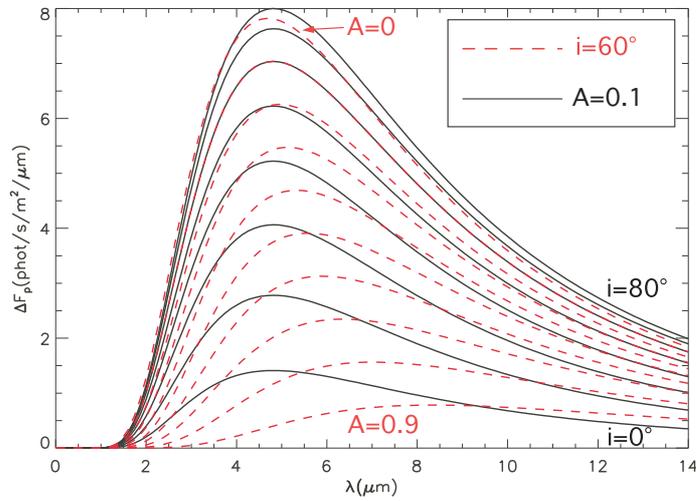


FIGURE 3.10 – Effect of inclination and albedo on the variation spectrum. The peak amplitude of the phase curves is given as a function of wavelength for a planet at 0.04 AU from a $0.5 M_{\odot}$ star. Solid curves are obtained with an albedo of 0.1 and inclinations ranging from 0 to 80° . Dotted curves are calculated for an inclination of 60° and albedo ranging from 0.1 to 0.9.

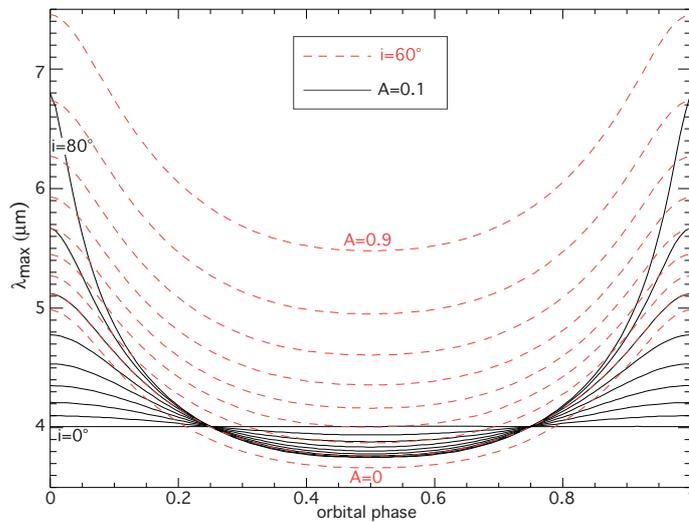


FIGURE 3.11 – Influence of inclination and albedo on the wavelength λ_{max} of the spectrum peak. Calculations are done for a planet at 0.04 AU from a $0.5 M_{\odot}$ star, for inclination between 0 and 80° and an albedo of 0.1 (solid lines) and for an albedo between 0 and 0.9 and an inclination of 60° (dashed).

we address is the ability to retrieve these three characteristics using spatially-unresolved spectrophotometric observations covering one (or more) orbital period. With our model, we can produce these thermal phase curve variations and add unavoidable noise to them. To calculate the stellar photon noise, we need to assume a collecting area, a data point binning time, a spectral resolution and a target distance (here set to 10 pc). We neglect here other stellar phenomena such as stellar spots, flares or pulsations (see Sect. 3.7.4). We assume that one complete orbit of the planet is sampled in 20 data bins of equal duration. We considered the collecting areas of the James Webb Space Telescope (25 m²) and of EChO (1.1 m²). We consider ten 1 micron-wide spectral bins from 5 to 15 μm . We use this for both the Mid InfraRed Instrument (MIRI) on the JWST (Wright et al., 2004), and EChO spectrometers. We have similar results for the MIRI filters with three broad bands centered on 7.7, 10.0, and 12.8 μm , with widths of 2.2, 2.0 and 2.4 μm , respectively, corresponding to the filters of MIRI. This tells us that little spectral resolution is enough to break degeneracies.

The considered MIRI spectrometer provides spectroscopic measurements over the wavelength range 5 - 28.3 μm , but the thermal noise of the telescope dominates above 15 μm . For the EChO spectrometers, the measurements could actually cover the 0.5-16 μm range, and integrating to wavelengths shorter than 5 μm could improve the results, especially for hot planets (see Sect. 3.7), but we kept this 5 – 15 μm range for comparison purposes. In addition, the planet/star contrast ratio drops below 10 ppm at wavelengths shorter than 5 μm for the coldest planet we consider (see Sect. 3.6). A photometric precision better than 10 ppm, even for several days of integration may not be achievable for the forthcoming generation of infrared telescopes. Furthermore, the reflected light has to be taken into account at short wavelengths (below 3 μm) for the planets we consider. Our model uses the isotropic assumption for the planetary flux, which is a fair approximation for thermal emission but less valid for the scattered light (see Sect. 3.7.1). Several additional parameters would need to be added to model the reflected signal correctly. The associated degeneracies and the wavelengthdependence of the albedo are such that extending the wavelengths range to reflected light is not likely to improve the retrieval. For given albedo, inclination, and radius, we produce n noisy phase curves for each spectral band. The only difference between these n realizations is the random stellar photon noise, and instrumental noise when included. For each noisy phase curve, we determine the values of R , A , and i that minimize χ^2 using the downhill simplex method. From these n different estimates of R , A , and i , we determine their median value and the associated error defined as the smallest interval containing 95 % of the retrieved values (the “2- σ ” confidence level if the values have a normal distribution). With zero eccentricity and obliquity, we only have these three parameters to constrain, but our method is applicable to more general configurations (not addressed in the present study), requiring the retrieval of more parameters. This is, for instance, the case with nonsynchronized oblique planets for which four additional unknown parameters control the thermal emission : the rotation period, two angles for the rotation vector, and the surface

thermal inertia.

3.5.2 The instrumental noise

In Belu et al. (2011) we showed that, on average, taking instrumental noises into account divides the signal-to-noise ratio (S/N) by two compared with shot noise, for terrestrial-exoplanet transit spectroscopy and photometry with JWST. We therefore replicate here the modeling in this reference for both EChO and JWST/MIRI : read-out noise, dark current, optics thermal emission, and reduction of exposure time due to readout rate. We do not take the zodiacal contribution into account, both domestic and at the target system, because its variations are not likely to be in the same regime of frequencies as the signals considered here. Modeling jitter noise (Deming et al., 2009) is beyond the scope of the present work, but in-flight calibrations may very well be able to mitigate this effect (see Ballard et al., 2010, for latest methods and performances). The exact calculations are detailed very well in the program used to compute them, which is available on demand.

Given the broad spectral range aimed at by EChO, it will require being divided into several sub-bands. Our $5 - 15\mu\text{m}$ band will be divided into two sub-bands (Table 3.2, Tinetti et al., 2011 ; Marc Ollivier, priv. comm.). It has not yet been decided which detectors set (all-Si :As or MCT+Si :As) will be used for EChO. However, in our simulations, we consider only the option of all-Si :As detectors, since the other one gives comparable results. The characteristics of JWST/MIRI are readout noise RMS $19\text{ e}^-/\text{pixel}$, dark current $0.03\text{ e}^-/\text{s}/\text{pixel}$, and a full-well capacity 10^5 e^- .

		5-11 μm			11-15 μm		
Telescope	Type of detectors	RON	dark current	full-well capacity	RON	dark current	full-well capacity
EChO	Si :As	12	0.1	$2\cdot 10^5$	19	0.1	$2\cdot 10^5$
EChO	MCT+Si :As	1000	500	$37\cdot 10^6$	12	0.1	$2\cdot 10^5$

TABLE 3.2 – Characteristics of detectors used for EChO. The readout noise RMS is in e^-/pixel , the dark current in $\text{e}^-/\text{s}/\text{pixel}$, and the full-well capacity in e^- . Only all-Si :As are used in the results shown in this paper, MCT+Si :As giving comparable results.

3.6 Results

The properties of the studied star+planet systems are summarized in Table 3.3, which gives the stellar masses, orbital distances (and periods) and corresponding equilibrium temperatures of the planets (ranging from 420 to 1640 K). The stellar masses represent the stars of the solar neighborhood (dominated by M and K stars. The range of orbital distances is chosen to offer a high S/N. We test our procedure to retrieve the radius, albedo, and inclination in different cases and with different instruments.

a (AU) \backslash M (M_{\odot})	0.2	0.5	0.8
0.02	T=596 K P=2.31 d	983 K 1.46 d	1641 K 1.15 d
0.04	T=421 K P=6.53 d	695 K 4.13 d	1160 K 3.26 d

TABLE 3.3 – Equilibrium temperatures (K) and orbital periods (days) for different stellar masses and orbital distances. Temperatures are calculated with a Bond albedo of 0.1.

Figure 3.12 shows the accuracy in retrieving the radius, the albedo, and the inclination of a planet for two instruments (EChO and JWST/MIRI), for different stellar types and for orbital distances. In all these plots, the X-axis gives the *real* values of R , A , and i , which are used to produce the noisy phase curves, and the Y-axis gives the median of the best-fit values. The error bar gives the 95 % confidence level (2σ). A good retrieval should fall on the dotted line. For the albedo retrieval (left), the radius is fixed to $2R_{\oplus}$ and the inclination to 60° , which is the median value for randomly oriented systems. For the inclination retrieval (middle), the radius is fixed to $2R_{\oplus}$ and the albedo to 0.1. For the radius retrieval (right), the albedo is fixed to 0.1 and the inclination to 60° . All plots include stellar photon noise and instrumental noise.

The accuracy on the retrieved parameters depends both on the S/N that can be achieved in measuring the variations in the planetary signal, but also in the shape of the spectral distribution of the planet emission in the observation bands, which allows us to break the degeneracy between radius and temperature. Figure 3.13 shows how the S/N depends on the stellar mass and the orbital period. For this plot, the S/N is calculated as follows. We integrate this variation spectrum over the $5 - 15 \mu\text{m}$ range and compare this signal with the photon noise of the star integrated over the same wavelength range. One can see that the S/N monotonically decreases as the orbital distance increases and monotonically increases with the stellar mass between 0.1 and $1 M_{\odot}$. This trend generally explains the increase or decrease in the error bars when changing the orbital period or the stellar mass. This is, however, not always true because the ability to retrieve A , R , and i also requires measuring the wavelength dependency of the spectra. An important factor is thus the position of the emission peak compared with the observation spectral window. This explains the turnover around $1M_{\odot}$. An appropriate window can compensate for lower S/N and vice versa. As an extreme example, we consider a very hot planet observed at long wavelengths where the emission of the substellar area (dominating the phase curve) is in the Rayleigh-Jeans regime. In this case, despite a possibly very high S/N, the weak wavelength-dependency would result in an enhanced degeneracy between radius and temperature. This effect can be seen, for instance, on the albedo and inclination retrieval in Fig. 3.12a : error bars can be similar to or smaller for the less massive star

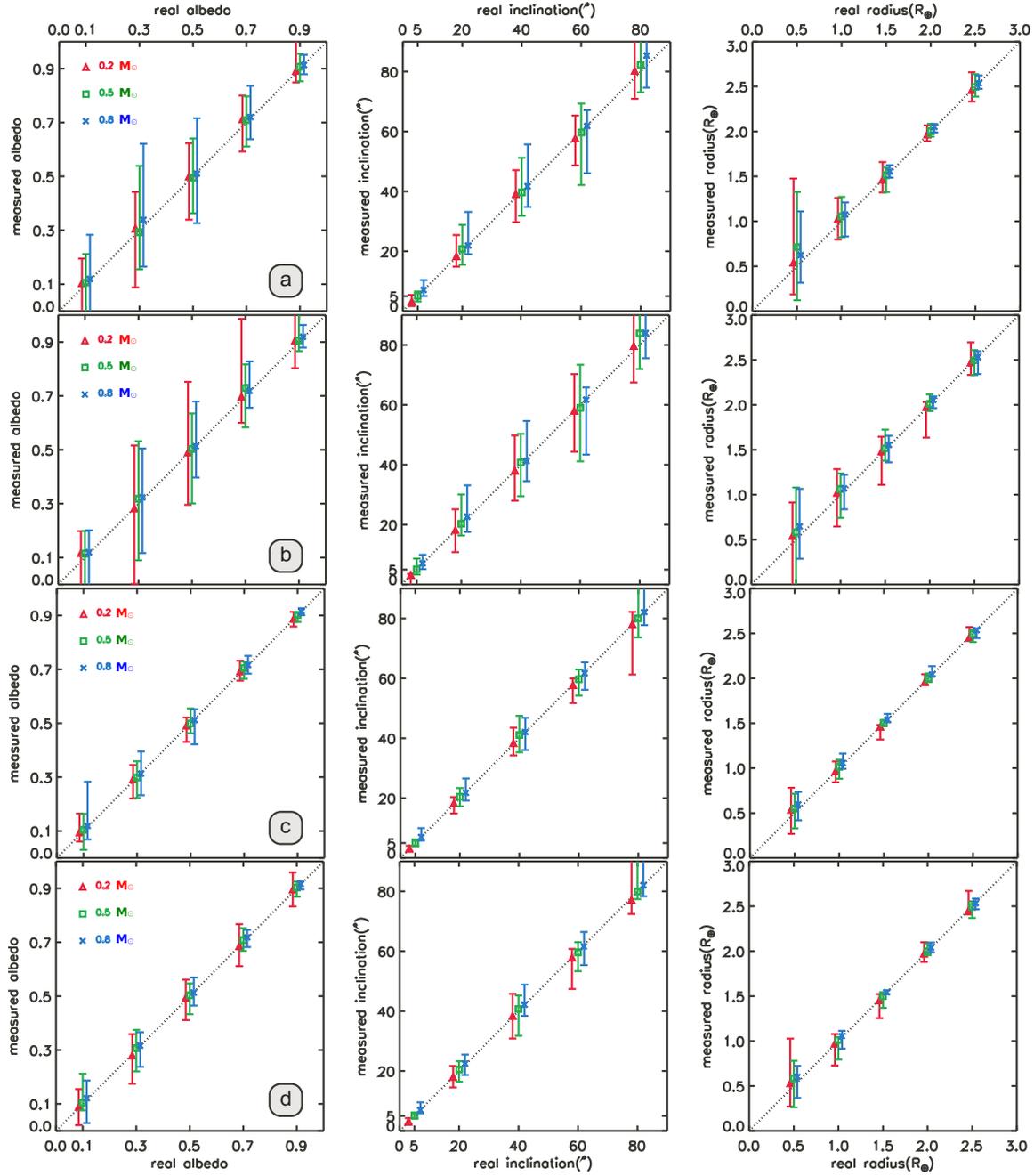


FIGURE 3.12 – Ability to retrieve the albedo, inclination and radius of a synchronous rocky exoplanet with a 1.2 m telescope like EChO, whose instrumental noise is simulated with Si :As detectors (rows : a, b) and with the MIRI/JWST (c, d) for different stellar masses. The orbital distance is $a=0.02$ AU (a, c) and $a=0.04$ AU (b, d). The triangles, squares, and crosses correspond to 3 different stars ($M=0.2, 0.5,$ and $0.8 M_{\odot}$ respectively). Error bar include 95 % of retrieved values. The median of the retrieved values is indicated inside the error bar.

or at larger orbital distance, contrary to what S/N suggests. This is because cooler planets have an emission peak closer to or inside the $5 - 15 \mu\text{m}$ domain and exhibit a better temperature signature. The position of the variation-spectrum peak can be seen in Figs. 3.14 and 3.15. This tells us that optimal retrieval will be achieved when the observation window includes the shortest wavelength not affected by reflection. In this article we did not adapt the window to the planet properties, so our retrieval is thus not optimal.

For inclinations close to 90° , the flux becomes roughly proportional to $\sin i$, hence weakly sensitive to i . For this reason, inclinations in the $80 - 90^\circ$ range cannot always be distinguished, and the uncertainty on the inclination increases with the inclination despite larger modulations.

Although the accuracy obtained with EChO is lower than JWST for a given number of orbits, EChO will have the possibility of dedicating more time to a given target, reducing the S/N to levels comparable to or better than those achievable with JWST, hopefully with a significantly improved stability and the capability of observing spectral phase curves over a wider spectral domain simultaneously. Using the $2.5 - 5 \mu\text{m}$ domain would better characterize the hottest planets. On JWST, measurements in this window imply the use of NIRSpec, an instrument that cannot be used simultaneously with MIRI, while EChO spectrometer should cover the whole $0.5 - 16 \mu\text{m}$ window.

The results presented in this work assume that the observation covers two orbital periods, which will certainly be required in practice to extract the periodic planetary signal from the stellar variability. We tested on several cases that the error on the albedo, the inclination and the radius decreases as $1/\sqrt{N}$, where N is the number of orbits observed. Also for observations covering N orbits, the values of R , A , and i obtained for each individual orbit (or for a number of orbits smaller than N) provide an information on their dispersion.

3.6.1 Constraining both mass and radius

If we combine the projected mass $M \sin i$ measured from radial velocity observations with the constraint on the inclination from the phase curve, we obtain an estimate of the true mass. Retrieved mass and radius and their associated uncertainty can be compared with theoretical models to assess the composition of the planet. Figure 3.16 shows mass-radius relations of ice/rock and rock/iron planets from Fortney et al. (2007b) and the range of mass and radii obtained from phase curves for two planets ($R = 1.5 R_\oplus$, $M \sin i = 4 M_\oplus$ and $R = 2 R_\oplus$, $M \sin i = 8 M_\oplus$) around a 0.5 and a $0.8 M_\odot$ star with an orbital period of three days. The planets around the $0.8 M_\odot$ star logically give the best estimate of the composition. The uncertainty on the composition is dominated by the uncertainty on the mass, and one should also include the error on the measurement of $M \sin i$ itself. Interestingly, the uncertainty on the planet radius does not come directly from the uncertainty on

the stellar radius as it does when the planetary radius is inferred from the primary transit depth, in the case of transiting planets. Indeed, the depth of the transit provides the ratio R_p/R_* and an estimate of R_p therefore requires a value for R_* , which comes with its uncertainties. When deduced from the thermal phase curve, the radius estimate is also affected by uncertainties (for instance on the luminosity of the star or on the orbital distance), but not coming directly from the radius. Errors on the stellar luminosity and the stellar mass (used to convert an orbital period into an orbital distance) do, however, result in retrieval errors.

As another illustration, we show in Fig. 3.17 the result for three known exoplanets (HD40307 b, GJ581 b, and GJ581 e, see Sect. 3.7.2), assuming that they are made of silicates (an assumption that is probably not realistic for GJ581 b, whose volatile content must be high considering its large mass).

3.6.2 Effect of an atmosphere

We do not know a priori whether the observed planet has an atmosphere or not. As shown by Selsis et al. (2011), the presence of an atmosphere can be inferred from the variation spectrum. We did, however, test our $R - A - i$ retrieval procedure (which assumes no atmosphere) on phase curves computed for a planet with a dense atmosphere. The planet is a $1.8 R_{\oplus}$ rocky planet with a 1 bar CO_2 atmosphere, in a 1 :1 spin-orbit resonance on an 8-day orbit around an M3 dwarf, with 60° inclination. The structure of the atmosphere and the associated radiative transfer has been modeled with a 3D GCM (global climate model) described in Selsis et al. (2011).

Our model obviously fails to fit the phase curves variations at all wavelengths, which by itself shows that the “no atmosphere” assumption is wrong. If we treat each spectral band independently of the others, our model can obtain a set of R , A , and i with reasonable χ^2 at some wavelengths but the retrieved values strongly vary from one wavelength to another. Figure 3.18 shows the retrieved values as a function of wavelength (no noise is considered in this retrieval). As in the variation spectrum described by Selsis et al. (2011), the signatures of molecular absorption can be seen in these plots, in particular the 2.7, 4.3, and 15 μm bands of CO_2 in the “inclination spectrum”. This is because different wavelengths probe different altitudes in the atmospheres, with different day-night temperature contrasts. In absorption bands, the flux comes from high altitudes with smooth day-night contrast, while in atmospheric windows, the flux comes from the surface that exhibits a temperature distribution that differs less from the airless case.

If no photometric variations are seen despite accurate photometric measurements, we may be able to infer that the planet has a dense atmosphere, as attempted on GJ876 b by Seager and Deming (2009). The absence of modulation can also be due to an inclination close to 0° , but in some cases inclinations lower than a given value can be rejected. This can be done using the measurement of

the projected rotation of the star and assuming that planetary orbits remain close to the stellar equator (known to be wrong for many hot Jupiters), but also using dynamical constraints, which was done for the systems GJ876 (Correia et al., 2010) and GJ581 (Mayor et al., 2009a). A lack of modulation can also be come from an extremely high albedo, which may be checked at short wavelengths.

3.7 Discussion

3.7.1 Validity of the radiative model and reflected light

The ability to constrain R , A , and i from spectral phase variation comes from the simplicity of the model that assumes an isotropic distribution of the thermal emission, uniform surface properties, and an emissivity independent of the wavelength and equal to 1. We now discuss the validity of these assumptions.

An emissivity value ϵ lower than 1 but independent of λ would only mean that the “effective albedo” we infer is in fact equal to $(A + \epsilon - 1)/\epsilon$ and does not affect the radius and inclination retrieval. Variation in the emissivity with wavelength (for instance from the 10 μm silicate band), if significant enough to affect the planetary emission in an observable way, would be seen in the variation spectrum just as an absorption feature due to an atmosphere (see Selsis et al. 2011). A correction could thus be done a posteriori (probably yielding larger uncertainties on the retrieval). The variation in the surface albedo with wavelength influences our model only in terms of emissivity as our model is only sensitive to the bolometric surface albedo (the fraction of reflected energy integrated over the whole spectrum). We tested our retrieval algorithm that assumes a uniform albedo on phase curves computed with a nonuniform albedo. To each individual cell of the surface, we gave a random albedo using a normal distribution. We did the test for a mean albedo of 0.1, 0.3,...,0.9 with a standard deviation of 0.1. Error bars on the retrieved albedo are centered on the mean value of the normal distribution, and the error bars are twice as broad as with a uniform albedo, but there is no noticeable effect on the inclination and radius retrieval. We did not test the effect of having large regions with different albedos. An interesting case to be addressed in the future is to consider a surface composition (and thus a surface albedo) changing at a given temperature (and thus incidence angle). This could be relevant for very hot planets like Corot 7b or Kepler 10b, which have a strong temperature gradient and which may have substellar lava-oceans covering a $0 < \theta < 45^\circ$ area (Léger et al., 2011).

Because of its very low thermal inertia and the length of its solar day (~ 27 days), the temperature distribution on the day side of the Moon is similar to that of a synchronized planet, and brightness temperatures on the day side of the Moon follow the $\cos(\theta)^{\frac{1}{4}}$ law, where θ is the incidence

angle (Lawson et al., 2000). This means that the isotropic assumption for the emission is a good approximation (with no significant effect of roughness and craters), but also that variations on albedo with location are small enough. Light reflected by the moon does not, however, follow a Lambertian distribution (the reason the full Moon seems so “flat” to us). As other rough planetary surfaces with a low albedo, the diffuse reflection is described better by the Lommel-Seeliger law (Fairbairn, 2005). Because of the non-Lambertian behavior of the reflected light (which can also include a specular component for high albedo), we restricted our work to wavelengths ($\lambda > 5\mu\text{m}$) where the reflected component is orders of magnitude lower than the emission. However, the temperature distribution, and thus the thermal emission, can be affected by the dependence of the surface albedo on the incidence angle θ found in the Lommel-Seeliger phase function. We tested the impact of this effect on the thermal phase curve and found it to be insignificant on the phase curve. The reason is that surface temperature is affected only at high incidence angle, near the terminator where the temperature is too low to contribute significantly to the disk-integrated emission. Small departures from an isotropic behavior of the thermal emission do exist on the Moon and other planetary surfaces (due for instance to roughness and craters) but we neglect these effect in this study. Knowing that the retrieval of R , A , and i is feasible, it will become necessary to address this question in further works.

3.7.2 Existing candidates

Among the published planets detected by radial velocity and at the time of writing, at least seven are potentially terrestrial objects with characteristics allowing a measurement of the phase variations with JWST or EChO¹ : a minimum mass below $20 M_{\oplus}$, an orbital distance within 0.05 AU, and membership in a system closer than 15 pc. According to estimates (Mayor et al., 2011), more such planets remain to be found. Expected detections with 15 pc critically depend on the occurrence of planets around M stars, which is yet poorly constrained². The occurrence rate as inferred from Kepler candidates (Howard et al., 2011) shows no decrease (or even a slight increase) from K to M0 dwarfs. Assuming the same frequency of exoplanets for M and K stars yields hundreds of candidates within 15 pc. Within the current sample of seven, three have zero eccentricity (at the precision of the measurements) : GJ581 e and b (Mayor et al., 2009a), and HD40307 b (Mayor et al., 2009b). The other four have eccentric orbits : GJ674 b : $e \sim 0.2$ (Bonfils et al., 2007), GJ876 d : $e \sim 0.2$ (Rivera et al., 2010), 61Vir b : $e \sim 0.1$ (Vogt et al., 2010) and 55Cnc e : $e \sim 0.25$ (Fischer et al., 2008). To model the phase curve of an eccentric planet requires including heat diffusion on the subsurface, which is controlled by an additional parameter, the surface thermal inertia. It is

1. Unless their ecliptic latitude does not allow pointing.

2. A study by Bonfils et al. (2011) based on HARPS measurements, actually shows that 35 % of M stars planets host a 1-10 M_{\oplus} planet.

the only parameter to add if we assume that the planet rotates at its equilibrium rotation (Leconte et al., 2010). The planet can, however, be trapped in a spin-orbit resonance as is Mercury. We will address the case of noncircular orbits and nonsynchronized planets in a forthcoming work.

The case of GJ581 is interesting because of its proximity (only 6.2 pc) but also because two planets (e and b) in this system could produce a detectable modulation. Planet ‘e’ is hotter and smaller ($M \sin i = 1.9 M_{\oplus}$, $a = 0.028$ AU) while planet ‘b’ is cooler but larger ($M \sin i = 16 M_{\oplus}$, $a = 0.04$ AU) and more likely to possess a dense atmosphere. Planet HD40307 b ($M \sin i = 4.1 M_{\oplus}$, $a = 0.047$ AU, $M_* = 0.8 M_{\odot}$, $d = 13$ pc) represents another fine target.

3.7.3 Transiting planets

For planets in transit configurations, the radius and inclination are already known. The albedo can be constrained from the spectrum of the planet at the secondary eclipse. However, as is the case of Kepler 10 b (Batalha et al., 2011), the phase curve may be better determined than the secondary eclipse depth due to the short duration of the eclipse. Phase-curve fitting could then provide additional constraints. The phase curve of Kepler 10 b cannot be fitted with thermal emission alone. At the wavelengths observed by Kepler (0.4–0.9 μm), the reflected light dominates, and the large amplitude of the phase curve points to either a very large Bond albedo (~ 0.6) or to a highly anisotropic reflection.

3.7.4 Stellar variability

Stellar variability comes from surface brightness inhomogeneities (mainly spots and bright plagues), their evolution in time, and their modulation by the stellar differential rotation. These inhomogeneities are produced by magnetic activity and convection, and they produce wavelength-dependent noise and systematic variations that will make the extraction of the planetary phase curve (and thus the constraints on the planet properties less accurate). Using Kepler visible light-curves of $\sim 150,000$ stars over 33.5 days, Basri et al. (2011) find that more than 70% of them exhibit relative variations larger than 10^{-3} . In the mid-infrared, preliminary studies show that this amplitude is expected to be lower by a factor of ~ 5 (Bean et al., 2010). To measure the planetary phase with sufficient accuracy, periodic residuals of the stellar variability at the orbital period of the planets have to be lower than the planetary signal (which is larger than 10 ppm in this work). Period filtering is thus required to lower the amplitude of the noise by at least a factor of ~ 100 .

The efficiency of this filtering will depend on the variability power spectrum of the host star, its rotation period compared with the planet orbital period and the level of characterization of this variability that can be achieved. Evaluating the feasibility of this extraction is beyond our expertise and the scope of this paper, but we stress here that it certainly represents the main challenge for

this type of high-precision spectro-photometric observations covering two or more orbital periods (days to weeks). It is obviously not an impossible task, at least for some quiet stars. Batalha et al. (2011) were for instance able to extract the phase curve of Kepler 10 b, which has an amplitude of less than 10 ppm in the visible range.

3.8 Conclusion

In this study we have modeled the thermal emission of an exoplanet with no atmosphere, on a circular synchronous orbit. The modulation of this emission with the orbital phase at different wavelengths can be observed for exoplanets in non-transiting configurations, which are known from a previous radial velocity detection. We showed that these infrared multiband phase curves can be used to infer the absence/presence of an atmosphere and, in the airless case, to constrain the radius and albedo of the planet, as well as its orbital inclination. The constraint on the inclination yields a constraint on the mass using the value of $M \sin i$ measured by radial velocity. The knowledge of both the radius and the mass can then be used to assess the bulk composition of the planet.

Typical precisions of 10° on the inclination, 0.1 on the albedo, and 10 % on the radius can be obtained with JWST, and 15° on the inclination, 0.2 on the albedo, and 15 % on the radius with EChO, for nontransiting large terrestrial planets with a period of a few days or less around nearby 10 pc K and M stars. This accuracy is obtained from observing two orbits (for an ideally quiet star) and can be reduced by \sqrt{N} by observing $2N$ orbits. Assuming that a whole orbit is observed, the accuracy is not very sensitive to the sampling of the orbit. We used ten bands with a $1 \mu\text{m}$ width from 5 to $15 \mu\text{m}$ and the MIRI's filters, although the number of bands is not critical either. Two bands is the minimum to break the albedo-radius degeneracy. Better results can be obtained for the hottest planets by including shorter wavelengths.

These planets represent an abundant population, as shown by radial velocity surveys and Kepler. More than 90 % of these hot terrestrial exoplanets do not transit their host star and may only be characterized by their thermal phase curve in the foreseeable future. This method can be applied with EChO or JWST on three already known exoplanets (GJ581 e and b, HD40307 b), and more should be discovered by radial velocity surveys. For each transiting exoplanet with an observable secondary eclipse, there will be statistically ten times more similar objects closer to the Sun and with an observable thermal phase modulation.

The retrieval of R , A , and i works obviously better for large and hot planets that provide higher planet/star contrast ratios and do so for highly inclined orbits that produce a larger amplitude of the phase variations. Thanks to the distribution function of randomly inclined orbits that is equal to $\sin i$, planets are rare whose phase variations are not observable because of a low inclination (only

13 % with $i < 30^\circ$).

Unlike secondary eclipse observations, the exposure is not limited by transit duration. Therefore, phase curve fitting can provide better characterize of the planet properties than the eclipse, as in the case of Kepler 10 b. This method implies the ability to achieve spectrophotometry with 10^{-5} relative accuracy. This precision must be stable over the duration of the observation used to extract the phase curve. Stellar variability must be characterized and removed in such a way that the residuals do not contaminate the planetary signature. Stability and stellar activity are the most critical issues for phase curve observations.

Further modeling is required to include the effect of surface roughness and craters on the surface temperature and thermal emission. The case of eccentric planets will be addressed in a forthcoming paper.

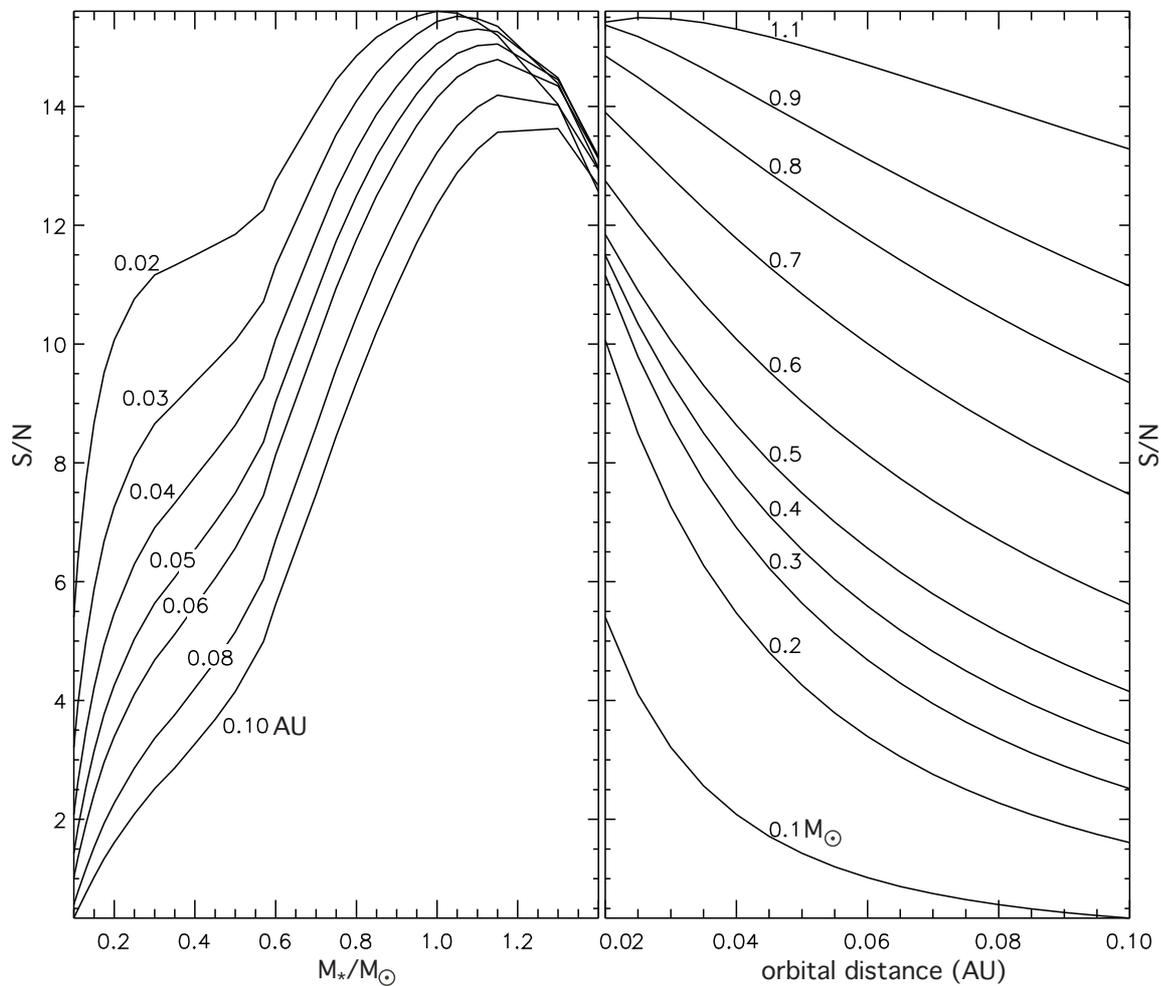


FIGURE 3.13 – Estimated signal-to-photon-noise ratio (S/N) as a function of stellar mass and orbital period. Each curve in the left plot is for one orbital distance, and each curve on the right plot is for one stellar mass. Here, we consider the planetary signal to be the peak amplitude of the phase curve, integrated from 5 to 15 μm intervals. The duration of the two data bins used to compute the peak amplitude is set to $1/20^{\text{th}}$ of the orbital period, the inclination to 60° , the distance to 10 pc, and the telescope diameter to 1.5 m telescope.

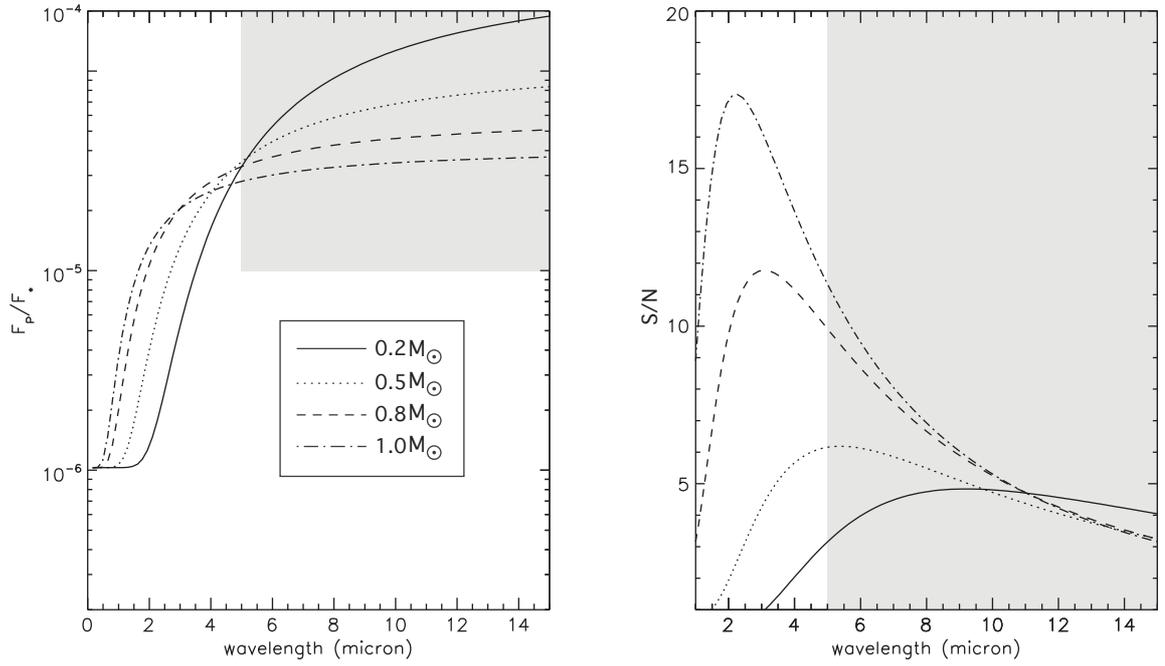


FIGURE 3.14 – Variation spectrum as planet/star contrast (left) and S/N (right). These plots give the peak amplitude of the phase variation as a function of wavelength. The orbital distance of the planet is 0.02 AU, its radius $2 R_{\oplus}$, and its inclination 60° . Each curve is for a given stellar mass. To calculate the S/N, we set $\Delta\lambda = 1 \mu\text{m}$, distance=10 pc, telescope diameter=1.5 m. The gray area corresponds to the $5 - 15\mu\text{m}$ range (left & right) and to contrasts higher than 10^{-5} (left).

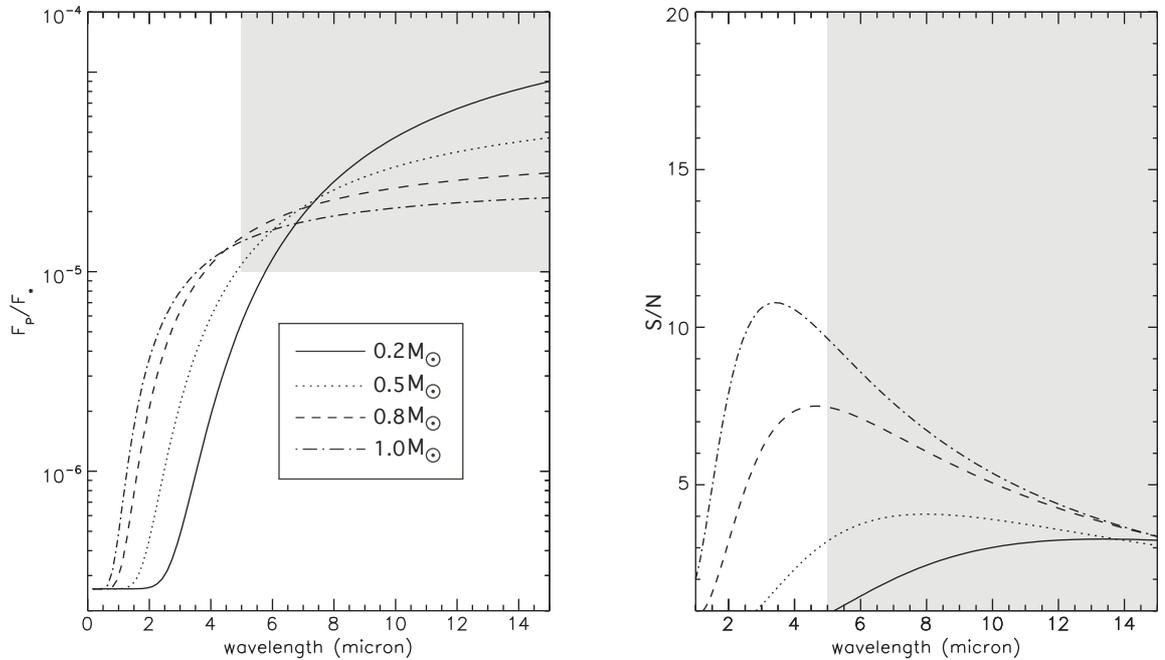


FIGURE 3.15 – Same as Fig. 3.14 for an orbital distance of 0.04 AU.

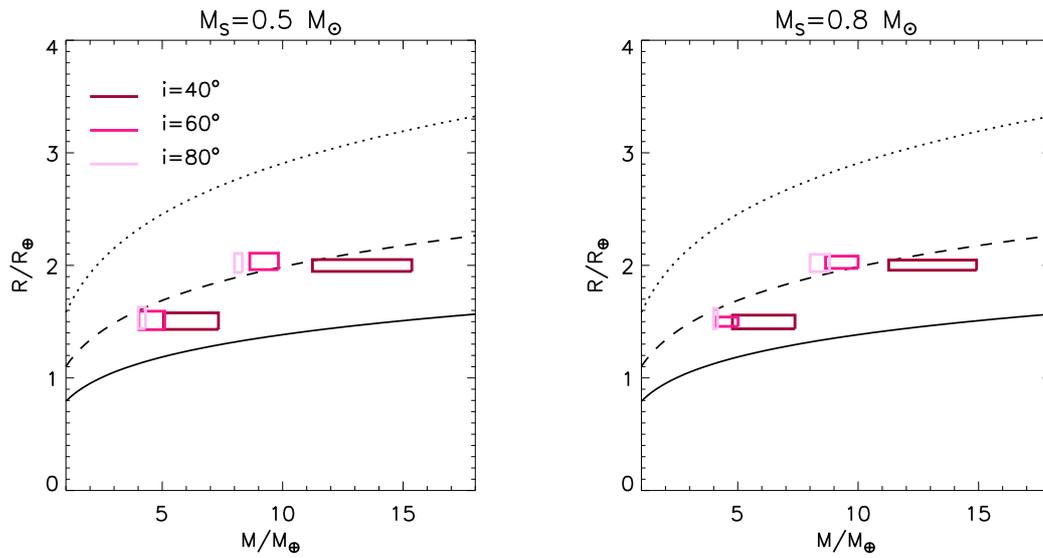


FIGURE 3.16 – Constraining the bulk composition. Boxes indicate the 95 % confidence level on the retrieval of both the radius and the mass for two synchronous planets ($R = 1.5 R_\oplus$, $M \sin i = 4 M_\oplus$, and $R = 2 R_\oplus$, $M \sin i = 8 M_\oplus$), at 0.02 AU of a 0.5 and a 0.8 M_\odot star, observed with the JWST for 3 different inclinations (2 orbits for computation). The solid, dashed and dotted lines correspond respectively to a pure iron, pure rock, and pure-ice planet according to Fortney et al. (2007b).

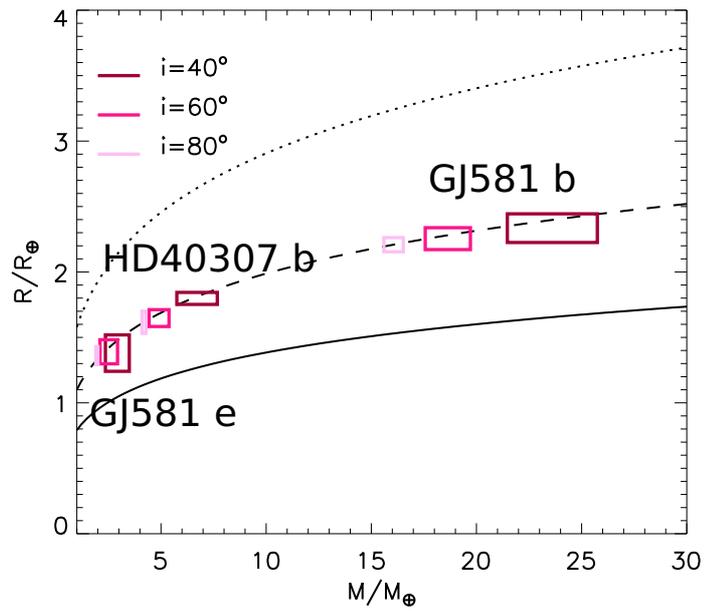


FIGURE 3.17 – Precision of the mass and radius determination for three known exoplanets (GJ581 b, GJ581 e, and HD40307 b). Similar to Fig. 3.16, but we no longer assume a fixed radius for the planets, but a rocky composition (100 % silicates). The radius changes with the mass and thus with the inclination.

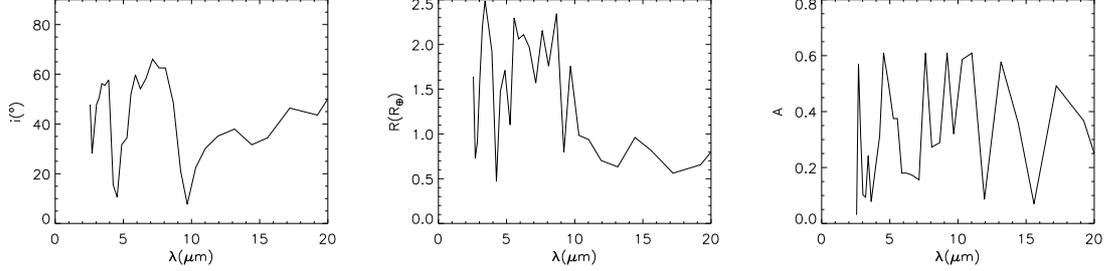


FIGURE 3.18 – Best fit parameters as a function of wavelength, for a planet with a 1 bar CO_2 atmosphere.

As an example, we show in Fig. 3.19 the results of the fit for three wavelengths. We only fit the variations and not the absolute flux, which is why the solution found by our procedure can produce a phase curve that is shifted vertically. Because we only consider synchronized planets, which is equivalent to a planet with no thermal inertia, our modeled phase curves cannot exhibit the phase shift that atmospheric circulation can produce. If we no longer consider synchronized planets and let the rotation rate and the thermal inertia be free parameters, our airless model may fit a monochromatic phase curve obtained with an atmosphere with better agreement, by reproducing the phase shift. In this case, the displacement of the hot spot (compared with the exact substellar location) is due not to horizontal circulation, as in an atmosphere, but to vertical heat diffusion. However, retrieved rotation rate and thermal inertia would also depend on the wavelength, as for the inclination, radius, and albedo. Also, for planets hot enough to produce an observable infrared phase curve, on circular orbits, synchronization occurs on extremely short timescales so there is no justification for considering nonsynchronized solutions. A phase shift can thus be attributed to an atmosphere alone. This point will have to be stressed more carefully for cooler planets, which are less subject to tidal forces, and which need to be observed by future direct detection techniques.

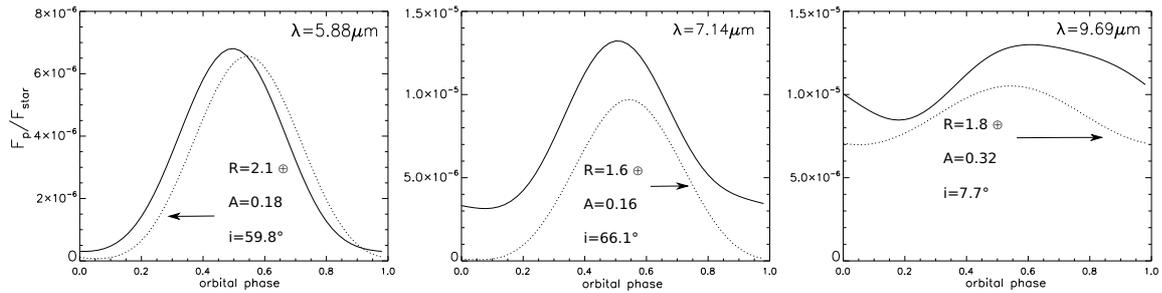


FIGURE 3.19 – Phase curves of a planet with a 1 bar CO_2 atmosphere (solid lines) and best fit of the variation (and not of the absolute flux) obtained assuming an airless planet (dashed lines). The fit is done for each wavelength separately.

Chapitre 4

Planète avec inertie thermique à éclairement variable

Une planète en orbite autour d'une étoile reçoit un éclairement dépendant du temps, dû à sa rotation, son excentricité, son obliquité, ou à une combinaison de ces trois propriétés. Elle a la capacité de stocker la chaleur reçue lorsqu'elle est éclairée et de la restituer lorsqu'elle ne l'est pas. Un modèle de diffusion de chaleur tel que celui décrit dans ce chapitre permet de reproduire le comportement de la subsurface en cas d'éclairement variable.

Les exoplanètes observées actuellement orbitent à faible distance orbitale et subissent de forts effets de marées qui ont tendance à les circulariser, les synchroniser et éroder leur obliquité (Heller et al., 2011). En revanche, beaucoup sont excentriques (e.g. Jones et al., 2006; Fischer et al., 2009; Giguere et al., 2012) même dans la catégorie des Super-Terres (Delfosse et al., 2012). Cette excentricité peut être maintenue grâce à la présence d'un compagnon lointain (Correia et al., 2012) ou être résiduelle d'une excentricité initiale plus élevée qui se dissipe au cours de l'histoire du système.

La surface d'une planète excentrique reçoit toujours un éclairement variable. En cas de synchronisation spin-orbite, la planète subit des librations (oscillations autour d'un point d'équilibre) qui font que plus d'une moitié de la planète reçoit du rayonnement stellaire au cours du mouvement orbital; par exemple, la Lune, avec une orbite d'excentricité $e = 0.055$ nous présente 59% de sa surface (Selsis et al., 2007). Le changement de distance orbitale induit également un éclairement variable.

Le modèle de diffusion présenté est applicable à tous les cas soumis à un éclairement variable (autre que le cas circulaire synchrone) et à inertie thermique non nulle. Il vient compléter le modèle présenté dans le chapitre 2.

4.1 Modèles existants

Les premiers modèles thermiques ont été développés pour l'étude de l'émission thermique des astéroïdes et des corps du système solaire. Le « Standard Thermal Model », introduit par Lebofsky et al. (1986), néglige l'inertie thermique (rotation lente et surface régolithique diffusant mal la chaleur), ce qui suppose que les températures de surface sont en équilibre instantané avec l'insolation. Le « Fast Rotating Model », proposé par Lebofsky et al. (1978) suppose une vitesse de rotation infinie ou une inertie thermique infinie (approximation pouvant être légitime pour un corps en rotation très rapide dont la surface est constituée de roches à forte inertie thermique), ce qui revient à moyenner le flux de chaleur reçu par l'objet longitudinalement. Ces deux précédents modèles supposent des astéroïdes à géométrie sphérique. Les modèles thermophysiques plus récents prennent en compte la topographie détaillée de la surface et modélisent la diffusion de chaleur dans la subsurface. Spencer et al. (1989) établit un modèle en couches d'épaisseur constante avec une inertie thermique indépendante de la température.

Le modèle que nous proposons ici calcule la diffusion de chaleur dans une subsurface homogène ou inhomogène pour une planète sphérique ou un astéroïde convexe (pas d'effet d'ombres) recevant un flux d'illumination d'une étoile ponctuelle dépendant du temps (voir chapitre 2). Contrairement au modèle proposé par Spencer et al. (1989), les paramètres thermiques peuvent être dépendants de la température et un flux interne peut être inclus à la base de la subsurface, qui peut ne pas être négligeable pour des corps de masse planétaire ou chauffés par effets de marée.

4.2 Modèle de diffusion thermique

La conduction thermique est un transfert thermique spontané d'une région de température élevée vers une région de température plus basse. Elle est décrite par la loi de Fourier, établie au début du XIXème siècle. La densité de flux de chaleur $\vec{\Phi}$ est proportionnelle au gradient de température :

$$\vec{\Phi} = -\kappa \vec{\nabla} T \quad (4.1)$$

où κ est la conductivité thermique du matériau. À l'intérieur d'un conducteur thermique, l'énergie thermique par unité de volume est $\int_0^T \rho c(T) dT$, avec ρ la densité du conducteur, $c(T)$ la capacité calorifique (à pression constante) du matériau dépendant de la température T . Par la conservation de l'énergie, l'équation 4.1 s'écrit alors :

$$\rho c(T) \frac{\partial}{\partial t} T = \vec{\nabla} \cdot \kappa(T) \vec{\nabla} T + P \quad (4.2)$$

La production de chaleur P sera considérée par la suite comme nulle car dans cette étude, l'effet de serre solide est négligé. Celui-ci peut cependant intervenir pour des surfaces planétaires glacées, lorsque le chauffage de la subsurface par l'insolation stellaire peut faire considérablement monter les températures dans la fine couche près de la surface, la glace étant transparente dans le visible et opaque dans l'infrarouge (voir Hapke, 1996, pour une discussion sur l'effet de serre solide). La diffusion horizontale est également négligée. Seule la diffusion en profondeur est considérée, l'équation de la chaleur est donc unidirectionnelle. Les gradients horizontaux ne deviennent significatifs qu'à la limite du côté jour/nuit de la planète et n'affectent la distribution de température qu'à une échelle extrêmement réduite qui n'affecte pas les observables. L'équation 4.2 devient :

$$\rho c(T) \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa(T) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right] \quad (4.3)$$

4.2.1 Conditions aux limites

En l'absence d'atmosphère, la condition aux limites supérieures ($z = z_{max}$) est déterminée par la lumière stellaire absorbée $F_s(t)$ par la surface (dépendant à la fois de l'albédo de la surface et de l'insolation dépendante du temps) et par l'émission thermique :

$$\kappa(T) \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right)_{z=z_{max}} = \epsilon \sigma T^4 - (1 - A) F_s(t) \quad (4.4)$$

avec ϵ l'émissivité bolométrique. Seule l'absorption et l'émission de surface sont considérées, car le gradient de température est négligeable sur des profondeurs de l'ordre de la longueur d'onde. De plus, la profondeur caractéristique de diffusion l_s définie dans la partie 4.2.2 est de l'ordre du centimètre ou du mètre, tandis que les longueurs d'onde utilisées dans cette thèse ne dépassent pas $15 \mu\text{m}$.

La condition aux limites inférieures est définie par :

$$\Phi_i = \kappa(T) \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (4.5)$$

Si le flux interne Φ_i est nul, les équations peuvent être adimensionnées (partie 4.2.2). S'il n'est pas négligeable (effets de marées, radioactivité interne, chaleur d'accrétion), se référer à la partie 4.2.3.

4.2.2 Équations adimensionnées

Inertie thermique

Si ρ , c et κ sont constants avec la température, l'équation 4.3 se simplifie en Eq. (4.6), utilisée dans la majeure partie des problèmes de diffusion et en l'absence de flux interne (Spencer et al., 1989).

$$\rho c \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} \right) \quad (4.6)$$

On utilise le changement de variable défini comme suit :

$$\tilde{t} = \frac{t}{\tau} \quad (4.7)$$

$$\tilde{z} = \frac{z}{L} \quad (4.8)$$

avec τ et L respectivement le temps et la longueur caractéristique de diffusion du système.

L'équation 4.6 devient :

$$\frac{\rho c}{\tau} \frac{\partial T(\tilde{z}, \tilde{t})}{\partial \tilde{t}} = \frac{\kappa}{L^2} \left(\frac{\partial^2 T(\tilde{z}, \tilde{t})}{\partial \tilde{z}^2} \right) \quad (4.9)$$

Le temps caractéristique τ est le temps nécessaire pour propager une variation de température à une profondeur L . Ces paramètres sont liés par la relation suivante :

$$\frac{\kappa}{L^2} \frac{\tau}{\rho c} = 1 \quad (4.10)$$

L'équation 4.9 se simplifie en :

$$\frac{\partial T(\tilde{z}, \tilde{t})}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial^2 T(\tilde{z}, \tilde{t})}{\partial \tilde{z}^2} \quad (4.11)$$

Les changements de température se propagent donc dans la subsurface avec une profondeur caractéristique L :

$$L = \sqrt{\frac{\kappa \tau}{\rho c}} \quad (4.12)$$

Si le système est périodique de pulsation ω , on a $\tau \sim 1/\omega$ et $L = l_s$ avec (Spencer et al., 1989) :

$$l_s = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho c \omega}} \quad (4.13)$$

L'équation 4.4 devient :

$$\sqrt{\frac{1}{\tau}} \sqrt{\kappa \rho c} \left(\frac{\partial T(\tilde{z}, \tilde{t})}{\partial \tilde{z}} \right)_{z=z_{max}} = \epsilon \sigma T^4 - (1 - A) F_S(t) \quad (4.14)$$

La température $T(\tilde{z}, \tilde{t})$ est alors déterminée par un seul paramètre physique Γ appelé inertie thermique et défini par :

$$\Gamma = \sqrt{\kappa \rho c} \quad (4.15)$$

La seule connaissance de Γ permet de calculer la température de surface dépendante du temps et $T(\tilde{z}, \tilde{t})$ mais pas $T(z, \tilde{t})$ car L ne peut être évalué que connaissant κ et ρc .

L'inertie thermique représente la capacité d'une surface à stocker et à restituer la chaleur qu'il reçoit d'une source extérieure. Les corps à faible inertie thermique réagissent rapidement aux variations de la source externe (ici l'insolation). À l'inverse, une surface à inertie thermique infinie a une température constante en équilibre avec la moyenne temporelle du flux absorbé.

L'inertie thermique est faible pour les matériaux poreux, tel que le régolithe : Wesselink (1948) donne 43 SI pour la Lune, Winter et Krupp (1971) réévalue cette valeur à 71 SI. Elle peut être 50 fois plus importante pour les roches (table 4.2.2). Une surface sans inertie thermique sera toujours en équilibre thermique instantané avec les sources externes de chauffage. Outre la réduction des températures du côté jour et l'augmentation de celles du côté nuit pour des objets planétaires en rotation et ainsi la réduction des contrastes thermiques, l'inertie thermique entraîne un déphasage entre l'insolation et les températures de surface : le maximum de température à la surface intervient après le maximum d'insolation, ce qui se traduit sur la courbe de lumière obtenue pour un observateur distant hors du système par un déphasage positif (Fig 4.1), car l'observateur verra ce maximum de température en avance. L'inertie thermique n'a pas d'effet sur un corps synchrone soumis à un éclairage constant en fonction du temps (en orbite circulaire).

La capacité de la surface à suivre les variations d'insolation dans le cas d'un éclairage périodique est donné par le paramètre thermique Θ défini par (Spencer et al., 1989) :

$$\Theta = \frac{\Gamma \sqrt{\Omega_S}}{\epsilon \sigma T^3} \quad (4.16)$$

matériau	κ W K ⁻¹ m ⁻¹	c J kg ⁻¹ K ⁻¹	ρ kg m ⁻³	Γ J s ^{-1/2} K ⁻¹ m ⁻²
nickel	91	448	8850	19·10 ³
fer	81	452	7860	17·10 ³
granite	2.9	890	2750	2600
marbre	2.8	800	2600	2400
basalte	2.1	840	2800	2200
neige compacte	0.46	2100	560	740
sol sableux	0.27	800	1650	600
régolithe lunaire	0.0029	640	1400	51

TABLE 4.1 – Propriétés thermiques de matériaux typiques : conductivité thermique κ , capacité calorifique c et densité ρ , à 20°C. L’inertie thermique est calculée à partir d’ Eq. 4.15 (d’après Mueller, 2012, et références incluses).

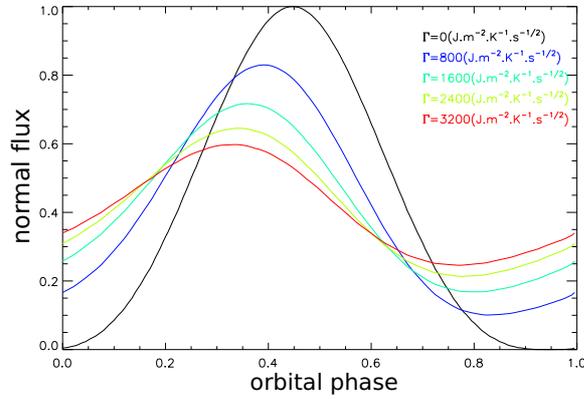


FIGURE 4.1 – Effet de l’inertie thermique sur la courbe de lumière obtenue par un observateur distant, d’un objet en orbite circulaire ayant 100 rotations par orbite.

avec Ω_S la vitesse angulaire correspondant au jour stellaire¹. Une valeur de Θ nulle indiquerait une surface en équilibre instantané avec l’insolation (pulsation nulle ou inertie thermique nulle), tandis que si $\Theta = \infty$, un point de la surface est toujours à la même température durant la variation d’insolation. Dans le cas général d’un éclairage périodique à une seule période (orbite circulaire et rotation non synchrone), une augmentation de la pulsation ou de l’inertie thermique provoque une augmentation de Θ et donc une diminution du contraste de températures de surface (et de l’amplitude de la courbe de lumière). Dans ce cas, il y a dégénérescence entre l’inertie thermique et la pulsation. En effet, la même courbe de lumière pourra être obtenue dans le cas d’une planète en orbite circulaire non soumise à des effets de marées si le rapport $\Gamma\sqrt{\Omega_S}$ est gardé constant (cf. partie

1. La relation entre le jour stellaire j_s , le jour sidéral S et la période orbitale T s’écrit $\frac{1}{S} = \frac{1}{T} - \frac{1}{j_s}$

5.1.1). Cette dégénérescence est levée dans le cas d'un éclaircissement variable ou multi-périodique avec excentricité+rotation (voir la partie 5.1.2 pour plus de détails) ou obliquité.

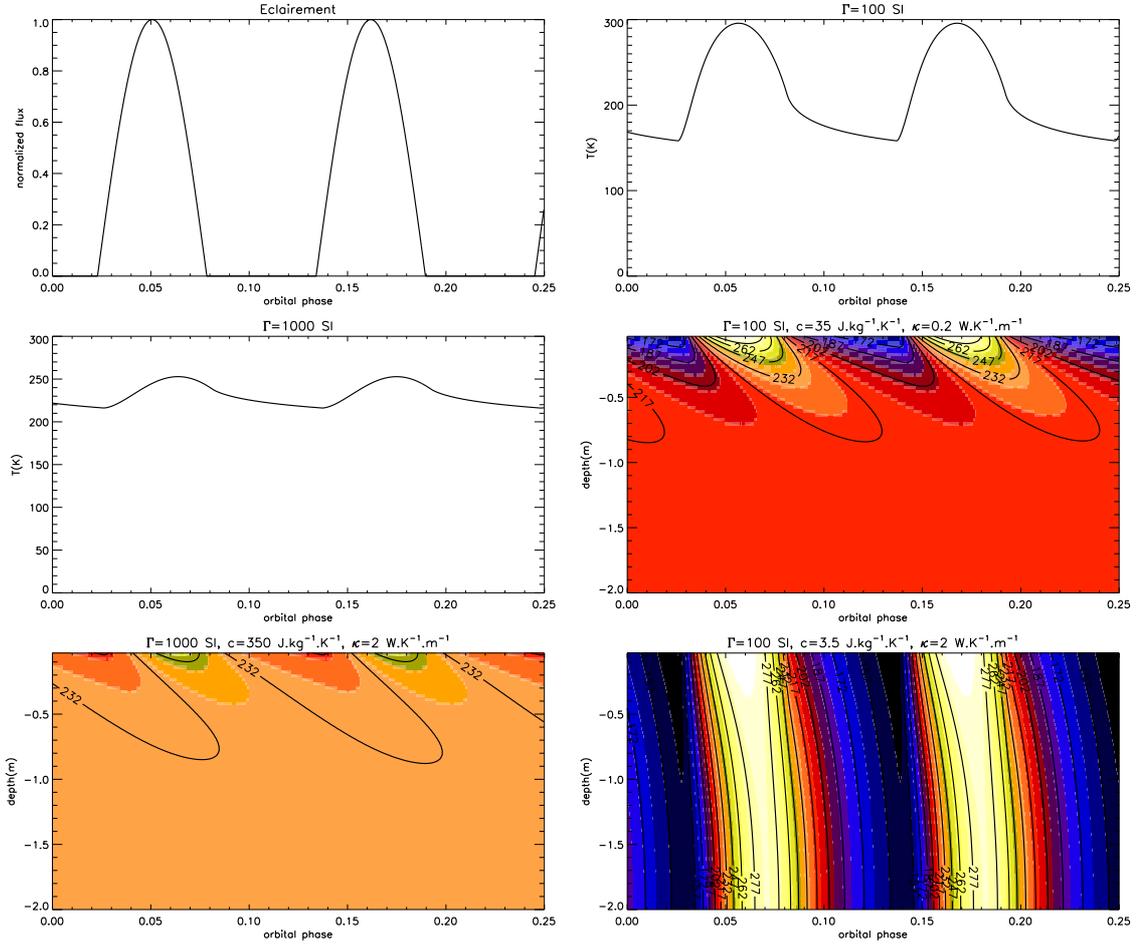
Effet sur la subsurface

La figure 4.2 montre l'influence des propriétés thermiques de la subsurface sur la distribution de chaleur. L'une a une inertie thermique 10 fois plus importante (en haut à droite) et l'autre possède la même inertie thermique mais les valeurs de conductivité thermique et de capacité calorifique sont différentes (au milieu et en bas à droite). Les valeurs de c , κ , Γ sont récapitulées dans le tableau (ρ et ω sont constants). Le rapport κ/c étant constant dans les cas 1 et 2, la profondeur caractéristique de diffusion est la même. En revanche, l'inertie thermique étant 10 fois plus importante dans le cas 1, les contrastes de températures de surface sont nettement atténués. Dans les cas 2 et 3, l'inertie thermique est la même, en revanche, le rapport κ/c est 100 fois plus grand dans le cas 3. Ceci entraîne donc une profondeur caractéristique de diffusion 10 fois plus grande. Les températures de surface des cas 2 et 3 sont strictement les mêmes. Une combinaison différente d'un couple (c , κ) donnant la même inertie thermique finale n'affecte pas les observables ; en revanche leur connaissance individuelle est indispensables dans le cas où l'on souhaite connaître le profil thermique de subsurface et où l'utilisation d'équations adimensionnées n'est pas suffisante.

Discrétisation

La profondeur de diffusion et le pas de temps utilisé dans la discrétisation du problème sont liés au temps caractéristique τ et à la profondeur caractéristique de diffusion L définis dans les équations 4.7 et 4.8. L'éclaircissement de la surface d'une planète en rotation sur une orbite keplerienne est périodique (ou quasi périodique dans le cas où le rapport entre période de rotation et de révolution n'est pas une fraction entière). La plus grande périodicité (jour stellaire ou période orbitale) du système détermine la profondeur maximale de diffusion au-delà de laquelle la température de subsurface ne varie plus. La plus petite périodicité du système détermine la résolution spatiale nécessaire pour résoudre le gradient de température. Il s'agit du jour stellaire si celui-ci est plus court que la période orbitale. Un système caractéristique à deux périodes, l'une courte et l'autre longue (par exemple une période orbitale valant 100 périodes de rotation) nécessite donc, pour un pas de profondeur constant, un très grand nombre de couches. Pour ce cas, il peut être intéressant d'utiliser un pas non constant avec la profondeur, avec des couches plus fines proches de la surface afin de résoudre les gradients.

Dans la plupart des cas modélisés au cours de cette thèse, le temps caractéristique de diffusion est le temps limitant. Le choix utilisé pour le pas de temps est un centième de la périodicité la plus petite et la subsurface, de profondeur $8L$, est subdivisée en 128 couches. Cette discrétisation



cas	vignette	Γ $\text{J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$	κ $\text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$	c $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	profondeur caractéristique	température de surface (vignette)
1	bas gauche	1000	2	350	L	milieu gauche
2	milieu droite	100	0.2	35	L	haut droite
3	bas droite	100	2	3.5	$10 L$	haut droite

FIGURE 4.2 – Influence de l’inertie thermique et des paramètres thermiques (κ et c) sur les températures de surface et de la subsurface. En haut à gauche, le flux d’illumination normalisé sur un quart d’orbite (2.5 rotations). À gauche milieu et bas, températures de surface et de subsurface pour une inertie thermique de 1000 SI. À droite, les températures de surface pour une inertie thermique de 1000 SI (en haut) et de subsurface pour la même inertie thermique pour deux jeux de κ et c (droite milieu et bas). Le détail des paramètres thermiques est donné dans le tableau. La profondeur caractéristique de référence est L .

s'est avérée suffisante pour tous les cas présentés dans cette thèse. Cela signifie que réduire le pas de temps, augmenter la profondeur modélisée ou réduire l'épaisseur des couches n'affecte pas les résultats du modèle.

Augmenter la profondeur de modélisation peut, par contre, augmenter le temps nécessaire pour stabiliser la température dans la couche la plus profonde à son état final. L'énergie interne contenue dans les couches modélisées dépend en effet de la profondeur totale du modèle et peut constituer un réservoir considérable nécessitant un temps très long à équilibrer. Comme l'état final dépend de la moyenne temporelle de la température de surface (qui diffère de la température d'équilibre calculée à partir de l'éclairement moyen), il n'est pas connu a priori. Il n'est donc pas possible de postuler une condition initiale qui équivaldrait exactement à la condition initiale dans les couches profondes.

4.2.3 Equations dimensionnées

Flux interne

Radioactivité et accréation Deux phénomènes peuvent être à l'origine de l'énergie interne des planètes, lorsque celles-ci ne subissent aucune force de marées. Le premier est la désintégration d'éléments radioactifs contenus dans le manteau et le second est la libération de l'énergie d'accréation initiale. La matière orbitant autour de l'étoile est freinée par dissipation et finit par tomber. Cette perte d'énergie potentielle entraîne un échauffement de la matière. De plus, au moment de sa chute, la matière perd également une partie de son énergie cinétique, qui se libère sous forme d'énergie thermique. Dans le manteau, cette chaleur est dissipée par conduction et par convection, tandis que dans la subsurface, elle est soumise à l'équation de Fourier. Le flux géothermique terrestre atteint $0.06 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, ce qui donnerait à la Terre, si elle était coupée de tout chauffage externe et ne possédait pas d'atmosphère, une température de surface d'environ 32 K. Il est dû en majorité à l'énergie libérée par la radioactivité du manteau, et également à la libération de l'énergie d'accréation initiale.

Pour estimer la valeur de ce flux sur des planètes de type terrestre de rayon R et de masse M , en supposant les mêmes mécanismes de formation planétaire et une abondance identique des espèces radiogéniques, les valeurs terrestres peuvent être mises à l'échelle : le flux d'énergie d'accréation est proportionnel à M^2/R^3 et le flux associé à la radiogénie (à un temps donné) à M/R^2 (Selsis et al., 2007). Pour la Terre, le flux de chaleur lié à la radiogénie est dominant.

Chauffage interne par forces de marées Une planète en orbite subit des forces de marées entraînant des déformations gravitationnelles, ayant tendance à la circulariser et à synchroniser sa rotation propre et sa révolution autour de l'étoile, principalement dans le cas d'un système isolé

(Hut, 1981). Ces déformations provoquent des frictions internes et un échauffement de la planète. Ce flux interne dépend notamment de l'excentricité et du demi-grand axe de l'orbite, des masses stellaire et planétaire et de la structure interne de la planète (qui détermine l'efficacité de la planète à dissiper l'énergie de marée). Si ce flux est comparable au flux d'insolation moyen reçu au cours de l'orbite, sa signature sera visible dans la courbe de lumière. Le modèle proposé par Leconte et al. (2010) montre qu'il existe des configurations orbitales où l'on peut observer une planète à excentricité et dissipation élevées à un âge avancé du système car l'excentricité initiale de la planète était plus élevée. Nous présentons les résultats et applications possibles de la prise en compte d'un flux interne planétaire dans les équations de diffusion de chaleur dans le chapitre 5.

4.2.4 Résolution numérique

Les différentes méthodes de résolution des équations aux dérivées Énergétiques

Dans la suite, l'indice i se réfère à la couche de la subsurface et l'indice j au temps. L'équation de diffusion 4.3 devient :

$$\rho c_i^j \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = \mathcal{F}_i^j \quad (4.17)$$

L'équation 4.18 nous donne le schéma de résolution de l'équation de diffusion par la méthode explicite. Elle évalue la dérivée à droite en t et centrée en z . Cette méthode est rapide, mais instable si le pas de temps n'est pas suffisamment petit par rapport au temps caractéristique le plus court du système.

$$\rho c_i^j \frac{\Delta T_i^j}{\Delta t} = \mathcal{F}_i^j \quad (4.18)$$

La méthode implicite évalue la dérivée à gauche en t et centrée en z . Cette méthode est lente (calcul matriciel), mais universellement stable (le facteur limitant de Δt concerne les erreurs de troncature).

$$\rho c_i^j \frac{\Delta T_i^j}{\Delta t} = \mathcal{F}_i^{j+1} \quad (4.19)$$

La méthode de résolution de Crank-Nicolson, ou bien semi implicite, fait alors la moyenne des deux évaluations à droite et à gauche en t . On peut ainsi utiliser des pas de temps plus longs que dans les méthodes totalement explicites (voir Carnahan et al., 1969, pour plus de détails). Cette méthode est inconditionnellement stable (cf. Fig. 4.3).

$$\rho c_i^j \frac{\Delta T_i^j}{\Delta t} = \frac{1}{2} (\mathcal{F}_i^j + \mathcal{F}_i^{j+1}) \quad (4.20)$$

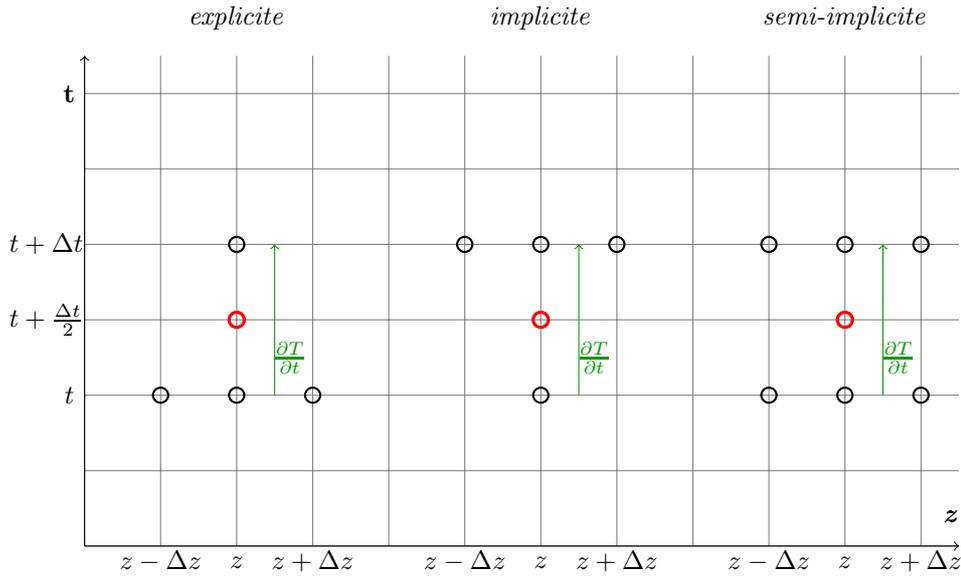


FIGURE 4.3 – Schémas de résolution des EDP.

Equations numériques

L'algorithme utilisé pour la résolution de l'équation de diffusion est celui de Crank-Nicolson. Dans le cas général où κ et c sont dépendants de la température, l'équation 4.20 s'écrit :

$$\frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = \frac{1}{\rho c_i^j 2(\Delta z)^2} \left[\left(\frac{\kappa_{i+1}^j + \kappa_i^j}{2} \cdot \frac{T_{i+1}^j - T_i^j}{\Delta z} - \frac{\kappa_i^j + \kappa_{i-1}^j}{2} \cdot \frac{T_i^j - T_{i-1}^j}{\Delta z} \right) + \left(\frac{\kappa_{i+1}^j + \kappa_i^j}{2} \cdot \frac{T_{i+1}^{j+1} - T_i^{j+1}}{\Delta z} - \frac{\kappa_i^j + \kappa_{i-1}^j}{2} \cdot \frac{T_i^{j+1} - T_{i-1}^{j+1}}{\Delta z} \right) \right] \quad (4.21)$$

Conditions aux limites

La température à la base de la couche est obtenue par :

$$T_{-1}^j = T_0^j - \frac{\Delta z \Phi i}{\kappa_0^j} \quad (4.22)$$

On note Φi le flux interne de la planète défini dans la partie 4.2.3.

$$T_{n+1}^j = T_n^j - \frac{\Delta z \Phi e^j}{\kappa_n^j} \quad (4.23)$$

$$T_{n+1}^{j+1} = T_n^{j+1} - \frac{\Delta z \Phi e^{j+1}}{\kappa_n^{j+1}} \quad (4.24)$$

On calcule ensuite Φe , qui est la somme du flux sortant (refroidissement radiatif) et du flux d'illumination à la surface.

$$\Phi e^j = -\sigma(T_n^j)^4 + (1 - A)F s^j \quad (4.25)$$

$$\Phi e^{j+1} = \Phi e^j - J(T_n^{j+1} - T_n^j) \quad (4.26)$$

On définit J par :

$$\left(\frac{\partial \Phi e}{\partial T} \right)_T = -4\sigma T^3 = J \quad (4.27)$$

Le système est ensuite résolu à l'aide d'une inversion de matrice tridiagonale, l'algorithme de Thomas (voir Conte et De Boor, 1972, pour plus de détails).

4.3 Propriétés thermiques des surfaces

La température de surface, et donc la courbe de lumière dépend d'un certain nombre de paramètres (période de rotation, albédo...) que l'on peut espérer contraindre via l'observation. Des propriétés thermiques de surface caractérisées par trop de paramètres rendraient leur détermination difficile voire impossible. Une inertie thermique constante est elle suffisante? Si ce n'est pas le cas, doit-on déterminer séparément la conductivité thermique, la capacité calorifique et la densité du matériau? Doit-on en plus paramétriser la dépendance en température de ces paramètres thermiques (un paramètre pour la capacité calorifique et deux pour la conductivité thermique)? Nous verrons dans cette partie l'influence d'une capacité calorifique et d'une conductivité thermique

dépendantes de la température sur les propriétés de surface et de subsurface.

4.3.1 Conductivité thermique dépendante de la température

Conductivité thermique latente

La conductivité thermique latente κ_L est une grandeur physique caractérisant le comportement des matériaux lors du transfert thermique par conduction ; les mesures de κ_L à haute température ont montré une forte dépendance en $1/T$ (Zoth et Haenel 1988; Sass et al. 1992; Clauser et Huenges 1995; Seipold 1998), caractéristique de transferts de chaleur dominés par la dispersion d'Umklapp (voir Kittel, 1972, pour plus de détails). Seipold (1998) a étudié les variations de la conductivité thermique entre 273 et 1000 K environ. Il en déduit la relation 4.28. Dans cette étude, la relation obtenue par Seipold a été extrapolée jusqu'à 0 K, où la décroissance en $1/T$ de la conductivité thermique est encore valable, sauf aux très basses températures (en dessous de 5 à 20 K selon les matériaux) où elle varie en T^3 (Kittel, 1972); ces températures n'étant jamais atteintes dans nos simulations, dans un souci de simplicité pour les graphes présentés ici, la relation 4.28 sera considérée à toutes températures².

$$\kappa_L(T) = \frac{1}{A + BT} \quad (4.28)$$

A et B dépendent du matériau.

Matériau	A	B($\times 10^4$)
amphibolites	0.357 ± 0.063	1.89 ± 0.85
basaltes	0.358 ± 0.036	1.43 ± 1.00
granites	0.203 ± 0.069	4.07 ± 1.00
granulites	0.271 ± 0.053	3.66 ± 0.66
gneiss	0.241 ± 0.079	3.48 ± 1.20
pyroxenites	0.311 ± 0.081	1.44 ± 1.16
serpentinites	0.427 ± 0.064	1.10 ± 0.40
olivines	0.110 ± 0.061	3.18 ± 0.80

TABLE 4.2 – Valeurs de A et B pour différentes roches (Seipold, 1998)

La figure 4.4 a. représente κ_L pour les roches du tableau 4.2.

². une récente étude de Opeil et al. (2010) sur des météorites a montré que la conductivité thermique pouvait être croissante avec la température entre 0 et 300 K.

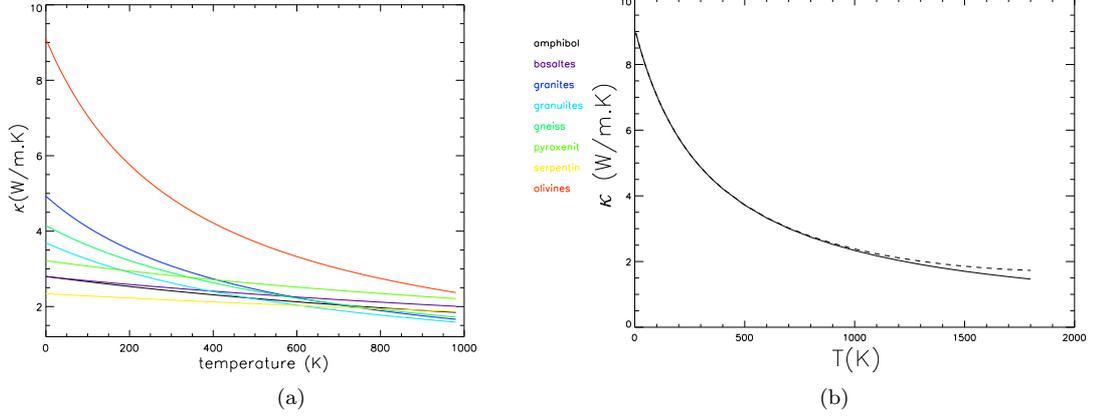


FIGURE 4.4 – Conductivités thermiques latentes pour divers matériaux (a) et effet de la conductivité radiative (b) sur un cas (olivines, tirets).

Conductivité thermique radiative

La conductivité thermique est la somme de la conductivité thermique latente (décroissante avec la température) et de la conductivité radiative (Schatz et Simmons, 1972). La conductivité radiative est fonction de T^3 , et du rayon des pores r_p (Huebner et al., 2006).

$$\kappa = \kappa_L + \kappa_R \quad (4.29)$$

$$\kappa_R = 4\sigma r_p T^3 \quad (4.30)$$

Le rayon des pores est généralement de l'ordre du micromètre au dixième de millimètre dans un régolithe, l'effet de la conductivité radiative ne se fait sentir qu'à très haute température (cf. Fig. 4.4 b., pour les olivines); de plus, la conductivité radiative a tendance à réduire les contrastes entre basses et hautes températures. C'est pourquoi nous négligerons ce terme par la suite et prendrons $\kappa = \kappa_L$.

Effet de la conductivité thermique dépendante de la température sur le flux interne

La dépendance en température de la conductivité thermique a une influence sur le profil de température dans la subsurface, en l'absence d'insolation et lorsque seul le flux interne contribue à la source de chaleur. Nous allons donc calculer les profils de température sans ensoleillement lorsque la conductivité thermique est dépendante ou non de la température.

D'après l'équation 4.5, on a :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\phi_i}{\kappa(T)} \quad (4.31)$$

En l'absence d'insolation, et si κ est constant, on a la température selon la profondeur qui varie comme :

$$T(z) = \left(\frac{\phi_i}{\sigma}\right)^{1/4} + \left(\frac{\phi_i}{\kappa}\right) z \quad (4.32)$$

En négligeant la conductivité radiative à grande profondeur (pores inexistant), et en supposant $\kappa = \kappa_L$, avec κ_L selon l'équation 4.28, on a :

$$T(z) = -\frac{A}{B} + \left(\left(\frac{\phi_i}{\sigma}\right)^{1/4} + \frac{A}{B}\right) e^{Bz} \quad (4.33)$$

La figure 4.5 montre, en l'absence d'insolation, l'influence de la conductivité thermique sur le profil thermique avec flux interne seul. Des valeurs de flux interne élevées entraînent une fusion de la roche à profondeur moins élevée dans le cas d'une conductivité thermique dépendante de la température et inversement. La prise en compte d'une conductivité thermique dépendante de la température peut donc avoir une influence sur l'épaisseur de la croûte en surface et doit être intégrée aux profils de structure interne. Cependant, les profondeurs atteintes dépassent celles utilisées dans nos simulations, qui n'excèdent pas quelques mètres.

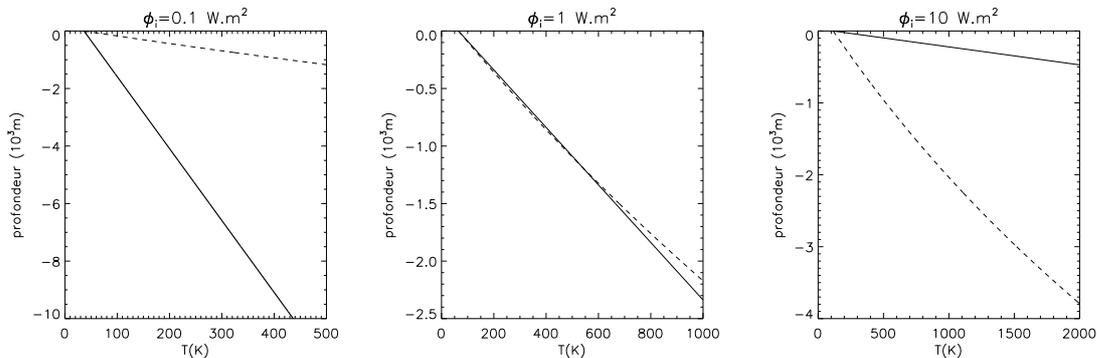


FIGURE 4.5 – Influence de la conductivité thermique dépendante de la température du basalte (tirets) sur le profil thermique pour trois valeurs de flux interne (0.1 , 1 et $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). En traits pleins la conductivité thermique est constante et égale à $2.5 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$.

4.3.2 Capacité calorifique : modèle de Debye

Un des modèles utilisés pour représenter l'évolution de la capacité calorifique en fonction de la température est celui proposé par Debye en 1912. Il dépend également d'un paramètre appelé la température de Debye T_D .

$$c_V(T) = \frac{9Nk_B}{n} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{T_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \quad (4.34)$$

$$(4.35)$$

La température de Debye varie entre 100 et 2200 K selon les matériaux (Haynes, 2010). Pour plus de détails sur la démonstration de cette équation, se reporter à l'annexe A.

L'évolution de c_V dans l'équation 4.35 pour différentes températures de Debye, allant de 100 à 2000 K³, montre que plus T_D est important, plus la pente de c_V est raide aux basses températures (Fig. 4.6). De plus, pour des solides $c_V \approx c_p$.

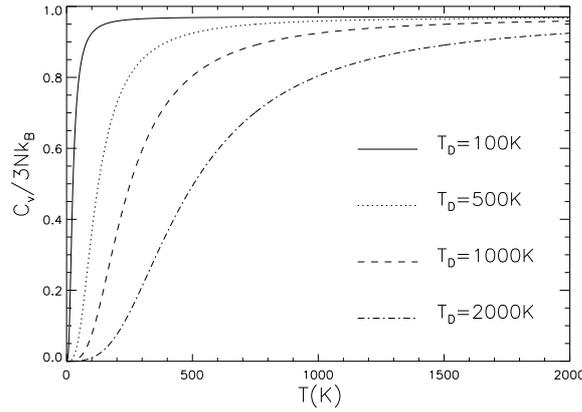


FIGURE 4.6 – Capacité calorifique en fonction de la température de Debye.

Dans la partie suivante, nous avons testé l'effet d'une capacité calorifique dépendante de la température. Une grande gamme d'objets a été étudiée. Les effets les plus importants ont été observés sur des objets froids, avec de grands contrastes thermiques jour/nuit. Nous avons donc illustré l'effet des paramètres thermiques sur une planète à faible rotation. Les températures de surface s'échelonnent entre 80 K et 300 K. La capacité calorifique est calculée pour une température de Debye de 1700 K et la conductivité thermique pour $A=0.1$ et $B=5 \cdot 10^{-4}$. Nous montrons l'influence de ces paramètres sur la courbe de lumière, la température de surface et la distribution d'énergie dans la subsurface.

3. Nous avons étendu la gamme de température afin de mieux cerner les évolutions de c_V en fonction de T_D .

4.3.3 Résultats sur les courbes de lumière

Les effets les plus importants liés à l'utilisation des paramètres thermiques dépendants de la température ont été identifiés sur des objets froids à forts contrastes thermiques jour/nuit. La planète illustrative est à 0.1 UA d'une étoile $0.2 M_{\odot}$ et n'effectue que deux rotations par orbite (afin de conserver un contraste jour-nuit important).

Plusieurs cas sont présentés ici.

- Le cas circulaire à une seule période : la planète ne possède ni excentricité, ni obliquité,
- le cas circulaire à deux périodes : la planète possède une forte obliquité (40°),
- le cas excentrique sans obliquité : $e=0.2$.

Dans tous les cas, la profondeur de la subsurface est considérée égale à 13 mètres, subdivisée en 64 couches de hauteur constante.

Conductivité thermique constante

Dans cette partie, la conductivité thermique du matériau de surface est fixée à $3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}$, et seule la capacité thermique est dépendante de la température. Dans la figure 4.7 on compare la courbe de lumière d'une même planète possédant soit une capacité calorifique du matériau de surface constante et égale à celle de la température d'équilibre de la planète (ici $218 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) soit une capacité calorifique variable. L'utilisation d'une capacité calorifique variable a très peu d'influence sur la courbe de lumière, donc sur les observables. Si l'on regarde les écarts de températures constatés au périastre entre c_p constante et c_p variable (Fig. 4.8), ceux-ci ne sont importants (jusqu'à 20 K) qu'aux faibles températures, quels que soient les cas, et ces faibles températures ne contribuent que très faiblement à la courbe de lumière.

Capacité calorifique et conductivité thermique dépendante de la température

Des résultats similaires sont obtenus lorsque seule la conductivité thermique est dépendante de la température. Nous présentons donc ici un cas où les deux paramètres thermiques sont dépendants de la température.

Dans le cas où κ et c_p sont dépendants de la température, seul le cas circulaire à une seule période est présenté. Les effets des paramètres thermiques sont comparés avec ceux de la température d'équilibre ($\kappa = 4.31 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}$ et $c_p = 218 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Encore une fois, la différence sur la courbe de lumière (Fig. 4.9) est minime, ainsi que sur la carte de températures de surface (Fig. 4.10). Il est donc pertinent de considérer ces paramètres constants et égaux à leur valeur à la température d'équilibre du corps considéré.

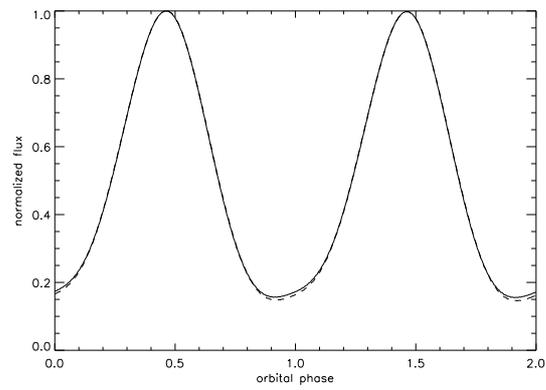
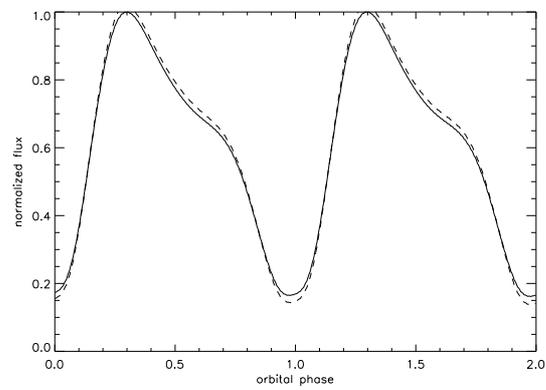
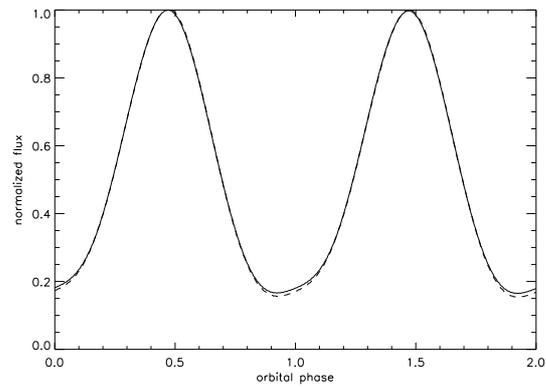
(a) $e=0, \epsilon=0^\circ$ (b) $e=0.2$ (c) $\epsilon=40^\circ$

FIGURE 4.7 – Courbe de lumière pour une planète sur une orbite de demi-grand axe de 0.1 UA autour d'une étoile de $0.2 M_\odot$. La capacité calorifique est constante (traits pleins) et prise pour la température d'équilibre ($218 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) ou dépendante de la température (tirets). a : orbite circulaire sans obliquité, b : orbite excentrique sans obliquité, c : orbite circulaire et forte obliquité.

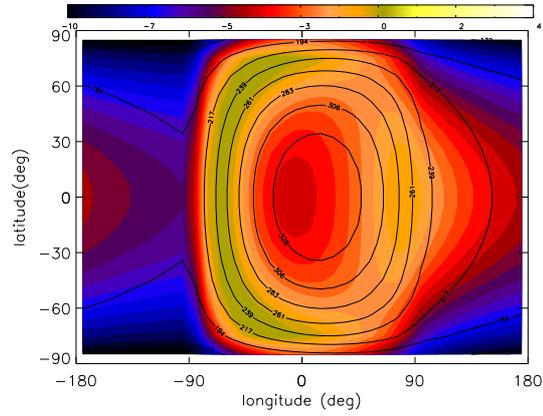
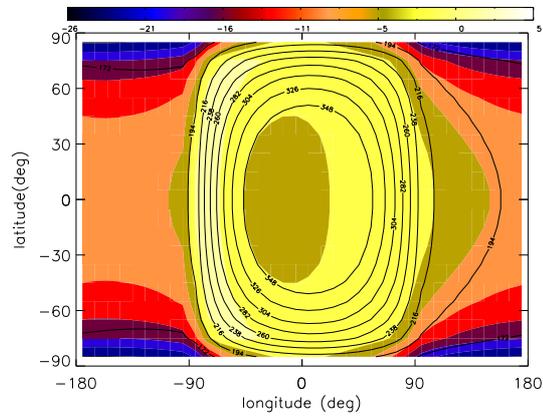
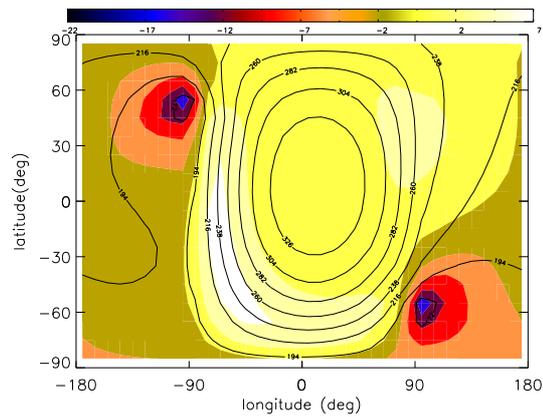
(a) $e=0, \epsilon=0^\circ$ (b) $e=0.2$ (c) $\epsilon=40^\circ$

FIGURE 4.8 – Cartes de températures de surface pour une planète sur une orbite de demi-grand axe de 0.1 UA autour d'une étoile de $0.2 M_\odot$, au périastre. Le point substellaire est de coordonnées (0,0). Les couleurs représentent l'écart de températures constaté entre une capacité calorifique constante et variable. Les contours noirs représentent les températures à c_p constante. a : orbite circulaire sans obliquité, b : orbite excentrique sans obliquité, c : orbite circulaire et forte obliquité.

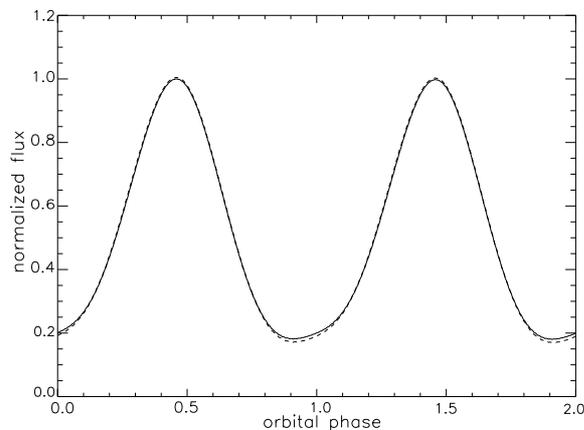
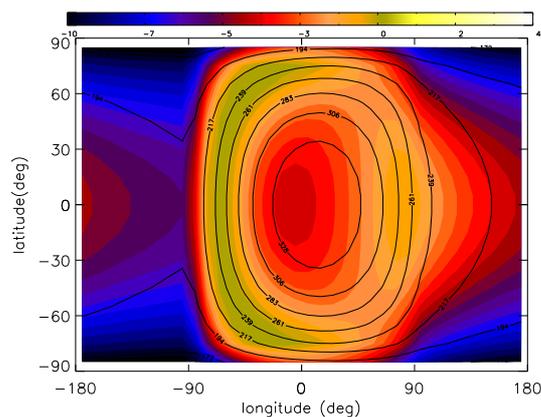


FIGURE 4.9 – Idem que la figure 4.7 mais pour une capacité calorifique et une conductivité thermique dépendantes de la température (tirets).



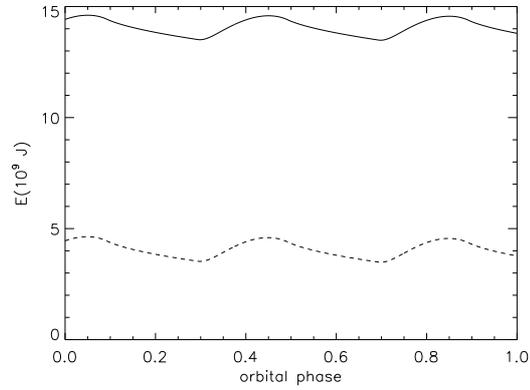


FIGURE 4.11 – Énergie interne intégrée sur une profondeur de 13 mètres de la subsurface du point substellaire en fonction de la phase orbitale (traits pleins= c_p et κ constants, tirets= c_p et κ dépendants de T).

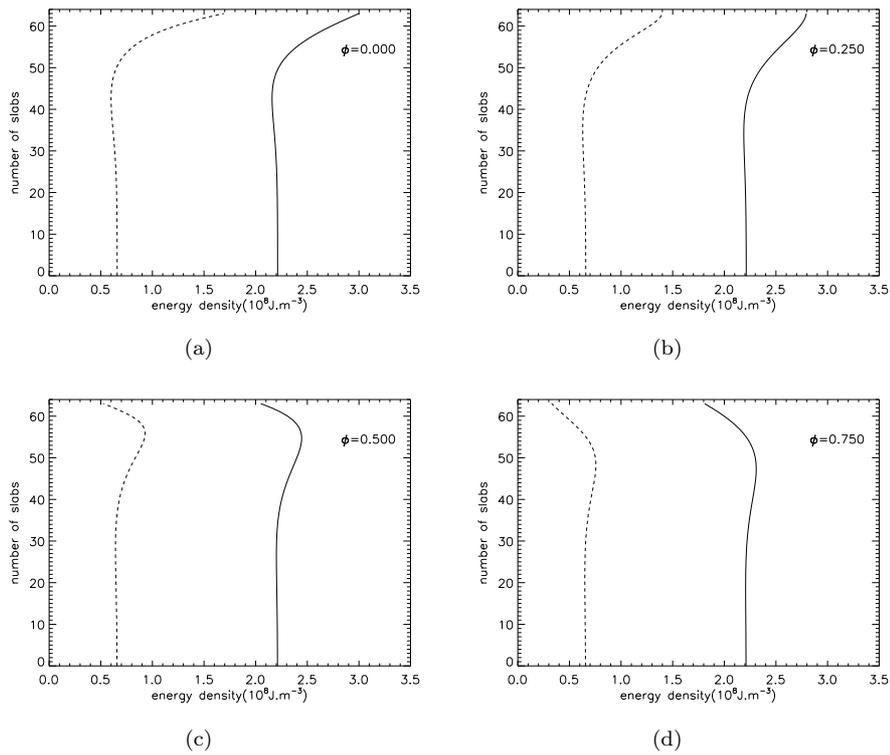


FIGURE 4.12 – Distribution d'énergie dans la subsurface pour différentes phases orbitales (traits pleins= c_p et κ constants, tirets= c_p et κ dépendants de T). La hauteur de la subsurface est de 13 mètres (64 sous-couches de 20 cm de profondeur).

Conclusions

Les paramètres thermiques dépendants de la température n'ont pas ou peu d'impact direct ni sur les observables, c'est-à-dire la température de surface (et par conséquent la courbe de lumière), ni sur les températures de subsurface. En revanche ils affectent la distribution d'énergie dans la subsurface. Il est donc possible de travailler avec les équations de diffusion de la chaleur adimensionnées (Eq. 4.6).

Il s'agit d'un résultat très important puisque les observables ne dépendent donc que de l'inertie thermique définie à la température d'équilibre de la planète. Pouvoir caractériser les propriétés thermiques par un seul paramètre va nous permettre éventuellement de contraindre d'autres paramètres de la planète (rotation) ou de la surface (albédo).

4.4 Validation du modèle : la Lune et Mercure

4.4.1 La Lune

La Lune, ne possédant pas d'atmosphère, est un objet du système solaire pour lequel notre modèle est particulièrement adapté. Sa surface est recouverte de régolithe et son inertie thermique est très faible soit $43 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ (Wesselink, 1948). Cette faible inertie thermique affecte tout de même les températures du côté nuit de la planète (la Lune effectue 12 rotations sur elle-même par période orbitale) comme le montre la figure 4.13. Si la Lune était synchrone ou sans inertie thermique, la température de son côté nuit serait de 21 K, car la planète possède un flux interne de $12 \text{ mW}\cdot\text{m}^{-2}$ (Warren et Rasmussen, 1987). En revanche, en présence de l'inertie thermique, la température du côté nuit est relevée jusqu'à 100 K.

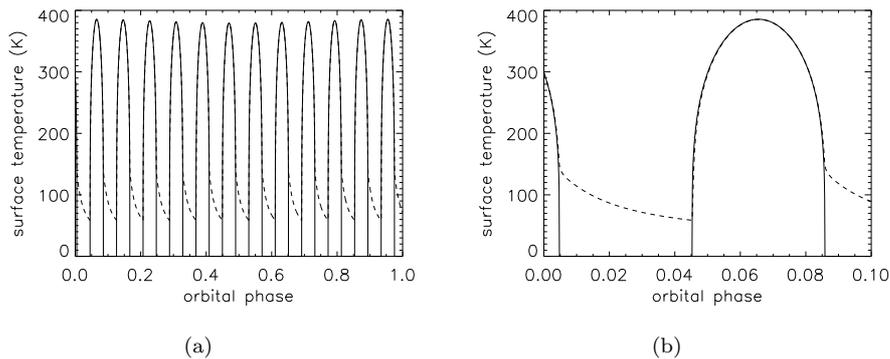


FIGURE 4.13 – Température d'un point de l'équateur de la Lune au cours d'une phase orbitale de la Terre. La courbe en traits pleins représente la température obtenue si l'inertie thermique est nulle.

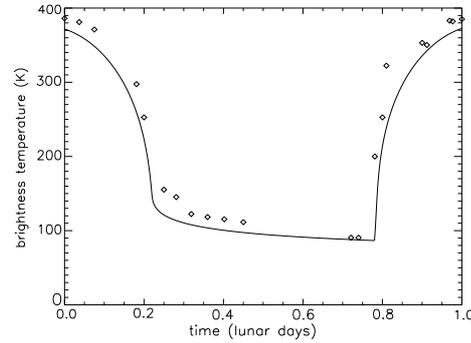


FIGURE 4.14 – Température de brillance de la Lune en fonction du temps, obtenues avec le modèle thermophysique pour une inertie thermique de $43 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ et un albédo de Bond de 0.12 (traits pleins) et des données d'observations (losanges). Les observations sont de Shorthill (1972) et incluent plusieurs observations des régions équatoriales de la Lune.

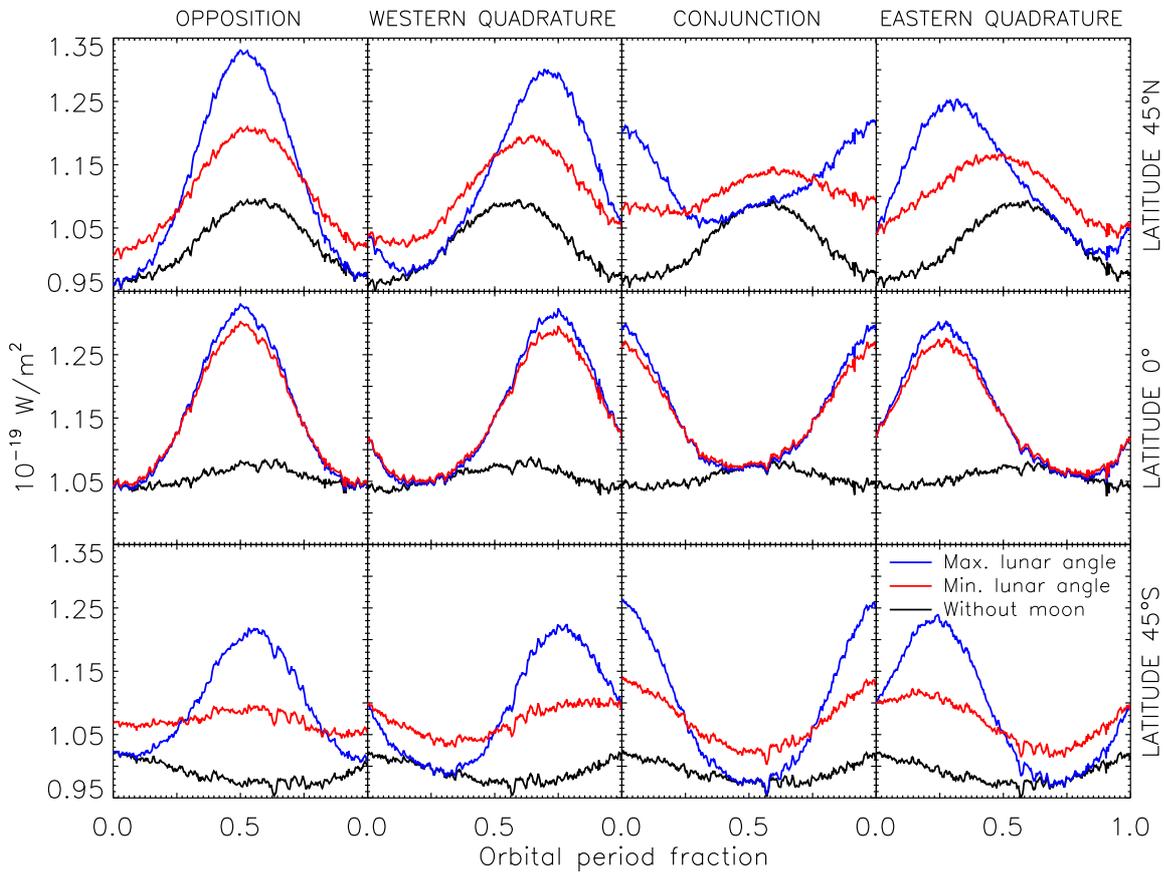


FIGURE 4.15 – Courbes de lumière infrarouge du système Terre-Lune, pour un observateur placé à 10 parsecs, aux latitudes 45° (ligne du haut), 0° (milieu) et -45° (bas) et opposition, quadrature ouest, conjonction et quadrature est (colonnes de gauche à droite respectivement). Les couleurs correspondent à la Terre seulement (noir) et au système combiné Terre-Lune pour l'inclinaison maximale (bleue) ou minimale (rouge) de la Lune (Gómez-Leal et al., 2012).

La figure 4.14 montre la comparaison de la température de brillance obtenue avec notre modèle et des observations effectuées sur les régions équatoriales de la Lune pour un jour lunaire. L'inertie thermique utilisée est de $43 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ et l'albédo de 0.12. Les résultats sont compatibles avec les données réelles.

Si l'émission thermique de la Lune ne représente qu'un cinquième environ celle de la Terre (voir Gómez-Leal et al., 2012, Fig. 4.15), la variabilité liée à sa phase est plus importante car contrairement à la Terre, celle-ci ne possède pas d'atmosphère ni d'océan permettant de redistribuer sa chaleur sur toute sa surface. L'amplitude de la courbe de phase du système Terre-Lune non résolu est donc dominée par la composante lunaire. La variation de la courbe de lumière de la Terre seule est liée aux effets saisonniers dus à l'obliquité de la planète. La Terre ne présente une variation de phase de son émission thermique qu'à des longueurs d'onde permettant de sonder les couches les plus proches de la surface ($<1 \text{ km}$) où existe un cycle diurne.

4.4.2 Mercure

Mercure, seule planète tellurique du système solaire sans atmosphère, est en résonance spin orbite 3:2, ce qui signifie qu'elle effectue deux révolutions autour du soleil pour trois rotations sur elle-même. Son inertie thermique est comprise entre 63 et $130 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ (Chase et al., 1976) et elle possède un flux de chaleur interne estimé à $0.02 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Son excentricité est importante ($e = 0.2$) et son obliquité négligeable (2°), érodée par les effets de marées (les pôles de Mercure reçoivent donc en permanence une insolation nulle et on y trouve au fond des cratères les températures les plus froides du système solaire). Son jour solaire est égal à deux périodes de révolution. La température dans la région subsolaire atteint 700 K au périhélie (Fig. 4.16).

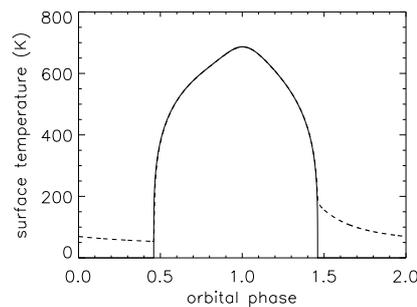


FIGURE 4.16 – Température d'un point de l'équateur de Mercure. La courbe en traits pleins représente la température obtenue si l'inertie thermique est nulle.

La figure 4.17 montre l'éclairement reçu par la planète à quatre longitudes et quatre latitudes

différentes (l'obliquité de la planète est ici négligée). On retrouve la durée du jour solaire sur Mercure (175.938 jours, ou deux périodes orbitales) liée à la période de l'éclairement. En trait plein noir, est représenté l'ensoleillement reçu à l'équateur, en bleu, la latitude est de 60° , en vert de 30° et en rouge elle est de 0° (l'ensoleillement est nul aux pôles). Aux longitudes -180° et -135° (ligne du haut), le soleil, à cause de la faible vitesse de rotation de la planète, n'a pas un mouvement uniforme dans le ciel. Après avoir atteint son point culminant dans le ciel, il entame un mouvement descendant, interrompu un peu plus tard par une nouvelle phase d'ascension. Aux longitudes -90° et -45° , le soleil n'a qu'un seul mouvement ascendant, mais de par l'excentricité de l'orbite, la planète est accélérée au périastre, ce qui provoque une asymétrie dans la courbe d'ensoleillement.

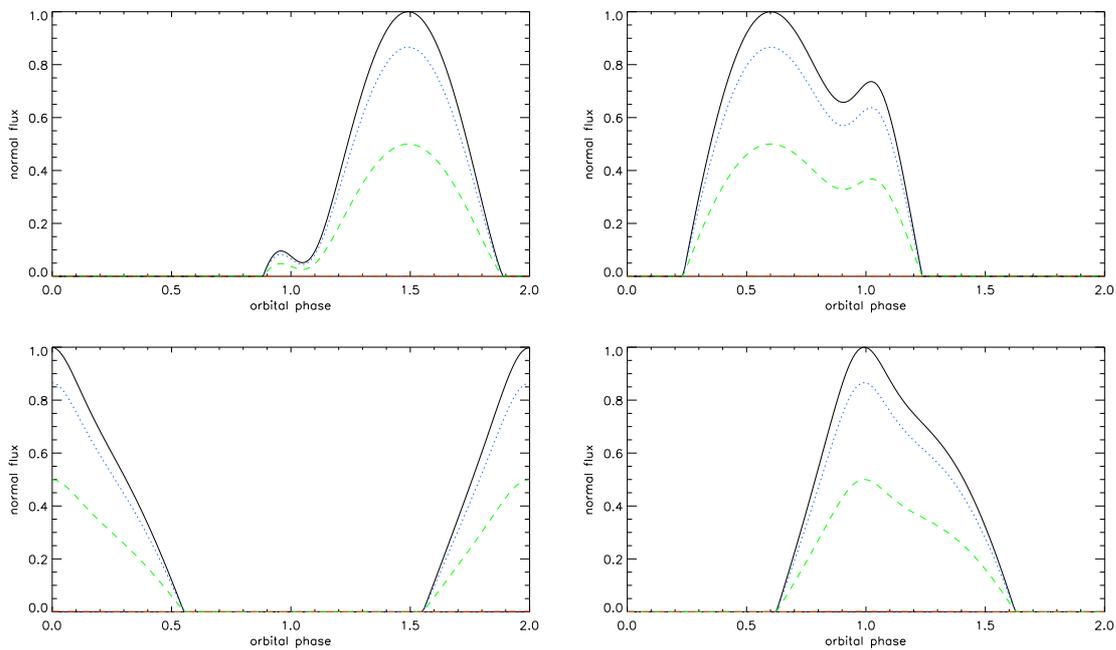


FIGURE 4.17 – Ensoleillement reçu à différentes latitudes et longitudes sur Mercure (l'obliquité est négligée). En trait plein noir $\theta = 0^\circ$, en bleu pointillés $\theta = 30^\circ$, en vert tirets $\theta = 60^\circ$ et rouge points-tirets $\theta = 90^\circ$. Le flux est représenté en pourcentage du flux maximal reçu. La longitude $\phi = -180^\circ$ (haut gauche), -135° (haut droite), -90° (bas gauche), -45° (bas droite).

La signature de l'excentricité est visible dans la courbe de lumière infrarouge pour un observateur distant (observation en transit). Le côté nuit de la planète ayant une température minimale de 50 K, son flux émis est trop faible pour contribuer à la courbe de lumière (Fig. 4.18).

La figure 4.19 montre la comparaison entre la température de brillance obtenue avec des observations de Mariner 10 et le modèle thermophysique pour une inertie thermique de $60 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$,

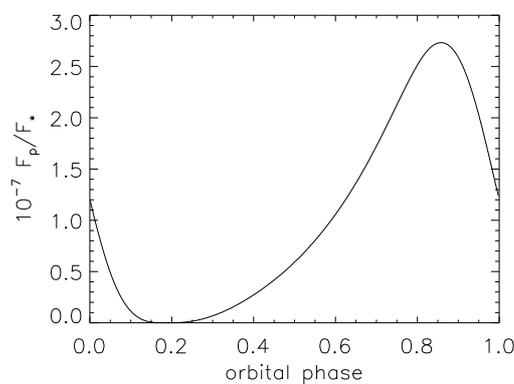


FIGURE 4.18 – Courbe de lumière à $8 \mu\text{m}$. de Mercure pour un observateur distant.

un flux interne de $0.02 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$, et un albédo de Bond de 0.119. Les résultats sont compatibles avec les observations.

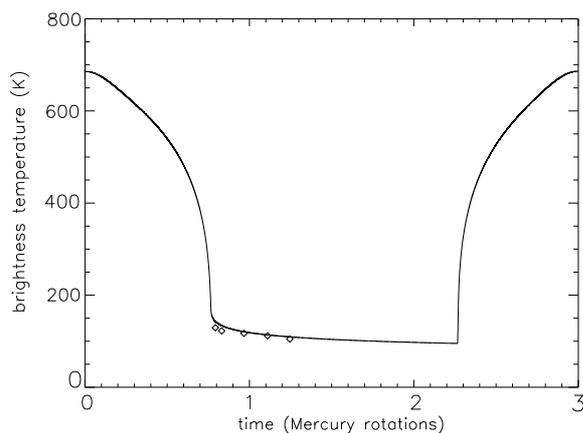


FIGURE 4.19 – Température de brillance de Mercure en fonction du temps, obtenue avec le modèle thermophysique pour une inertie thermique de $63 \text{ J}\cdot\text{s}^{-1/2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$ et un albédo de Bond de 0.119 (traits pleins) et des données d'observations (losanges). Les observations sont de Mariner 10 (d'après Hale et Hapke, 2002) .

4.4.3 Conclusion

L'application de notre modèle aux cas de la Lune et de Mercure ont montré que celui-ci permettait de reproduire les observations. Il est donc pertinent de l'appliquer aux exoplanètes, en

utilisant des paramètres thermiques non dépendants de la température. La partie suivante présente l'influence des différents paramètres orbitaux sur la courbe de lumière.

4.5 Applications du modèle

4.5.1 Effets sur la photométrie orbitale

L'obliquité, l'excentricité et la période de rotation d'une planète ont une influence notable sur la photométrie orbitale d'une planète. Pour illustrer les cas de cette partie, nous avons choisi de représenter la courbe de phase d'une planète de la taille de la Terre située sur une orbite de demi grand-axe $a = 0.1$ UA autour d'une étoile de type solaire. Dans les parties 4.5.1-Obliquité et 4.5.1-Rotation son inertie thermique de surface est grande et vaut $3000 \text{ J s}^{-1/2} \text{ K}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (inertie thermique élevée qui peut être réaliste pour des corps très chauds pour lesquels le régolithe ne serait pas stable). Elle est nulle dans la partie 4.5.1-Excentricité. Les valeurs choisies ici pour l'excentricité, l'obliquité et la période de rotation ne sont pas toujours cohérentes avec la configuration du système qui peut subir de forts effets de marées rendant ces valeurs instables, mais elles sont utilisées ici pour illustration.

Obliquité

Les figures 4.20 a et b montrent la courbe de phase de la planète pour différentes obliquétés comprises entre 0° et 80° , lorsqu'elle est synchrone. Les configurations de l'observateur sont définies Fig. 4.21. L'augmentation de l'obliquité provoque une diminution de l'amplitude de la courbe de phase, ainsi qu'un léger déphasage. Comme nous l'avons déjà montré dans la figure 2.4, lorsque l'obliquité augmente, davantage de facettes de la planète sont éclairées. Le flux intercepté par la planète au cours de l'orbite étant identique, l'ensoleillement moyen des facettes les plus éclairées diminue. L'amplitude des températures à la surface de la planète est donc moins grande, ce qui provoque la diminution de l'amplitude des variations de la courbe de phase. Lorsque la planète est en rotation rapide (Fig. 4.20 c et d), l'effet inverse se produit : l'amplitude de la courbe de lumière augmente avec l'obliquité. En effet, pour une planète oblique, les hautes latitudes ne sont éclairées qu'une moitié d'année, et les températures du côté nuit atteignent les températures du côté non éclairé pour une planète synchrone. Si la planète n'a pas d'obliquité et une forte inertie thermique, l'écart entre les températures du côté nuit et celles du côté jour est réduit. La courbe de lumière d'une planète en rotation rapide se rapproche donc du cas synchrone.

La figure 4.22 montre l'influence de la position de l'observateur sur la courbe de lumière d'une planète oblique. Ici, l'obliquité est de 45° et la longitude du périastre est de 90° . La figure 4.23 montre aux phases orbitales $\varphi=0$ et 0.5 les configurations vues par des observateurs situés à la

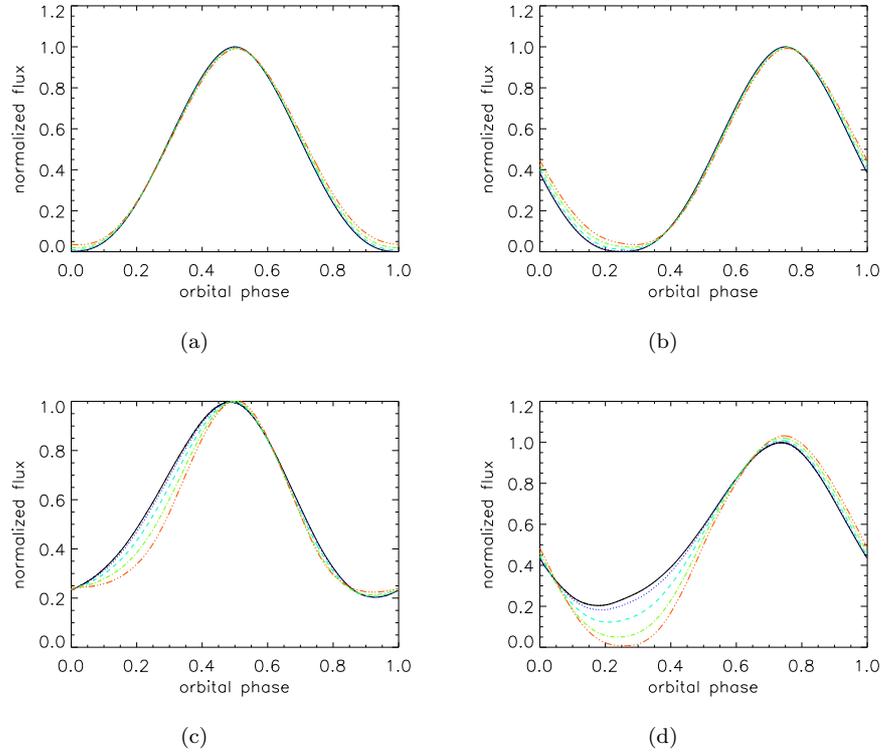


FIGURE 4.20 – Influence de l’obliquité sur la courbe de phase d’une planète transistante de type Terre à 0.1 UA d’une étoile de type solaire. La longitude du périastre est de 0° . La longitude de l’observateur est de 0° (première colonne) et de 90° (deuxième colonne). La planète est synchrone (ligne du haut) ou en rotation rapide (20 périodes par orbite, ligne du bas). Noir trait plein : $\epsilon=0^\circ$, bleu pointillés : $\epsilon=20^\circ$, turquoise tirets : $\epsilon=40^\circ$, vert tirets-points : $\epsilon=60^\circ$, rouge triple-points-tirets : $\epsilon=80^\circ$.

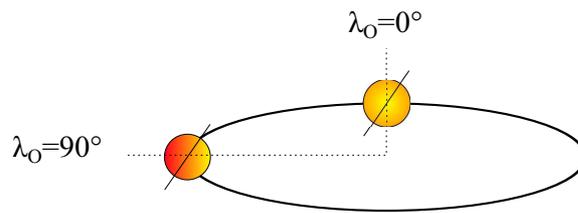


FIGURE 4.21 – Configuration de l’orbite vues par les deux observateurs situés aux deux longitudes $\lambda_O=0^\circ$ et 90° définies dans la figure 4.20.

longitude $\lambda_O=90^\circ$ et 180° et à la latitude $\theta_O=45^\circ$ et -45° . Lorsque $\lambda_O = 0^\circ$ et $\theta_O=45^\circ$, l'observateur voit le côté nuit de l'hémisphère nord (où c'est l'hiver) au minimum de la courbe de phase, donc à $\varphi=0$, et le côté jour en été au maximum de la courbe de phase ($\varphi=0.5$). Pour $\lambda_O = 270^\circ$, ce même observateur voit au maximum de la courbe de phase ($\varphi=0$) le côté jour en hiver et à son minimum ($\varphi=0.5$) le côté nuit en été. L'amplitude de la courbe de phase sera donc moins importante pour ce deuxième cas. À noter que les courbes de phase pour $\theta_O=45^\circ$ et $\theta_O=-45^\circ$ sont inversées et déphasées de $\varphi=0.5$ entre les longitudes de l'observateur 90° et 270° (de même pour celles pour $\lambda_O=0^\circ$ et 180°). Le déphasage entre les différentes courbes est lié à l'addition du signal modulé par le contraste jour/nuit, qui possède l'amplitude la plus importante et domine le signal, et celui modulé par les saisons qui dépend de l'hémisphère vu par l'observateur. La présence de l'inertie thermique provoque également un déphasage positif de la courbe de phase dû au fait que le maximum de température intervient plus tard. La courbe de lumière pour un observateur situé dans le plan de l'orbite (situation de transit et $\theta_O = 0^\circ$, courbe noire) subira un déphasage moyen entre le déphasage de la courbe de lumière vue par un observateur à $\theta_O = 45^\circ$ et $\theta_O = -45^\circ$ (courbes vertes et bleues).

Rotation

La figure 4.24 montre l'influence de l'augmentation de la vitesse de rotation sur une courbe de lumière. Celle-ci induit un déphasage et une réduction de l'amplitude de la courbe de lumière, les températures étant moyennées en longitude.

Excentricité

Considérons une planète ne possédant pas d'inertie thermique de surface et étant synchrone. L'excentricité seule provoque une dissymétrie dans la courbe de phase provoquée par le passage au périastre et l'accélération de la planète à cet instant. La variation de la distance orbitale induit un éclaircissement variable. Dans la figure 4.26 a, étoile, périastre et observateur sont alignés (Fig. 4.25, position 1). L'observateur voit le côté jour de la planète lorsque celle-ci est à l'apoastre, donc au plus loin de son étoile. Or, cette distance augmente avec l'excentricité, ce qui provoque une diminution de l'amplitude de la courbe de phase.

Dans la figure 4.26 b, l'observateur se trouve en position 2 de la figure 4.25. Il voit une partie du côté jour de la planète au périastre (flux maximal reçu par la planète) et une partie du côté nuit à l'apoastre (flux minimal reçu et températures les plus basses du côté nuit). Les différences de températures entre le côté jour du périastre et celles du côté nuit de l'apoastre sont accentuées avec l'excentricité. De plus, le passage au périastre est d'autant plus court que l'excentricité est forte, ce qui raccourcit la durée du pic.

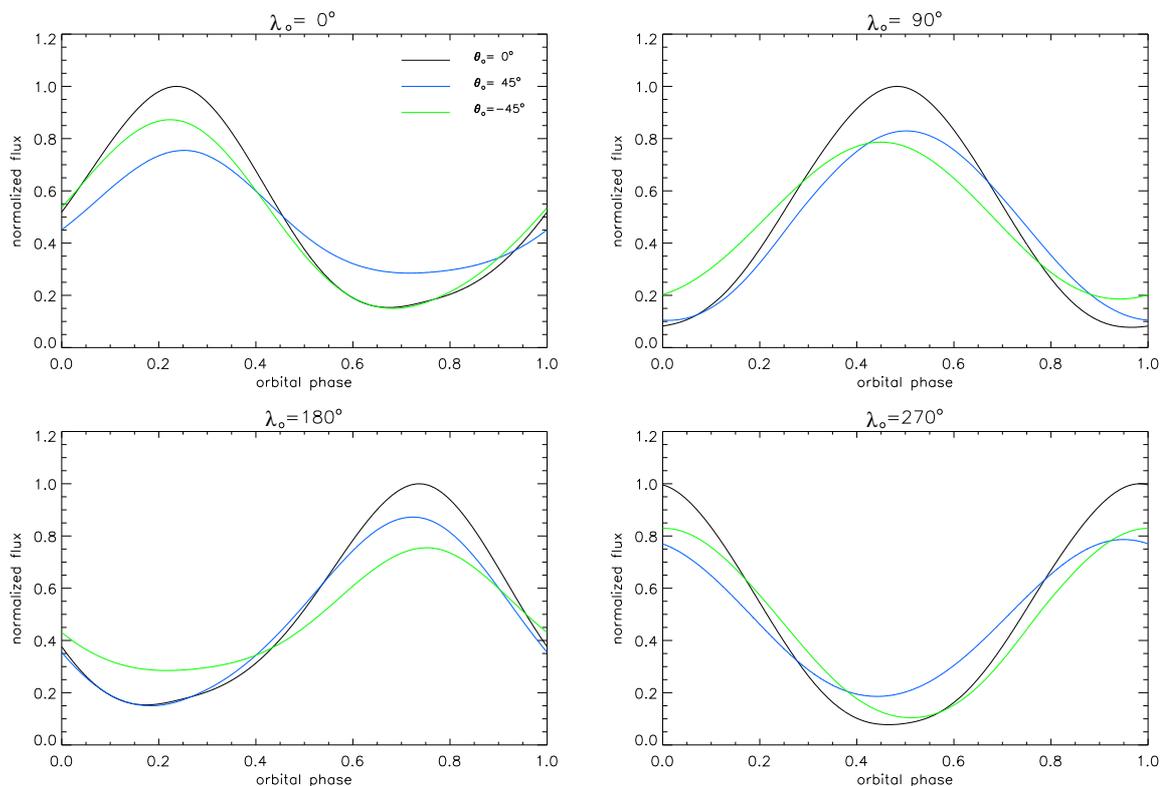


FIGURE 4.22 – Influence de la position de l’observateur sur la courbe de phase d’une planète ayant une obliquité de 45° de type Terre à 0.1 UA d’une étoile de type solaire à rotation rapide. La longitude du périastre est 0° . L’observateur est à la longitude 0° (haut gauche), 90° (haut droite), 180° (bas gauche) ou 270° (bas droite) et voit l’orbite inclinée de 45° (pointillés bleus), -45° (tirets verts) ou en transit (trait plein).

Influence de la position de l’observateur

La figure 4.27 montre l’influence de la position de l’observateur en longitude sur l’observabilité d’une courbe de lumière quelconque. L’excentricité est dans ce cas égale à 0.2, l’obliquité est de 40° et la longitude du périastre est de 90° . La planète effectue 50 rotations par orbite. Il est dans ce cas (trois modulations de déphasage quelconque, dont deux annuelles) très difficile de prévoir et de comprendre ce qu’un observateur distant voit, mais cette figure montre toute la complexité, la diversité et la nécessité de l’étude des courbes de lumière.

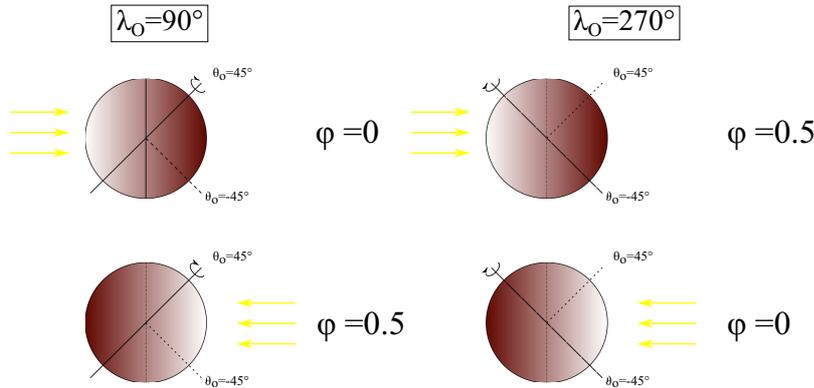


FIGURE 4.23 – Configurations vues par deux observateurs situés aux latitudes $\theta_O=45^\circ$ et -45° pour deux longitudes λ_O différentes (90° et 270°) et deux phases orbitales φ (0 et 0.5).

4.5.2 Atmosphère ou inertie thermique ?

L'inertie thermique d'une planète non synchrone a pour effet de moyenner les températures longitudinalement par stockage de chaleur dans la subsurface (Fig. 4.28). La présence d'une atmosphère sur une planète (éventuellement synchrone) résulte en un transport de chaleur via la circulation atmosphérique; les températures de surface sont moyennées non seulement longitudinalement mais aussi latitudinalement grâce aux cellules de Hadley. De plus, l'atmosphère crée un effet de serre au point substellaire ce qui peut augmenter sa température. Les vents créés par la rotation propre de l'atmosphère et par le gradient de températures jour/nuit permettent de redistribuer la chaleur sur l'hémisphère non éclairé, phénomène plus efficace pour les atmosphères denses (voir Selsis et al., 2011, pour plus de détails).

La figure 4.29 montre la carte de températures de brillance pour une planète synchrone avec trois atmosphères de CO_2 de différentes densités. La température de brillance peut être reliée à la température physique des niveaux d'altitude sondés dans la bande spectrale considérée. Dans les fenêtres atmosphériques, la température de brillance est proche de la température de surface. C'est dans ces fenêtres que les différences jour/nuit les plus importantes peuvent être observées. Si l'effet de serre est important, l'émission dans une bande correspondant à une fenêtre atmosphérique peut donner des flux et des amplitudes photométriques plus importantes que dans le cas sans atmosphère. Dans les bandes où l'atmosphère est opaque, les niveaux sondés sont plus hauts et soumis à une dynamique rapide qui a tendance à homogénéiser très efficacement les températures. Dans ce cas les variations photométriques sont faibles. Pour que le transport de chaleur par l'atmosphère soit important il faut que celui se produise sur un temps caractéristique τ_D plus court que le temps

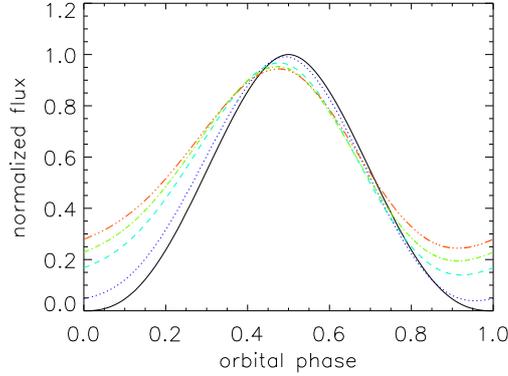


FIGURE 4.24 – Influence de la période de rotation sur la courbe de phase d’une planète de type Terre à 0.1 UA d’une étoile de type solaire. R est le rapport entre la période orbitale et la période de rotation. Noir trait plein : cas synchrone, bleu pointillés : $R = 2$, turquoise tirets : $R = 20$, vert tirets-points : $R = 50$, rouge triple-points-tirets : $R = 100$.

caractéristique du refroidissement radiatif τ_R d’une colonne atmosphérique :

$$\tau_D = \frac{R_p}{v} \quad (4.36)$$

$$\tau_R = \frac{c_p P}{\sigma g T_{eq}^3} \quad (4.37)$$

avec R_p le rayon de la planète, v la vitesse moyenne des vents pondérée par la densité atmosphérique, T_{eq} la température d’équilibre de la planète, P la pression de l’atmosphère et c_p la capacité calorifique du CO_2 (ici ces formules sont données globalement pour la planète mais ces grandeurs peuvent aussi être définies localement). Dans les trois cas considérés le rapport τ_R/τ_D vaut respectivement 0.1, 1 et 10 pour P valant 0.1, 1 et 10 bars. La circulation affecte donc assez peu les cartes de températures dans le cas à 0.1 bar, sauf si l’on sonde spécifiquement le haut de l’atmosphère par exemple dans la bande du CO_2 à $15 \mu\text{m}$.

Dans la partie 3.6.2, nous avons essayé de retrouver, à partir de courbes de lumière d’une planète avec atmosphère de CO_2 , les caractéristiques d’une planète synchrone sans atmosphère (rayon, albédo et inclinaison). Les paramètres retrouvés varient fortement avec la longueur d’onde. Des « bandes d’absorption » semblent apparaître dans les spectres de ces paramètres, particulièrement dans le « spectre d’inclinaison ».

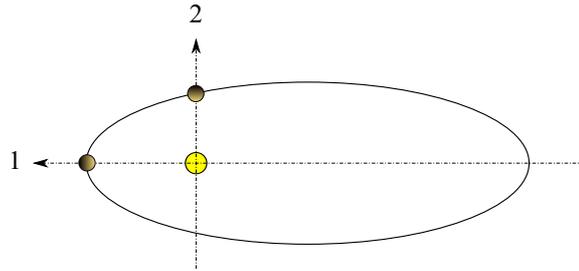


FIGURE 4.25 – Positions de l’observateur définies dans la figure 4.26.

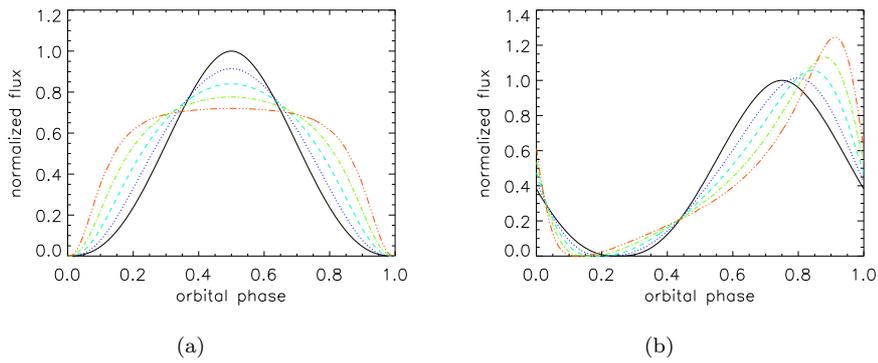


FIGURE 4.26 – Influence de l’excentricité sur la courbe de phase d’une planète de type Terre à 0.1 UA d’une étoile de type solaire, ne possédant pas d’inertie thermique et étant synchrone. La longitude du périastre est de 0° . La longitude de l’observateur est de 0° (a) et de 90° (b). Noir trait plein : $e = 0$, bleu pointillés : $e = 0.1$, turquoise tirets : $e = 0.2$, vert tirets-points : $e = 0.3$, rouge triple-points-tirets : $e = 0.4$.