



HAL
open science

Caractères de planètes extrasolaires : des observations de planètes géantes en transit aux modèles de planètes de taille terrestre

David Ehrenreich

► **To cite this version:**

David Ehrenreich. Caractères de planètes extrasolaires : des observations de planètes géantes en transit aux modèles de planètes de taille terrestre. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00181150

HAL Id: tel-00181150

<https://theses.hal.science/tel-00181150v1>

Submitted on 23 Oct 2007

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

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

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE
UNIVERSITÉ PARIS VI—PIERRE & MARIE CURIE

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de
docteur de l'Université Pierre & Marie Curie
en astrophysique et instrumentations associées

par

David EHRENREICH

CARACTÈRES DE PLANÈTES EXTRASOLAIRES

DES OBSERVATIONS DE PLANÈTES GÉANTES EN TRANSIT
AUX MODÈLES DE PLANÈTES DE TAILLE TERRESTRE

dirigée par

Alain LECAVELIER DES ETANGS
& Roger FERLET

et soutenue le 25 septembre 2007
devant la commission composée de

M. Patrick BOISSÉ..... président
Mme Magali DELEUIL..... examinatrice
M. Roger FERLET..... directeur
Mme Anne-Marie LAGRANGE..... rapportrice
M. Alain LECAVELIER DES ETANGS..... directeur
M. Michel MAYOR..... rapporteur
M. Franck SELSIS..... examinateur
M. Alfred VIDAL-MADJAR..... examinateur

Institut d'astrophysique de Paris
CNRS (UMR 7095) ; Université Pierre & Marie Curie
ehrenreich@iap.fr

À Gilliane
À mes parents

Résumé/ *Abstract*

EN UN PEU PLUS D'UNE DIZAINE D'ANNÉES, plusieurs centaines de planètes ont été découvertes en orbite autour d'étoiles autres que le Soleil. Cependant, en-dehors de leurs masses, peu de choses sont connues sur la nature de ces exoplanètes. Aujourd'hui, nous pouvons commencer à les caractériser plus précisément : à mesurer leurs tailles et, par conséquent, à estimer leurs densités moyennes et esquisser les grandes lignes de leurs structures internes ; à déterminer la présence d'une atmosphère et la composition de celle-ci. Dans cette thèse, nous associons des observations obtenues par différentes techniques à des modèles théoriques pour brosser le portrait d'exoplanètes très différentes. En comparant des observations du télescope spatial *Spitzer*, dont nous détaillons l'analyse, à un modèle atmosphérique prédictif, nous recherchons de la vapeur d'eau dans l'atmosphère du Jupiter chaud en transit HD 189733b. Nous obtenons également des mesures précises des rayons planétaires et stellaires ainsi que du paramètre d'impact à 3,6 et 5,8 μm . Puis, nous utilisons des modèles de structures internes et de disques protoplanétaires pour contraindre la nature d'OGLE 2005-BLG-390Lb, une petite planète froide détectée par microlentille gravitationnelle. Nous montrons qu'un océan subglaciaire a pu exister sur cette planète désormais gelée, et étudions la composition possible de la glace. Nous avançons que ces propriétés pourraient être partagées par de nombreuses autres planètes dans la Galaxie. Enfin, nous utilisons un modèle de transmission au limbe pour réaliser des spectres théoriques de planètes de taille terrestre en transit, et concluons que des planètes-océans autour de petites étoiles seraient les cibles les plus adéquates pour une future mission spatiale de caractérisation d'exoplanètes.

IN SLIGHTLY MORE THAN TEN YEARS, *several hundreds of planets have been discovered in orbit around other stars than the Sun. Meanwhile, very little is known about the nature of these exoplanets, at the exception of their masses. Nowadays, we can start characterizing them more precisely: measuring their sizes, thus estimating their mean densities and sketching their internal structures; determining the presence of an atmosphere and its composition. In this thesis, we associate observations obtained with various techniques to theoretical modeling in order to describe different kinds of exoplanets. Comparing observations from the Spitzer Space Telescope, which we are analyzing, to a prediction model, we search for atmospheric water vapour in the hot Jupiter HD 189733b. We also obtain accurate measurements of the planetary radius, the stellar radius, and the impact parameter at 3.6 and 5.8 μm . Next, we use internal structure and protoplanetary disk models to constrain the nature of OGLE 2005-BLG-390Lb, a light and cold planet detected through gravitational microlensing. We show that an ocean could have existed underneath an ice shell on this planet, now entirely frozen, and examine the possible composition of the ice. We propose that such properties could be shared by many other worlds throughout the Galaxy. Finally, we describe a limb transmission model to simulate theoretical spectra of transiting Earth-size planets, and conclude that ocean-planets around late-type stars would be the best possible targets for a future space mission aimed at characterizing exoplanets.*

Remerciements

2 janvier 2007 : c'est la date que je me suis fixée pour démarrer la rédaction de cette thèse. Après avoir passé une journée sur la page de garde et le titre, pourtant toujours non-définitifs¹, je m'attaque aux remerciements, c'est plus facile que l'*abstract*. Ce qui est également facile, c'est le choix de la première personne que je souhaite remercier. Je ne pouvais en effet imaginer meilleur directeur de thèse qu'Alain LECAVELIER DES ETANGS. Ce qui est plus dur, c'est de lui dire combien je lui suis reconnaissant pour ces trois années passées sous ce que je n'ose appeler sa direction, tant il a su insuffler à celle-ci l'esprit d'une collaboration éclairée d'un enthousiasme sans borne, d'un sens physique sûr, d'une sincère sensibilité, d'une intégrité sans faille et d'un mépris profond pour toute forme de terrorisme intellectuel (*sic*). Il m'a également appris l'esprit et le goût du travail en équipe, tout en me laissant toujours libre de mes choix.

L'équipe, que je remercie chaleureusement pour, comme on dit, l'ensemble de son œuvre, c'est Alfred VIDAL-MADJAR, qui, non content de détenir actuellement le record mondial de la liste de remerciements la plus longue², possède un charisme, un enthousiasme et une intuition qui sont autant de phares dans la nuit d'un apprenti chercheur ; c'est Roger FERLET, qui, en plus de partager avec le père NOËL sa barbe blanche et son don pour faire le tour du monde en moins de temps qu'il n'en faut pour le dire, à toujours des paroles sages ; c'est Guillaume HÉBRARD, politologue chocophile amateur de *guitar-heroes* du siècle dernier, de melons, et bon camarade ; ce sont aussi François BOUCHY, David SING et le professeur VON MARKETSTEIN ; c'est bien entendu mon plus proche collègue (puisque dans mon bureau) : Jean-Michel DÉSSERT, qui a dû me supporter pendant ces trois ans et qui, peut-être parce qu'il boit beaucoup de thé, y aura brillamment survécu, du moins en apparence—seuls l'avenir et la personne qui reprendra ma place pourront en effet juger des séquelles.

Je remercie Patrick BOISSÉ pour la confiance qu'il m'a témoigné en m'acceptant au sein de son DEA et en me permettant de débiter cette thèse, je suis très heureux qu'il ait accepté de présider mon jury. Je remercie également Michel MAYOR, Anne-Marie LAGRANGE, Franck SELSIS et Magali DELEUIL de me faire l'honneur de composer mon jury de thèse.

Je remercie Serge BOUQUET, Jeanine LACHKAR et Roland LEHOUCQ pour m'avoir fait découvrir le monde de l'astrophysique.

Je remercie les personnes avec qui j'ai été ravi de collaborer tout au long de cette thèse, Alain LÉGER et les « océanauts », Olivier MOUSIS, Olivier GRASSET, Arnaud CASSAN, Yann ALIBERT, Ulysse MARBŒUF et Jean-Philippe BEAULIEU.

Je remercie Laurent VIGROUX et Martin LEMOINE de m'avoir accueilli à l'institut d'astrophysique de Paris, ainsi que l'ensemble des personnes que j'y ai bien cordialement côtoyés, et en particulier Delphine CHARBONNEAU qui m'a autorisé à dévaliser la boutique de la cité des sciences pour faire la fête, Natacha BORIE et Sylvie SEBBAN pour s'être toujours efficacement interposées entre moi et tout tracas administratif, Lionel PROVOST pour m'avoir autorisé à faire n'importe quoi avec la page web de l'IAP (oups...), Daniel KUNTH pour ses impromptus, Michèle GERBALDI pour les visites de l'Observatoire, Jean-Philippe UZAN et Elisabeth VANGIONI pour les tuyaux sur la vulgarisation, Vianney LEBOUTEILLER, Hakim ATEK—qui file un mauvais coton, Alexandra ÉCUVILLON et l'ensemble des thésards. Enfin, je ne peux pas ne pas remercier le personnel de la cantine, sans qui la qualité de vie sur mon lieu de travail aurait été

¹Ci-fait.

²*Il pleut des planètes*, p. 299 [VIDAL-MADJAR, 2005]

bien moindre.

Je remercie le clan des grimpeurs, François SÈVRE, Jacques LASKAR, Didier VIBERT et Jean-Marc DELOUIS, qui ont tous assurés !

Et puis, je remercie mes comparses de DEA pour le soutien mutuel aromatisé à la bière et mes collocs pour avoir supporté sans broncher et pendant 3 ans mes horaires farfelus.

17 juillet 2007 : Tiens, c'était plus long que prévu !

Table des matières

Résumé	v
Introduction—Des planètes par centaines	1
I Caractérisation de Jupiter chauds	7
1 Prélude—Des passages de Vénus aux transits d'exoplanètes	9
1.1 Passages et occultations	9
1.2 Dissection d'un transit	10
1.2.1 Probabilité d'observer un transit	10
1.2.2 Transit et anti-transit	11
1.2.3 Courbe de lumière d'un transit	11
1.3 Signatures d'atmosphères extrasolaires	15
2 À la recherche de l'eau dans HD 189733b	21
2.1 Des transits dans l'infrarouge	21
2.2 Observations	24
2.3 Analyse des données	24
2.3.1 Photométrie et fond de ciel	24
2.3.2 Artéfacts instrumentaux	26
2.3.3 Détermination des paramètres du système	29
2.4 Résultats et discussion	34
2.5 Conclusion	35
II Natures possibles des petites planètes extrasolaires	37
3 Prélude—L'hypothèse des planètes-océans	39
3.1 Un air de famille avec Ganymède, la Terre et Uranus	39
3.2 Origines possibles d'une planète-océan	40
3.3 Structure interne	41
3.4 Une famille étendue de planètes extrasolaires	43
4 Un océan subglaciaire dans une planète extrasolaire ?	45
4.1 Où chercher l'eau ?	45
4.1.1 L'eau dans la zone habitable	45
4.1.2 Chercher au-delà de la zone habitable	46
4.2 Détection d'une petite planète froide	47
4.3 Hypothèses et propriétés déduites des observables	47
4.3.1 Contraintes observationnelles	48
4.3.2 Énergie reçue de l'étoile	49
4.3.3 Atmosphère	49

4.4	Structure d'une planète gelée	51
4.4.1	Structure interne et rayon de la planète	51
4.4.2	Les phases de la glace dans le manteau glacé	52
4.4.3	Flux de chaleur en provenance du manteau rocheux	55
4.5	De l'eau liquide peut-elle subsister sous la surface?	57
4.5.1	Conduction dans la glace	58
4.5.2	Convection dans la glace	59
4.5.3	Contraintes sur la présence d'eau liquide	60
4.6	Influence de divers paramètres	62
4.6.1	Effet d'une augmentation de la température de surface	62
4.6.2	Effet de la composition de la glace	63
4.6.3	Effet de la chaleur interne	63
4.7	Des océans subglaciaires dans la Galaxie	64
4.7.1	Efficacité de détection par microlentille	64
4.8	Conclusions	65
5	Composition des glaces des planètes extrasolaires gelées	69
5.1	Introduction	69
5.2	Modèles de disques protoplanétaires	70
5.3	Formation de planétésimaux gelés	71
5.3.1	Glaces produites en phase gazeuse de composition solaire	71
5.3.2	Glaces produites en phase gazeuse enrichie en carbone ou en oxygène	72
5.3.3	Discussion et implications pour les planètes extrasolaires	75
5.4	Conclusion	79
III	Caractérisation de petites planètes extrasolaires	81
6	Prélude—Identifier la nature des planètes extrasolaires	83
6.1	Détecter et/ou caractériser?	83
6.2	Les sources d'incertitudes	86
6.3	Super-Terre ou planète-océan?	87
7	Sonder les atmosphères de petites planètes en transit	91
7.1	Introduction	91
7.2	Description du modèle	92
7.2.1	Géométrie	92
7.2.2	Description des profils atmosphériques	93
7.2.3	Description des absorptions atmosphériques	100
7.2.4	Choix des modèles à tester	102
7.2.5	Choix des différents types d'étoiles	103
7.3	Rapports signaux-sur-bruit d'observations idéales	103
7.3.1	Instrumentation requise	104
7.3.2	Contraintes physiques sur les observations	105
7.3.3	Calcul du rapport signal-sur-bruit	106
7.4	Résultats obtenus	115
7.4.1	Signatures spectrales remarquables	115
7.4.2	Paramètres influençant le rapport signal-sur-bruit	117
7.5	Conclusion	119

Conclusions—L'ère de l'exoplanétologie comparée	121
Bibliographie	124
Publications	139

Table des figures

1	Diagramme masse <i>vs.</i> demi-grand axe	4
2	Comparaison de différents types d'exoplanètes	5
1.1	Atmosphère de Vénus dévoilée lors d'un transit	10
1.2	Transit et anti-transit	11
1.3	Courbe de transit théorique	12
1.4	Masses et rayons des planètes en transit	14
1.5	Effet de l'assombrissement centre-bord	15
1.6	Schéma de la transmission au limbe	16
1.7	Simulation d'une absorption atmosphérique	17
1.8	Image de HD 209458 avec <i>HST/ACS</i>	18
1.9	Courbe de transit de HD 209458 à Lyman α	19
2.1	Spectre transmis prédit pour HD 189733b	23
2.2	Images de HD 189733 à deux longueurs d'onde	25
2.3	Courbes de lumière brutes de HD 189733b à 3,6 et 5,8 μm	27
2.4	Correction de la variation de sensibilité intra-pixel à 3,6 μm	28
2.5	Paramètres du système de HD 189733	30
2.6	Ajustement des courbes de lumière de HD 189733b	32
2.7	Rayon de HD 189733b à différentes longueurs d'onde	35
3.1	Comparatif des structures internes d'une planète-océan et de la Terre	42
3.2	Diagramme complet des phases de l'eau	44
4.1	Températures de surface possibles pour OGLE 390Lb	50
4.2	Courbes masse-rayon pour différents rapports glace/roche	53
4.3	Structures internes possibles d'une super-Terre froide	54
4.4	Structures internes possibles d'une planète-océan froide	56
4.5	Profils de température dans la couche de glace conductive d'OGLE 390Lb	61
4.6	Efficacité de détection par microlentille	66
5.1	Courbes de stabilité et de refroidissement dans le disque protoplanétaire	73
5.2	Composition des glaces formées en fonction du rapport CO_2/CO	74
5.3	Composition des glaces en fonction du rapport C/O	76
6.1	Diagramme masse-rayon : des satellites aux géantes de glace	85
6.2	Erreurs sur les rayons des étoiles-cibles de <i>CoRoT</i>	87
6.3	Capacité à discriminer les super-Terre des planètes-océans	89
7.1	Profil atmosphérique de type terrestre (A)	95
7.2	Profil atmosphérique de type terrestre (B)	96
7.3	Profil atmosphérique de type terrestre (C)	97
7.4	Variations du coefficient d'absorption de l'ozone	100
7.5	Coefficients d'absorption des espèces atmosphériques	101

7.6	Spectres d'étoiles K, G et F	105
7.7	Rapport spectral du modèle A1	110
7.8	Rapport spectral du modèle B1	111
7.9	Rapport spectral du modèle C1	111
7.10	Rapport spectral du modèle A2	112
7.11	Rapport spectral du modèle B2	112
7.12	Rapport spectral du modèle C2	113
7.13	Rapport spectral du modèle A3	114
7.14	Rapport spectral du modèle B3	114
7.15	Rapport spectral du modèle C3	115

«[...] nager, barboter dans ce qu'on ignore au moyen de ce qu'on sait!
C'est divin. »
Paul VALÉRY

Des planètes par centaines

« Les mondes sont en nombre infini, les uns semblables à celui-ci, les autres dissemblables ;
[...] il n'y a nulle part d'obstacle à cette infinité. »
ÉPICURE [C. -300]

PLUSIEURS CENTAINES de planètes extrasolaires ont été découvertes dans l'environnement proche—une centaine de parsecs—de notre Soleil. Il ne s'agit sans doute que d'une infime fraction représentative de la pluralité des mondes, telle qu'elle fut envisagée dès l'Antiquité par ÉPICURE ou clamée à la Renaissance par feu Giordano BRUNO. Le millésime des premières découvertes [WOLSZCZAN & FRAIL, 1992] nous rappelle que si ces *exoplanètes* ne sont longtemps restées qu'à l'état d'illustres intuitions, c'est plus par défaut d'une technique d'observation assez puissante et adaptée que par manque de pugnacité et volonté de les trouver. Nous ne citerons que le cas de Peter VAN DE KAMP, qui passa une grande partie de sa vie à chasser des planètes autour de l'étoile de BARNARD [VAN DE KAMP, 1963].

La preuve de l'existence d'autres systèmes planétaires remonte, en fait, à la détection d'excès dans l'émission infrarouge des étoiles Véga, Fomalhaut, β Pictoris et ε Eridani [AUMANN *et al.*, 1984]. L'observation de β Pic à l'aide d'un coronographe, utilisé afin de masquer l'étoile, dévoila un disque de poussières circumstellaire [SMITH & TERRILE, 1984]. De tels disques de poussières et de gaz sont interprétés à présent comme les débris provenant de l'intense activité régnant dans de jeunes systèmes planétaires [VIDAL-MADJAR *et al.*, 1998], tel que l'était le Système solaire il y a plus de 4 milliards d'années.

Aujourd'hui, si nous savons que le Système solaire n'est pas unique, nous avons également réalisé qu'il restait peu représentatif, aux biais observationnels près, de ces systèmes extrasolaires qui font preuve d'une étonnante variété tant dans leur architecture que dans les caractères des planètes qu'ils abritent.

Une telle variété était pourtant insoupçonnée avant que WOLSZCZAN & FRAIL [1992] ne détectent deux objets de masse terrestre en orbite autour d'un pulsar. D'une précision extrême, cette méthode pouvant déceler des cailloux d'une masse comparable à celle de la Lune autour de cadavres stellaires, reste cependant marginale tant le nombre de pulsars dits « milliseconde », auxquels l'appliquer, est restreint. La première planète en orbite autour d'une étoile de la séquence principale est découverte par MAYOR & QUELOZ [1995]. Surprise ! C'est une géante jovienne juxtant l'étoile 51 Pegasi, sept fois plus près que Mercure du Soleil. L'expression « Jupiter chaud » est forgée. On parle parfois de « Pégasides », en référence à 51 Peg, ou de « planètes vulcaines géantes », en référence à Vulcain, l'hypothétique planète recherchée au XIX^{ème} siècle entre le Soleil et Mercure. D'autres planètes semblables seront trouvées, remettant ainsi en questions toutes les théories de formation des systèmes planétaires calquées sur la structure du Système solaire, où les petites planètes sont à l'intérieur tandis que les géantes gèlent au loin.

Un mécanisme supplémentaire est nécessaire pour comprendre l'origine des Jupiter chauds : c'est la migration planétaire, qui prédit qu'une géante gazeuse née loin de son étoile subit de la part du disque de gaz protoplanétaire qui l'entoure un couple de forces, dont la force résultante tire la planète vers le centre du système, et la rapproche de l'étoile [WARD, 1997].

Peut-être n'aurions-nous pas encore détecté de planètes extrasolaires si la migration n'existait pas. En effet, le mouvement périodique de l'étoile autour du centre de masse du système étoile-planète, d'autant plus rapide que la planète est proche, engendre une variation mesurable

de la vitesse radiale de l'étoile, c'est-à-dire de la composante de la vitesse de l'étoile colinéaire à la ligne de visée. Cette variation est également d'autant plus grande que la planète est massive. La fréquence élevée et l'amplitude importante de la perturbation engendrée par les Jupiter chauds sur leurs étoiles font de ces planètes des premiers candidats idéaux à la détection par mesure des vitesses radiales.

La plupart des planètes extrasolaires sont aujourd'hui détectées par vélocimétrie radiale et cette méthode est utilisée pour valider, lorsque c'est possible, une détection faite à l'aide d'une autre technique. Elle permet de mesurer la période de révolution P —donc le demi-grand axe a_p —et la masse M_p d'une planète. Elle ne permet pas, en revanche, de lever l'ambiguïté sur l'inclinaison orbitale i de la planète par rapport au plan du ciel. De ce fait, la masse mesurée est une masse *minimale*, $M_p \sin i$.

Le plan orbital d'environ 10% des planètes détectées par vélocimétrie radiale a une inclinaison, proche de 90° , telle que la planète peut être suivie, depuis la Terre, lorsqu'elle passe devant son étoile. Un tel passage, ou *transit*, provoque périodiquement une faible occultation de la lumière de l'étoile, assimilable à une éclipse partielle. Le premier passage d'une planète extrasolaire est observée sur l'étoile HD 209458 par CHARBONNEAU *et al.* [2000] et HENRY *et al.* [2000], qui mesurent l'inclinaison i de l'orbite, lèvent l'ambiguïté sur la masse de la planète—déterminée par vélocimétrie radiale [HENRY *et al.*, 2000; MAZEH *et al.*, 2000]—et calculent le rayon de la planète R_p à partir de la profondeur de l'occultation. Avec ce premier transit, on dispose pour la première fois de la masse et du rayon d'une planète extrasolaire : HD 209458b a une masse de 0,7 masses joviennes (M_J) et un rayon 1,3 fois supérieur à celui de Jupiter (R_J). Sa densité moyenne, $\rho_p = M_p / (4\pi R_p^3) \approx 0.3 \text{ g cm}^{-3}$, est inférieure à celle de Saturne ($\rho_S = 0.7 \text{ g cm}^{-3}$). Il s'agit donc bien d'une géante gazeuse, et par la même occasion du premier exemple de caractérisation d'une planète extrasolaire.

Caractériser, c'est en effet « mettre en évidence le ou les trait(s) dominant(s) ou distinctif(s) d'une chose ou d'une personne.³ » Quels sont alors les *caractères*⁴ d'une planète extrasolaire ? Sa taille et sa masse, bien sûr, mais également sa structure interne, la nature de sa surface et son atmosphère.

La Fig. 1 présente un panorama des méthodes utilisées pour détecter des planètes extrasolaires, en classant ces dernières dans un diagramme distance-masse. La distance à l'étoile peut être vue comme un indicateur de la température de surface de la planète, tandis que la masse peut nous indiquer si la planète est plutôt gazeuse ou tellurique. Un tel diagramme est donc idéal pour réaliser la formidable diversité des planètes détectées. Les différentes méthodes de détection permettent de dévoiler différents types de planètes : des Jupiter ou Neptune chauds (transits), de petites planètes froides (microlentilles gravitationnelles) et des objets à la limite entre géantes gazeuses et naines brunes (imagerie). Elles sont donc tout à fait complémentaires pour découvrir des mondes aux propriétés différentes. Cependant, une seule méthode s'avère pour l'instant à même de permettre la caractérisation poussée d'une planète extrasolaire : les transits.

L'extérieur d'une planète étant plus facilement observable que l'intérieur, c'est l'atmosphère des planètes qui s'offre d'abord aux observations. La première partie de cette thèse porte sur la caractérisation des atmosphères de Jupiter chauds ; atmosphères distendues par l'intense irradiation que ces planètes reçoivent, et qu'il est alors possible de sonder à l'occasion de transits planétaires, suivant le principe de la spectroscopie de transmission. Dans le chapitre 1, nous explicitons les paramètres d'un transit et détaillons cette méthode de caractérisation. Nous l'employons ensuite dans le chapitre 2 afin de rechercher de la vapeur d'eau dans l'atmosphère du Jupiter chaud HD 189733b.

Caractériser plus avant requiert de réaliser des modèles de la structure interne des planètes extrasolaires. Si le Système solaire reste pour ces modèles une riche source d'inspiration, il faut également savoir s'en extraire pour se préparer aux futures découvertes et, en quelque sorte, « s'attendre à l'inattendu ». Il n'existe pas de Jupiter chauds autour du Soleil, si bien que leur découverte fut une énorme surprise. Quelles autres planètes inconnues nous attendent

³ *Trésor de la langue française* [ATILF, 2004].

⁴ Caractères, littéralement « les traits gravés », du grec $\chi\alpha\rho\alpha\sigma\sigma\epsilon\upsilon\nu$: graver.

encore ? Quelques possibilités sont représentées dans la Fig. 2. La deuxième partie de la thèse, consacrée à la modélisation de planètes de quelques masses terrestres, débute par la présentation dans le chapitre 3 de l'hypothèse des planètes-océans, mondes à mi-chemin entre la Terre et Neptune, qui peuvent revêtir plusieurs aspects selon qu'ils sont glacés, tempérés ou vaporisés. . La « petite » planète froide OGLE 2005-BLG-390Lb, dont il est question au chapitre 4, pourrait en être un spécimen gelé. Le taux de détection de planète par microlentilles suggère que de telles planètes sont représentatives d'une large population d'objets similaires. Nous envisagerons, au chapitre 5, quelles peuvent en être les compositions possibles.

Si les super-Terre, planètes-océans et autres planètes de carbone existent, et si nous parvenons à les détecter, saurons-nous pour autant les reconnaître ? La troisième et dernière partie de la thèse vise à donner quelques éléments de réponse. Les missions *CoRoT* et *Kepler* pourront détecter des planètes d'une taille proche de celle de la Terre, dont nous pourrons, sous certaines conditions, déterminer la nature. Le chapitre 6 donne quelques unes de ces conditions. Enfin, au chapitre 7, nous estimons la faisabilité d'une extension de la technique de spectroscopie de transmission en transit à d'hypothétiques planètes terrestres.

Bonne lecture...

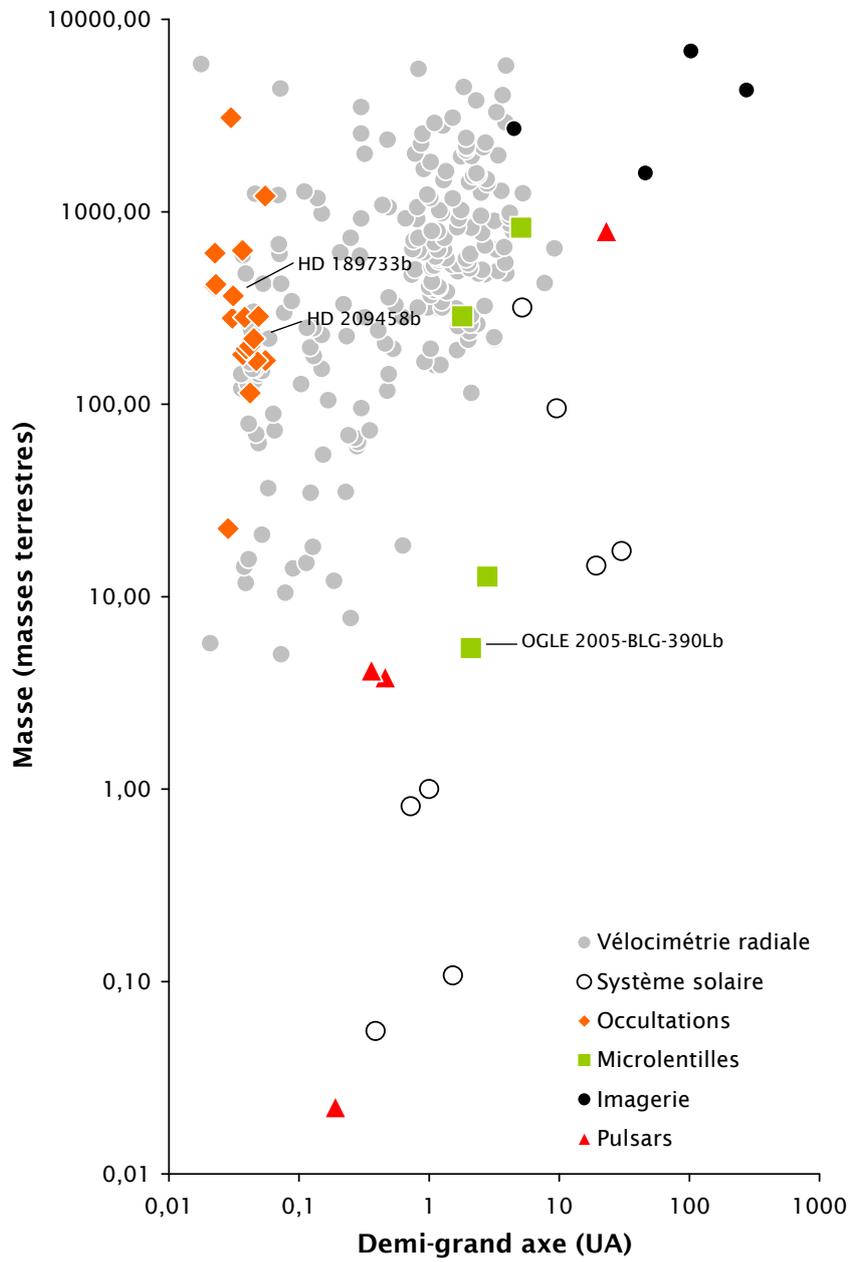


FIG. 1 – DIAGRAMME REPRÉSENTANT ENVIRON 240 PLANÈTES EXTRASOLAIRES en fonction de leur masses et demi-grand axes. Les planètes du Système solaire [*ronds vides*] sont représentées aux côtés des planètes extrasolaires détectées par vélocimétrie radiale [*ronds gris*], transit [*losanges*], microlentille gravitationnelle [*carrés*], imagerie directe [*ronds noirs*] et chronométrage de pulsars [*triangles*]. D'après les données compilées par SCHNEIDER [2007].

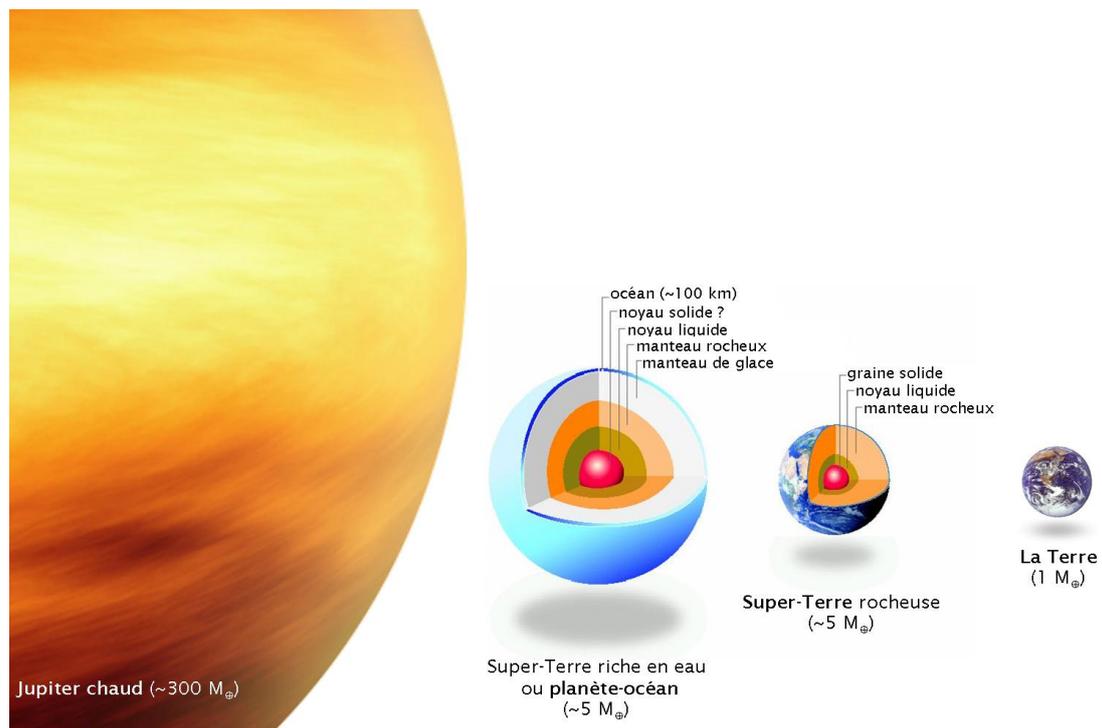


FIG. 2 – COMPARAISON DES DIFFÉRENTS TYPES D'EXOPLANÈTES observés ou envisagés théoriquement. Des géantes gazeuses proches de leurs étoiles, les Jupiter chauds [à gauche, ©NASA/JPL-Caltech/R. HURT (SSC)], sont fréquemment observés, quelques fois en train d'occulter leurs étoiles. Les exoplanètes les plus légères, entre 5 et 15 masses terrestres, pourraient être des planètes-océans ou des super-Terre, hypothétiques objets dont les structures possibles sont modélisées [au centre, ©LPG Nantes]. Des planètes semblables à la Terre [à droite, ©NASA/Apollo 17] sont le Graal de la recherche d'exoplanètes.

Première partie

Caractérisation de Jupiter chauds

Prélude, chapitre 1

Des passages de Vénus aux atmosphères des planètes extrasolaires

L'IDÉE D'UTILISER DES TRANSITS afin de caractériser les planètes d'autres systèmes prend racine dans les observations réalisées depuis longtemps au sein même du Système solaire. Nous décrivons dans ce chapitre les paramètres qu'il est possible d'extraire de la courbe de lumière d'une étoile mesurée pendant le transit d'une planète. Nous explicitons la méthode permettant d'utiliser les transits pour sonder l'atmosphère de la planète ▣

1.1 Passages et occultations

Vue depuis la Terre, une planète extrasolaire éclipse partiellement son étoile. Taxé d'occultation, de passage ou du pseudo-anglicisme *transit*¹, cet événement est un formidable outil d'investigation pour déceler les propriétés de la planète extrasolaire.

Cette technique est en fait connue et utilisée depuis plusieurs siècles pour déterminer les propriétés des corps du Système solaire. Depuis notre position sur ce que Jimi HENDRIX appelait le « troisième caillou à partir du Soleil² », nous avons parfois la possibilité d'observer les deux premiers cailloux, Mercure et Vénus, en transit devant le Soleil. Les passages les plus fameux, sans doute parce que plus rares, sont ceux de Vénus, qui sont étudiés depuis le XVII^{ème} siècle. Des premières observations en 1639 par HORROCKS [1673], en passant par les déboires de LE GENTIL, qui couru après Vénus entre les passages de 1761 et 1769, et jusqu'au dernier passage étudié avec des moyens modernes en 2004, les transits de l'étoile du berger ont toujours été prisés pour ce qu'ils permettaient d'apprendre sur la planète cythérée d'une part, et sur le Système solaire d'autre part. L'étude du passage de Vénus permit notamment à HORROCKS [1673] d'estimer l'unité astronomique et à LOMONOSOV [1761] de découvrir l'existence d'une atmosphère autour de la planète (voir aussi MAROV [2005] et la Fig. 1.1). C'est précisément ce que nous cherchons à faire pour les planètes extrasolaires ! Enfin, dans un contexte plus moderne, les dernières observations du transit de Vénus en 2004 ont permis d'évaluer notre

¹Transit, du latin *transire* : passer ou traverser, comme dans *sic transit gloria mundi* : « ainsi passe la gloire du monde ».

²*Third stone from the Sun* dans *Are you experienced ?* [The Jimi HENDRIX Experience, 1967].

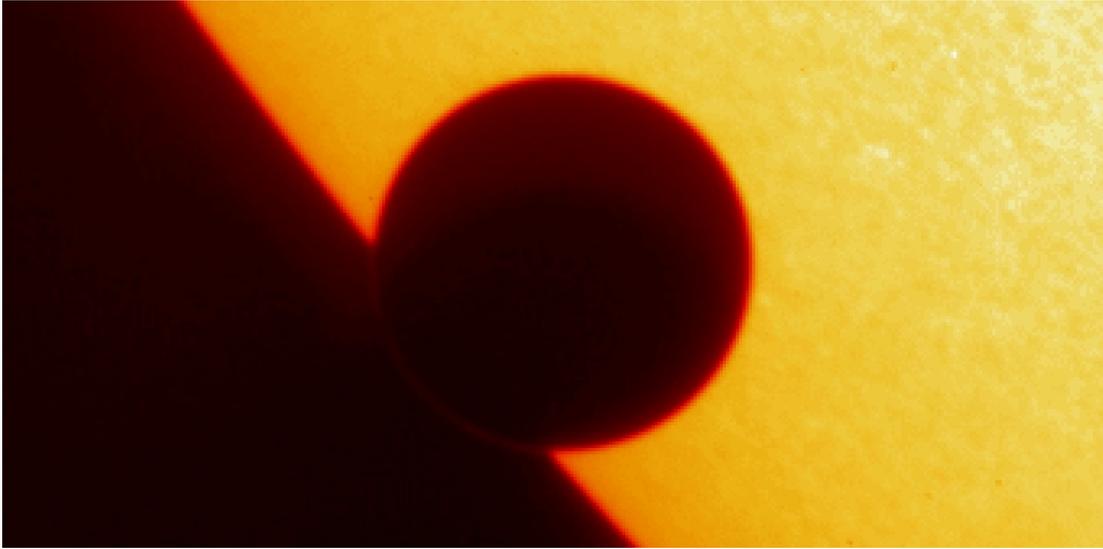


FIG. 1.1 – PASSAGE DE VÉNUS LE 8 JUIN 2004 observé par le satellite *TRACE* (seul satellite alors en mesure de réaliser l’observation). Juste avant le second contact, il est possible d’apercevoir, grâce à l’échelle logarithmique de l’image et avec un peu d’imagination, la réfraction dans la partie du limbe atmosphérique de la planète qui n’est pas encore devant le Soleil (*cf.* http://trace.lmsal.com/transits/venus_2004/). C’est ce phénomène qui a permis à [LOMONOSOV \[1761\]](#) de déceler l’atmosphère de la planète. On peut également noter sur cette image l’effet de l’assombrissement centre-bord du Soleil.

capacité à observer de « petites » planètes extrasolaires en transit [[SCHNEIDER *et al.*, 2006](#)]. Ce point sera d’ailleurs l’objet du chapitre 7.

Avant de sortir du Système solaire, notons également que l’étude des occultations d’étoiles par différents corps, de Vénus à Charon (voir par exemple [ELLIOT & OLKIN \[1996\]](#)), est une variante de la technique des transits. Celle-ci permet, grâce à l’analyse de la lumière d’une étoile d’arrière-plan, filtrée par l’atmosphère d’une planète, d’un satellite ou d’un petit corps passant dans la ligne de visée, de sonder la fine couche atmosphérique entourant le disque optiquement épais du corps en question : le limbe. L’étoile, un simple point, est alors entièrement occultée par le disque optiquement épais. La surface stellaire couverte par une planète extrasolaire géante n’est, en revanche, que de quelques pourcents. C’est dans ces quelques pourcents que se cachent les signatures atmosphériques des planètes extrasolaires.

1.2 Dissection d’un transit

Avant de rechercher des signatures atmosphériques de planètes extrasolaires, nous allons revenir, le temps d’une section, sur quelques notions de base. Une description détaillée des paramètres d’un transit ainsi que les références pertinentes à ce sujet sont données par [mou](#). Ici, nous ne développerons que les quelques clefs qui nous seront nécessaires dans les chapitres suivants.

1.2.1 Probabilité d’observer un transit

Tout d’abord, force est de constater que les quelques 250 planètes extrasolaires détectées à ce jour ne passent pas toutes devant leurs étoiles. La distribution, au hasard, des inclinaisons i des orbites planétaires fait que la probabilité d’observer une planète en transit autour de son étoile vaut

$$\Pr\{\text{transit}\} = \frac{R_{\star}}{a_p}, \quad (1.1)$$

où R_* est le rayon de l'étoile et a_p le demi-grand axe de la planète. La probabilité d'observer le transit d'une planète à 1 UA autour d'une étoile semblable au Soleil est donc de $\sim 5 \times 10^{-3}$. Elle est presque de 1/2 pour une planète en orbite à 0,01 UA. Assez logiquement, la plupart des planètes détectées en transit sont très proches de leurs étoiles (*cf.* Fig. 1).

1.2.2 Transit et anti-transit

La Fig. 1.2 schématise la courbe de lumière de l'étoile pendant le passage d'une planète. L'éclipse partielle engendrée par le transit entraîne une baisse apparente de la luminosité de l'étoile (T1 à T3). Une baisse de luminosité du système étoile-planète est également à attendre durant l'éclipse de la planète par l'étoile, dite éclipse secondaire ou anti-transit (S1 à S3). La différence observée pendant l'anti-transit est due à la disparition de la lumière émise par la planète. Tandis que le transit donne accès au spectre de transmission de la planète, puisque la lumière stellaire est filtrée par l'atmosphère planétaire, l'anti-transit donne accès au spectre de la lumière émise par la planète.

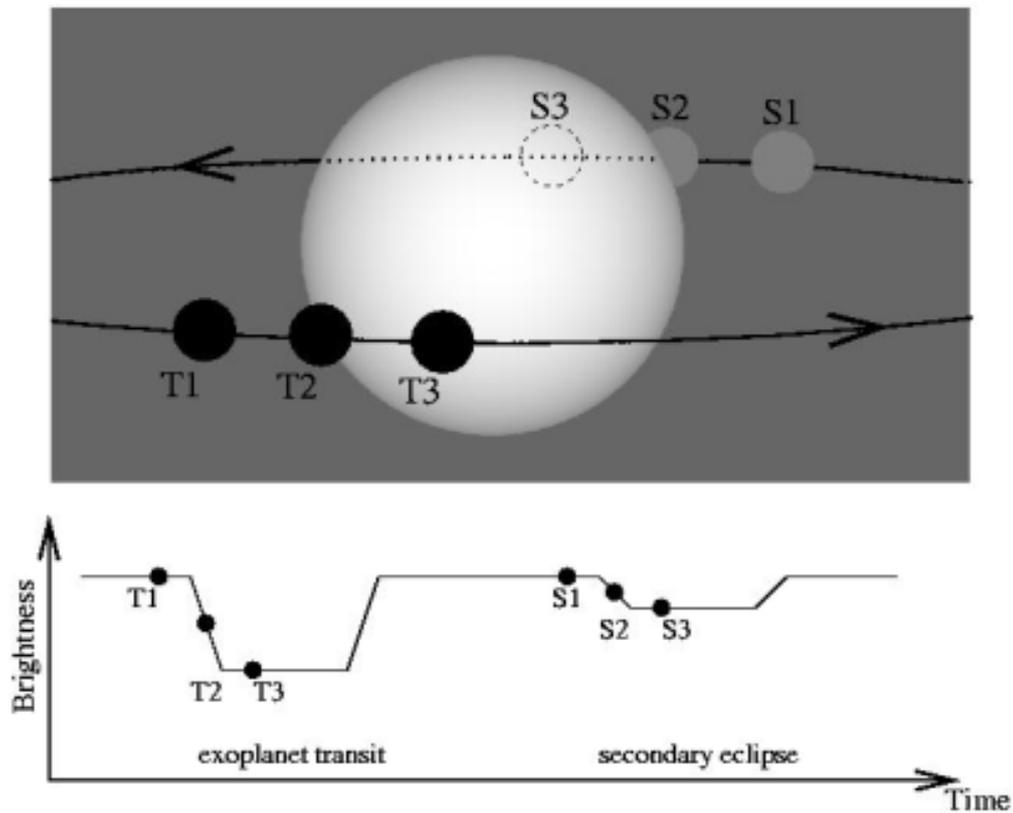


FIG. 1.2 – TRANSIT ET ANTI-TRANSIT. D'après I. SNELLEN.

Dans la suite, nous allons nous concentrer sur l'étude de l'éclipse primaire, le transit.

1.2.3 Courbe de lumière d'un transit

Nous appellerons « courbe de transit » la courbe de lumière de l'étoile obtenue pendant le transit de sa planète. BROWN *et al.* [2001] présentent une courbe de transit « d'école » de HD 209458 obtenue avec le *Hubble Space Telescope* (*HST*; voir leur Fig. 3). La Fig. 1.3 présente les principaux paramètres mesurables intervenant lors d'un transit.

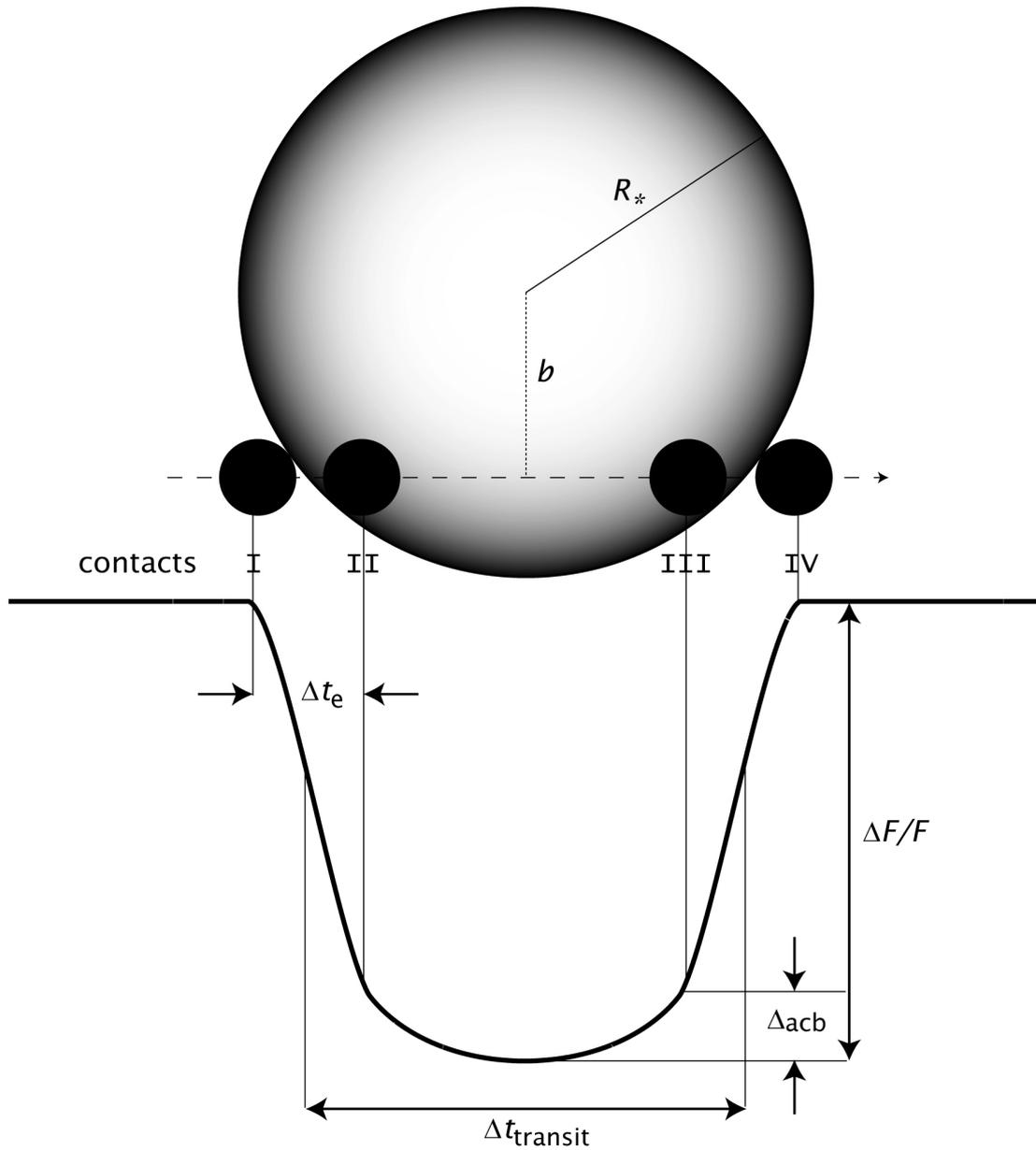


FIG. 1.3 – COURBE DE LUMIÈRE THÉORIQUE D'UN TRANSIT et paramètres importants. Une occultation comporte quatre *contacts*, qui correspondent aux points de tangence entre les disques stellaire et planétaire. Les paramètres d'un transit représentés ici sont la profondeur du transit $\Delta F/F$, la durée du transit $\Delta t_{\text{transit}}$, la durée de l'entrée en transit Δt_e , l'effet de l'assombrissement centre-bord Δ_{acb} et le paramètre d'impact b . D'après [BROWN *et al.* \[2001\]](#).

Profondeur du transit

Il s'agit tout d'abord de la profondeur du transit,

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{F_{\text{out}} - F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}} = \left(\frac{R_p}{R_*} \right)^2, \quad (1.2)$$

où F_{out} et F_{in} sont les flux stellaires hors-transit et pendant le transit, R_p et R_* sont les rayons planétaires et stellaires. Cette formule, largement employée, suppose cependant que l'étoile est

une source de lumière uniforme et que le fond de la courbe de transit est plat, c'est-à-dire que l'on néglige ici l'effet centre-bord (*cf.* Fig. 1.5). Gardons également à l'esprit que la profondeur du transit varie en fonction de la longueur d'onde—ce qui permet d'ailleurs, comme nous le verrons, de sonder l'atmosphère d'une planète. BROWN [2001] définit dans ce cas le *rapport spectral* $\mathcal{R}(\lambda) = -\Delta F/F(\lambda)$ (voir les chapitres 2 et 7).

La connaissance du rayon de l'étoile permet d'extraire l'information sur la taille de la planète. La Fig. 1.4 répertorie toutes les planètes actuellement détectées en transit dans un diagramme masse-rayon.

Phase

La phase ϕ du transit s'exprime

$$\phi = \frac{t - T_0}{P} - E\left(\frac{t - T_0}{P}\right), \quad (1.3)$$

où t représente le temps, T_0 le temps correspondant au milieu du transit, généralement consigné dans les éphémérides, et P la période du transit soit, pour une orbite circulaire, $P = 2\pi a_p/v_{\text{orb}}$, où v_{orb} est la vitesse orbitale. Le terme $E(\dots)$ est le nombre entier de transits qui se sont produits depuis T_0 . D'ordinaire, la phase est comprise entre -1 et 1 et $\phi = 0$ correspond au milieu du transit.

Vitesse orbitale et rayon stellaire

La vitesse orbitale permet, si l'on connaît la période et la masse stellaire, de calculer le rayon stellaire,

$$R_\star = \left(\frac{2\pi GM_\star}{P}\right)^{1/3} v_{\text{orb}}^{-1}, \quad (1.4)$$

où G est la constante universelle de la gravitation. La vitesse orbitale est exprimée ici en unité de $R_\star \text{s}^{-1}$. Il est donc possible d'obtenir une mesure de R_\star directement à partir de la courbe de transit, sans utiliser de relation entre la masse et le rayon de l'étoile (*cf.* chapitre 2).

Paramètre d'impact

Le paramètre d'impact b caractérise la latitude à laquelle la planète « traverse » l'étoile. À l'équateur stellaire, le transit dure plus longtemps que lorsque la planète passe à haute latitude. Ce paramètre s'exprime, lorsque la planète est centrée « longitudinalement » sur le disque stellaire ($\phi = 0$),

$$b = \frac{a_p \cos i}{R_\star}. \quad (1.5)$$

Il s'agit en fait du paramètre d'impact minimal, celui-ci augmentant légèrement lorsque $\phi \neq 0$ (voir MANDEL & AGOL [2002] pour obtenir une relation donnant b en fonction de la phase). La durée du transit et l'effet de l'assombrissement centre-bord dépendent du paramètre d'impact.

Durée du transit

Pour une orbite circulaire, la durée totale du transit peut être approchée par

$$\Delta t_{\text{transit}} \approx \frac{PR_\star}{\pi a_p} \sqrt{\left(1 + \frac{R_p}{R_\star}\right)^2 - b^2}. \quad (1.6)$$

La durée de l'entrée dans le transit, correspondant au temps passé par la planète entre les premier et second contacts (*cf.* Fig. 1.3), s'exprime alors

$$\Delta t_e \approx \Delta t_{\text{transit}} \frac{R_p}{R_\star} \sqrt{1 - b^2}. \quad (1.7)$$

Par ailleurs, des formules correspondant à une orbite excentrique sont fournies par mou.

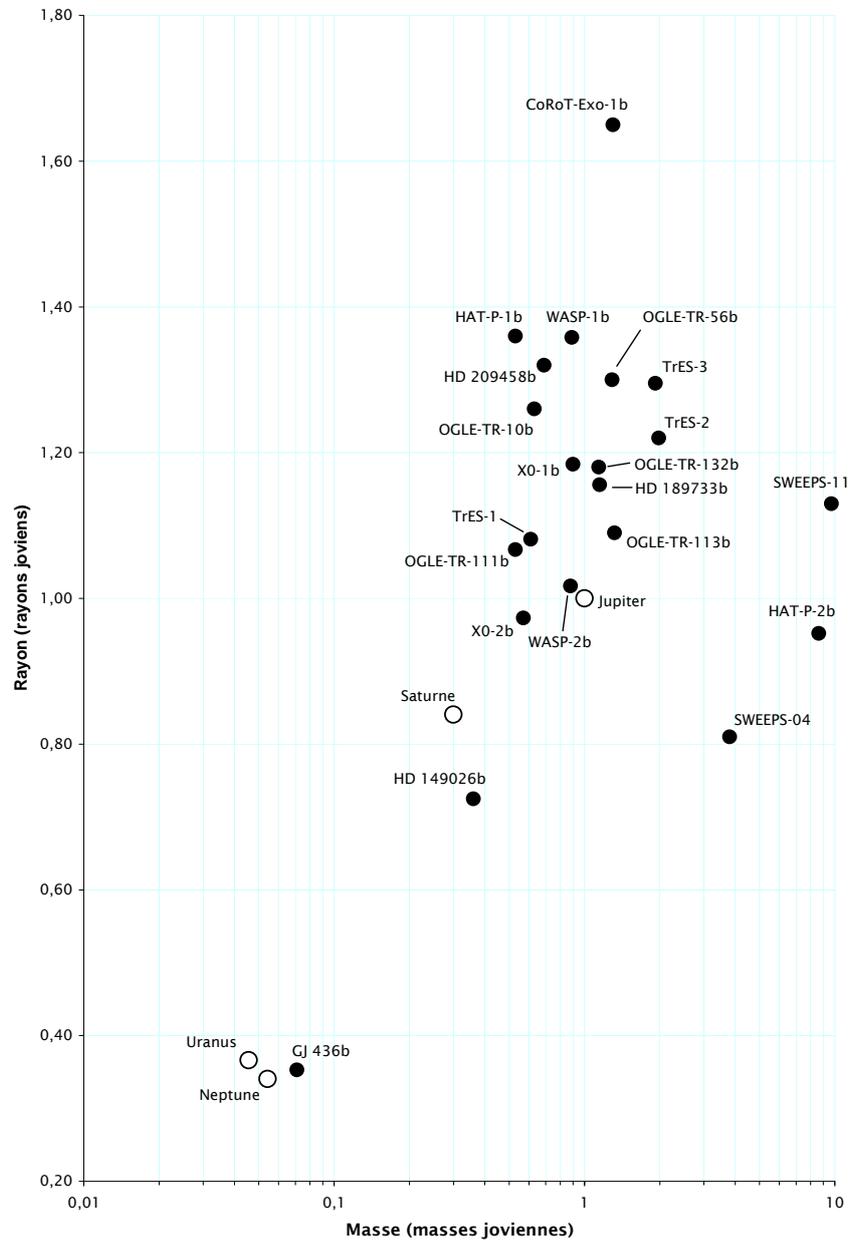


FIG. 1.4 – MASSES ET RAYONS DES PLANÈTES détectées en transit. 22 planètes extrasolaires [ronds pleins], ainsi que les 4 planètes géantes du Système solaire [ronds vides] sont représentées.

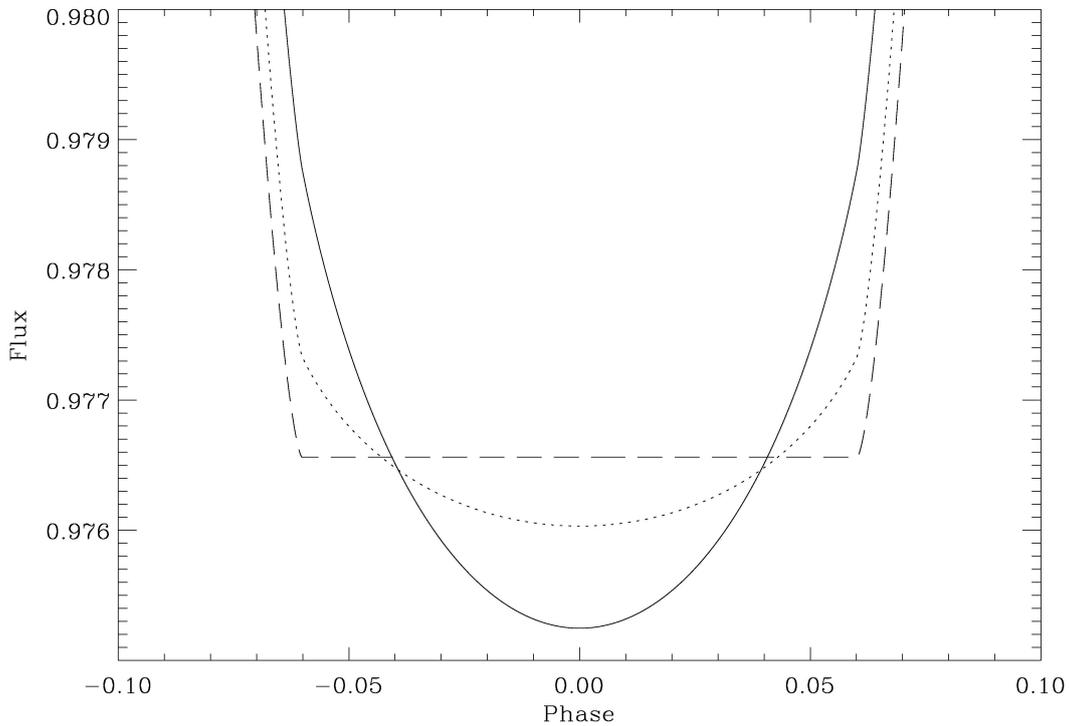


FIG. 1.5 – EFFET DE L’ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD SUR LE FOND DE LA COURBE DE LUMIÈRE. Trois courbes de transit théoriques de HD 189733b, calculées grâce aux formules analytiques fournies par MANDEL & AGOL [2002], sont présentées. Dans le visible [*trait plein*], l’effet de l’assombrissement centre-bord est important : le fond de la courbe est très arrondi par rapport à une courbe calculée en supposant que l’étoile est une source de lumière uniforme, sans assombrissement centre-bord [*tirets*]. L’effet produit est intermédiaire dans l’infrarouge à $3,6 \mu\text{m}$ [*pointillés*]. Les coefficients du calcul analytique sont donnés dans le visible par WINN *et al.* [2007] et à $3,6 \mu\text{m}$ par EHRENREICH *et al.* [2007a].

Assombrissement centre-bord

L’assombrissement centre-bord observé, par exemple, sur la surface du Soleil (*cf.* Fig. 1.1), résulte de la décroissance de la densité et de la température vers l’extérieur de la photosphère. Lors d’un transit, la planète ne passe donc pas devant un disque uniformément lumineux, mais devant différentes couches concentriques d’intensités croissantes puis, à partir du milieu du transit, décroissantes. L’effet est modulé par le paramètre d’impact et par la longueur d’onde de l’observation. Il est illustré sur la Fig. 1.5. Une description analytique de cet effet est donnée par MANDEL & AGOL [2002], qui fournissent également un jeu de programmes permettant de le calculer.

1.3 Signatures d’atmosphères extrasolaires

Nous allons maintenant détailler la technique permettant d’exploiter les transits pour sonder l’atmosphère de la planète. La Fig. 1.6 donne une idée de la géométrie du problème, et permet de réaliser qu’à l’occasion d’un transit, la lumière de l’étoile est filtrée par le limbe atmosphérique de la planète. L’absorption au limbe de la lumière stellaire dépend des propriétés aéronomiques de l’atmosphère comme ses profils de pression et de température, ainsi que de sa composition.

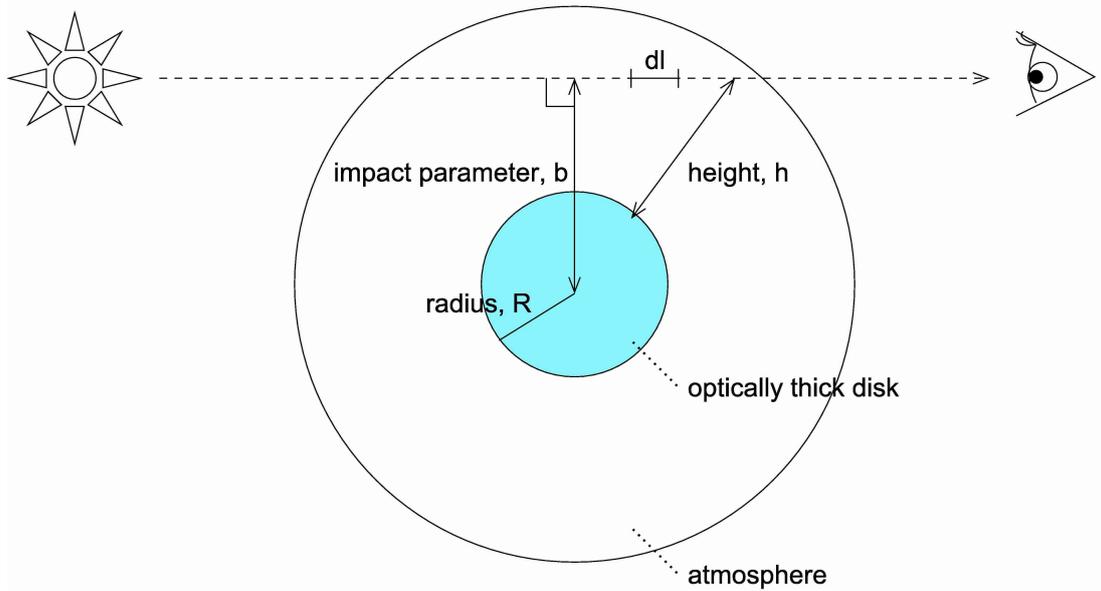


FIG. 1.6 – SCHÉMA DE LA TRANSMISSION DE LA LUMIÈRE STELLAIRE à travers le limbe d’une planète extrasolaire. Le « disque solide » (gris) est optiquement épais à toutes les longueurs d’onde. La quantité dl est la distance élémentaire le long de la ligne de visée. L’échelle de la figure est déformée par commodité.

L’analyse spectroscopique de cette lumière transmise doit donc nous apporter en retour des informations sur l’atmosphère qu’elle a traversée.

L’instrument STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*), embarqué à bord du *HST*, a permis de réaliser le spectre de transmission du Jupiter chaud HD 209458b, première planète observée en transit [CHARBONNEAU *et al.*, 2000], et ainsi de mettre en évidence et de sonder les basse et haute atmosphères de cette planète. Dans le domaine visible, CHARBONNEAU *et al.* [2002] ont ainsi détecté une absorption supplémentaire dans le spectre stellaire, aux longueurs d’onde correspondant à la position spectrale du doublet du sodium ($\lambda_{\text{NaI}} \sim 589 \text{ nm}$). Cette absorption supplémentaire d’intensité $\mathfrak{R}'(\lambda_{\text{NaI}}) = (2,32 \pm 0,57) \times 10^{-4}$ est la signature spectrale de la basse atmosphère de la planète (à des niveaux de pression situés entre 1 bar et 1 mbar).

Dans le chapitre 7, nous calculons les spectres de transmission de planètes extrasolaires de taille terrestre en transit. Pour cela, nous avons conçu un modèle unidimensionnel de transmission au limbe. Basé sur ce modèle, décrit au chapitre 7, nous avons développé le programme « η » (ETA, pour **Ex**trasolar **T**ransiting **A**tmospheres) comme un outil facile d’utilisation pour simuler rapidement les spectres de transmission de planètes géantes. Ce programme, disponible à la demande, est actuellement en phase de « beta-test ». À titre d’illustration, nous avons utilisé η pour simuler le spectre de transmission $\mathfrak{R}'(\lambda)$ de la planète HD 209458b aux longueurs d’onde avoisinant le doublet du sodium à 589 nm (*cf.* Fig. 1.7). Nous retrouvons le résultat de CHARBONNEAU *et al.* [2002], mais le code permet surtout de jouer sur les conditions atmosphériques (profil de température, abondances des éléments, *etc.*) pour mieux contraindre les observations [SING *et al.*, en préparation].

Dans l’ultraviolet, VIDAL-MADJAR *et al.* [2003, 2004] ont mis en évidence l’existence d’une très haute atmosphère, s’étendant au-delà du lobe de ROCHE de la planète, en détectant, lors du transit de HD 209458b, d’importantes absorptions dans les raies d’émission stellaires de l’hydrogène ($\lambda_{\text{Ly}\alpha} = 121,6 \text{ nm}$), du carbone ionisé ($\lambda_{\text{CII}} = 133,5 \text{ nm}$) et de l’oxygène neutre ($\lambda_{\text{OI}} = 130,2 \text{ nm}$). La surface sondée étant dans ce cas très étendue, les absorptions mesurées par VIDAL-MADJAR *et al.* [2003, 2004] sont très importantes, respectivement $\mathfrak{R}'(\lambda_{\text{Ly}\alpha}) = (5 \pm 2)\%$, $\mathfrak{R}'(\lambda_{\text{CII}}) = (7,5 \pm 3,5)\%$ et $\mathfrak{R}'(\lambda_{\text{OI}}) = (13 \pm 4,5)\%$.

L’instrument STIS a cessé de fonctionner en août 2004, alors que de nouvelles observations

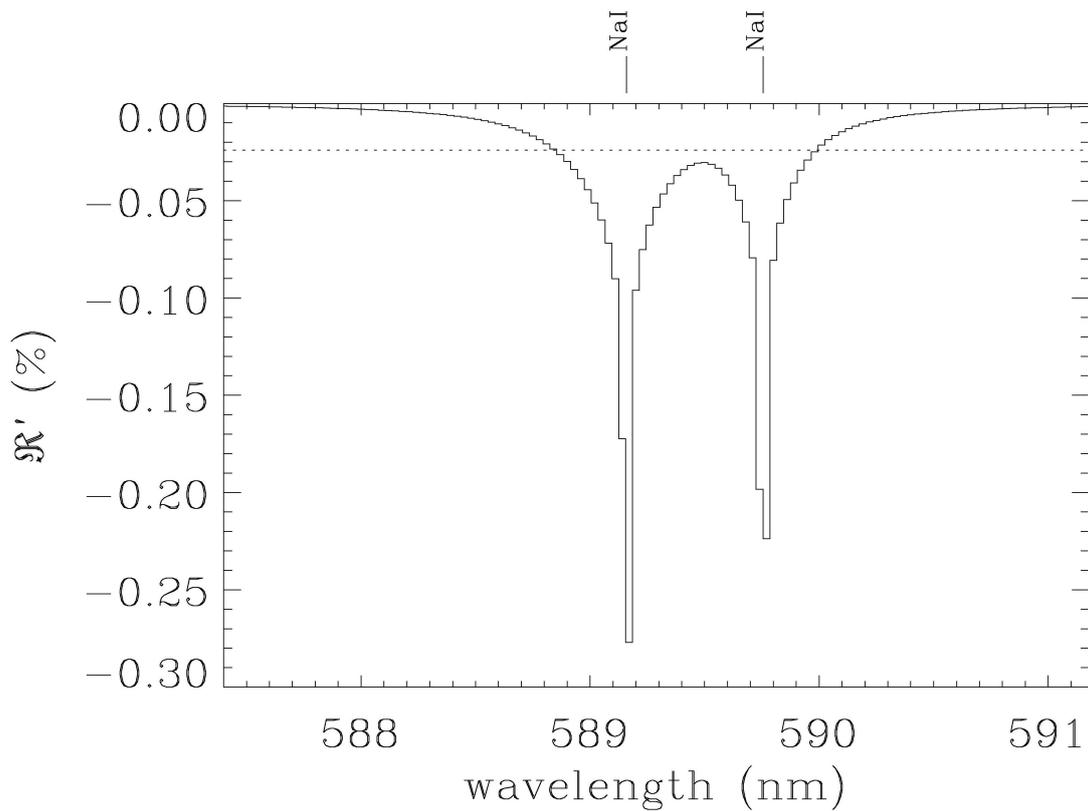


FIG. 1.7 – SIMULATION DE L'ABSORPTION ATMOSPHERIQUE du sodium présent dans la planète HD 209458b, lors de son transit. L'atmosphère de la planète est modélisée avec un profil isotherme à 1250 K et le rapport de mélange volumique supposé pour le sodium est $X_{\text{Na}} = 1 \times 10^{-9}$. La largeur de la bande spectrale est identique à la largeur « moyenne » utilisée par [CHARBONNEAU *et al.* \[2002\]](#) pour mesurer l'absorption supplémentaire due au sodium pendant le transit. Le niveau moyen de l'absorption [*pointillés*] modélisée avec le code η est $\mathcal{X}' \approx 2.5 \times 10^{-4}$, compatible avec la valeur mesurée par [CHARBONNEAU *et al.* \[2002\]](#).

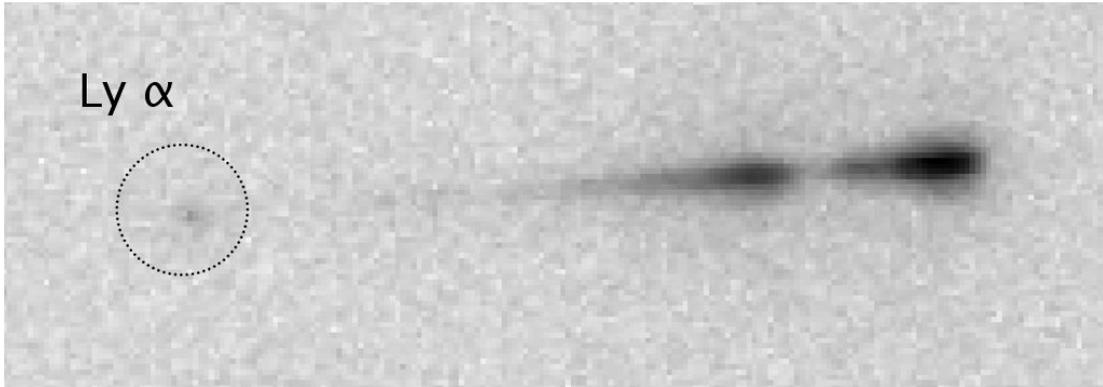


FIG. 1.8 – « SPECTRE » DE HD 209458 réalisé avec la *Solar Blind Camera* de l’instrument ACS à bord de *HST*. La spectrophotométrie sans fente réalisée par l’instrument donne une image sur laquelle on distingue difficilement l’émission Lyman α de l’hydrogène stellaire, ce qui laisse augurer d’une analyse de données délicate !

de HD 209458b étaient prévues, forçant ainsi les observateurs à marquer une pause dans l’étude des atmosphères de planètes extrasolaires.

En utilisant les données publiques et archivées du programme de [CHARBONNEAU *et al.* \[2002\]](#), [BALLESTER *et al.* \[2007\]](#) ont trouvé la signature de l’hydrogène chaud (~ 5000 K) et excité à la base de la haute atmosphère de la planète, au niveau du continu de BALMER de l’étoile ($\lambda_{H\alpha} \sim 364,6$ nm). L’absorption mesurée est $\mathfrak{R}'(\lambda_{H\alpha}) = (3,0 \pm 0,6) \times 10^{-4}$. Les observations initialement prévues avec STIS ont pu être re-planifiées sur un autre instrument du *Hubble Space Telescope* : l’*Advanced Camera for Survey* (ACS). De telles observations sont particulièrement délicates, comme l’atteste l’image du détecteur présentée dans la Fig. 1.8. Ces observations sont en cours d’analyse, mais nous ne pouvons résister au plaisir de clore ce chapitre en présentant, dans la Fig. 1.9, la courbe de transit très préliminaire obtenue, qui pourrait permettre de confirmer l’état d’évaporation de la planète.

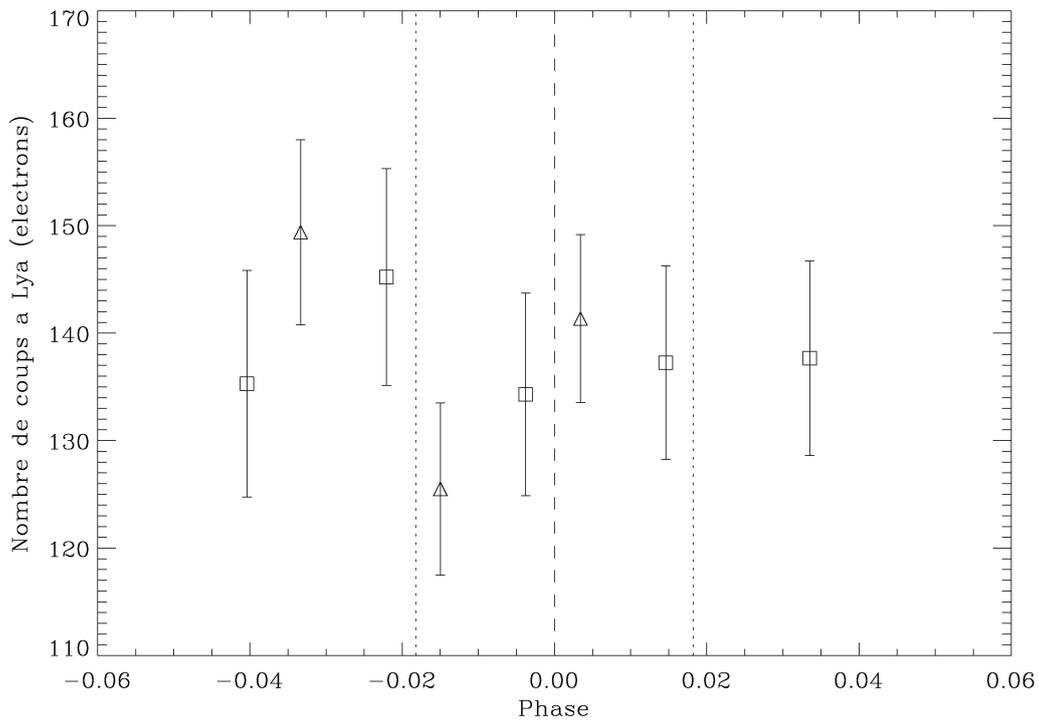


FIG. 1.9 – Courbe de transit de HD 209458 à Lyman α réalisé avec *HST*/ACS. Les résultats préliminaires, avec des mesures de l’absorption pendant le transit de $\mathfrak{R}(\lambda_{\text{Ly}\alpha}) = (3,7 \pm 7,8)\%$ dans la première visite [carrés] et $(5,4 \pm 7,6)\%$ dans la seconde [triangles], sont compatibles avec les mesures de VIDAL-MADJAR *et al.* [2003, 2004] et qui pourraient permettre de confirmer une nouvelle fois l’évaporation de l’atmosphère de cette planète.

Chapitre 2

À la recherche de l'eau dans HD 189733b

DES OBSERVATIONS DU TRANSIT de l'exoplanète HD 189733b ont été obtenues simultanément à 3,6 et 5,8 μm avec l'*Infrared Array Camera* à bord du *Spitzer Space Telescope*. Les paramètres du système, incluant les rayons planétaire (R_p) et stellaire (R_*), le paramètre d'impact et la vitesse orbitale, sont calculés à partir d'ajustements à la courbe de transit. Après une évaluation des artéfacts instrumentaux, nous mesurons des rapports de rayons similaires aux deux longueurs d'onde, $(R_p/R_*)_{3,6\mu\text{m}} = 0.1560 \pm 0.0008(\text{stat}) \pm 0.0002(\text{syst})$ et $(R_p/R_*)_{5,8\mu\text{m}} = 0.1541 \pm 0.0009(\text{stat}) \pm 0.0009(\text{syst})$. Les incertitudes incluent les effets systématiques présents dans la ligne de base de la courbe de transit. Bien que le rayon de la planète soit déterminé avec une précision proche du pourcent, la prise en compte de toutes les sources d'erreur ne nous permet pas de détecter un composant atmosphérique tel que la vapeur d'eau. Cela illustre le besoin d'observer plusieurs transits et d'acquérir pour chacun une ligne de base hors-transit suffisamment longue. Ces conditions doivent permettre d'atteindre la précision nécessaire à la caractérisation des planètes géantes par la spectroscopie de transmission ■

2.1 Des transits dans l'infrarouge

Le lancement du *Spitzer Space Telescope*, en août 2003, a conduit à l'avènement d'une nouvelle et astucieuse méthode d'étude des planètes en transit dans l'infrarouge : l'observation de l'anti-transit, dit aussi « transit secondaire » ou, plus simplement, l'éclipse de la planète par l'étoile (*cf.* Fig. 1.2). Les planètes TrES-1, HD 209458b et HD 189733b [CHARBONNEAU *et al.*, 2005; DEMING *et al.*, 2005, 2006] ont été observées à l'occasion de leurs passages *derrière* l'étoile. Ceci a notamment permis la réalisation des premiers spectres de la lumière émise¹ par des planètes extrasolaires. Ces études n'ont cependant pas encore permis l'identification claire de

¹Il s'agit ici d'émission thermique.

signatures spectrales des composants de l'atmosphère surchauffée de ces planètes [RICHARDSON *et al.*, 2007; SWAIN *et al.*, 2007; GRILLMAIR *et al.*, 2007].

L'étude effrénée de l'anti-transit n'a cependant pas éclipsé l'observation des transits « primaires ». RICHARDSON *et al.* [2006] ont ainsi observé le transit de HD 209458b à 24 μm grâce à l'instrument MIPS (*Multiband Imaging Photometer for Spitzer*); ils ont mesuré le rayon de la planète à cette longueur d'onde : celui-ci est comparable avec le rayon mesuré dans le visible, notamment par WINN *et al.* [2007]. KNUTSON *et al.* [2007a] ont réalisé l'observation continue du transit et de l'anti-transit de HD 189733b. Ils ont pu mesurer le rapport du rayon de la planète au rayon de l'étoile à 8 μm et obtiennent une valeur inférieure à la valeur de WINN *et al.* [2007] dans le visible, ce qu'ils interprètent comme la présence de tâches stellaires augmentant la profondeur du transit, et donc le rayon de la planète, dans le visible. KNUTSON *et al.* [2007b] ont également présenté un jeu d'observations STIS de cette même planète, dans lequel BARMAN [2007] voit la possibilité d'une signature de la vapeur d'eau atmosphérique.

La vapeur d'eau est en effet un composant plausible de la basse atmosphère—troposphère et stratosphère—des Jupiter chauds; sa présence est envisagée par de nombreux modèles [*e.g.* SEAGER & SASSELOV, 2000; BROWN, 2001; HUBBARD *et al.*, 2001; LIANG *et al.*, 2003; IRO *et al.*, 2005; TINETTI *et al.*, 2007a], qui prédisent l'observation de ces signatures dans le spectre réfléchi [IRO *et al.*, 2005] ou transmis [BROWN, 2001; HUBBARD *et al.*, 2001; TINETTI *et al.*, 2007a]. L'absence de sa signature dans les spectres de la lumière émise par HD 209458b [RICHARDSON *et al.*, 2007; SWAIN *et al.*, 2007] et HD 189733b [GRILLMAIR *et al.*, 2007] peut à ce titre paraître surprenante. Cependant, le spectre de la lumière émise est particulièrement sensible au profil thermique de l'atmosphère planétaire, si bien qu'une atmosphère isotherme n'exhiberait, en émission, qu'un signal plat, dépourvu de signatures spectrales, en dépit de la présence d'eau ou d'autres molécules.

Le spectre transmis, lui, est surtout sensible à la quantité d'absorbants sur la ligne de visée. S'inspirant du modèle de transmission au limbe présenté par EHRENREICH *et al.* [2006b], TINETTI *et al.* [2007a,b] ont modélisé les spectres infrarouges de transmission des planètes en transit HD 209458b et HD 189733b, et ont montré que *Spitzer* est bien adapté pour sonder la composition atmosphérique de ces planètes. La Fig. 2.1 présente le spectre prédit par TINETTI *et al.* [2007a] pour HD 189733b. L'instrument IRAC (*InfraRed Array Camera*, FAZIO *et al.* [2004]) de *Spitzer* possède quatre bandes (ou canaux) photométriques assez fines et centrées sur 3,6, 4,5, 5,8 et 8 μm . TINETTI *et al.* [2007a,b] prédisent une différence significative, due à l'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique, entre les canaux 1 à 3,6 μm et 3 à 5,8 μm . Cette différence d'absorption peut s'exprimer sous la forme d'une différence relative des rapports spectraux [BROWN, 2001],

$$\Delta \mathcal{R}_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{prédit}} \equiv \frac{\mathcal{R}'_{5,8\mu\text{m}} - \mathcal{R}'_{3,6\mu\text{m}}}{\mathcal{R}'_{3,6\mu\text{m}}}, \quad (2.1)$$

qui vaut de 1,7% [TINETTI *et al.*, 2007a] à 3,4% [TINETTI *et al.*, 2007b], suivant le jeu de coefficients d'absorption de l'eau utilisés dans les modèles. Or, une différence relative d'absorption observée ne sera pas nécessairement indicative d'une absorption atmosphérique; elle pourra aussi traduire une différence dans l'effet de l'assombrissement centre-bord à ces deux longueurs d'onde (*cf.* § 2.3.3). Aussi, nous préférons parler dans la suite en terme de rapport des rayons planétaire et stellaire en utilisant la relation (1.2), qui permet d'obtenir une prédiction de la différence de rayon planétaire due à l'absorption de l'eau,

$$\Delta(R_p/R_\star)_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{prédit}} \equiv \frac{(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}} - (R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}}}{(R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}}} \sim 0,85 \text{ à } 1,7\%. \quad (2.2)$$

L'idée est donc de réaliser la spectrophotométrie du transit de HD 189733b avec l'instrument IRAC et d'obtenir une valeur observée $\Delta(R_p/R_\star)^{\text{obs}}$. Ce chapitre décrit les observations *Spitzer* que nous avons collectées durant le transit de cette planète, à la recherche de la vapeur d'eau atmosphérique. Ce travail fait par ailleurs l'objet d'une publication [EHRENREICH *et al.*, 2007a].

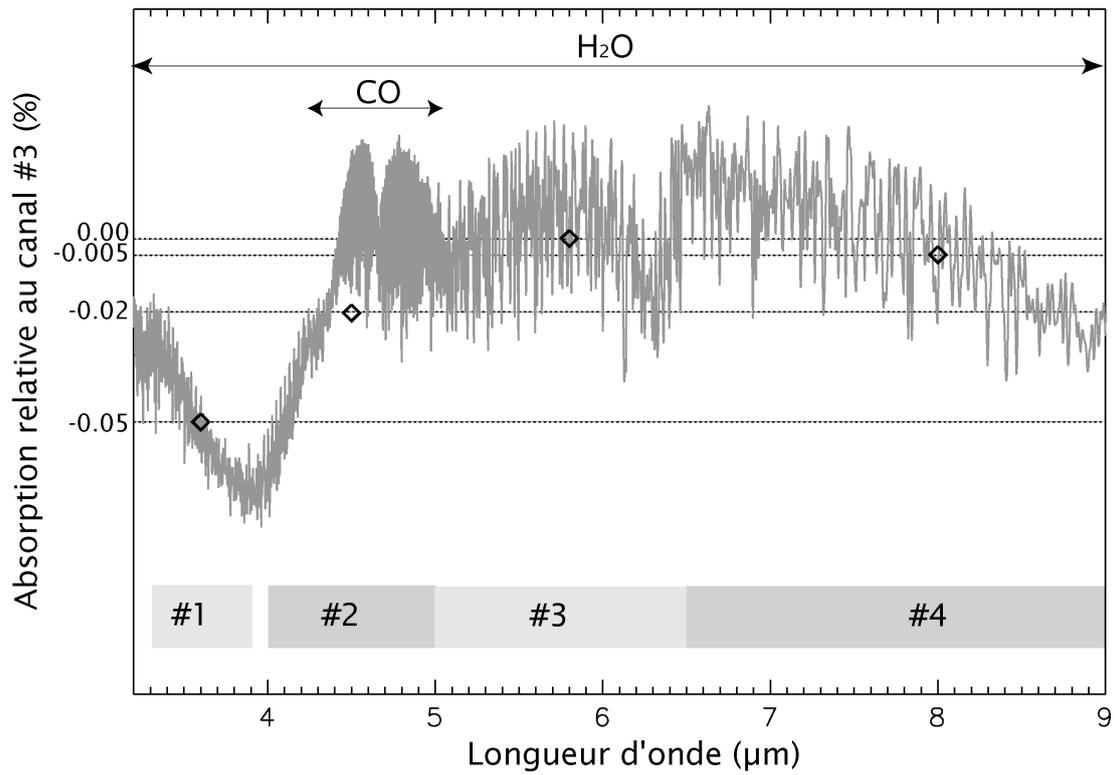


FIG. 2.1 – SPECTRE TRANSMIS PRÉDIT pour HD 189733b dans l'infrarouge [gris]. Les couvertures en longueur d'onde des canaux (1, 2, 3 et 4) de l'instrument IRAC de *Spitzer* sont représentées, ainsi que les valeurs intégrées du spectre de transmission dans chaque canal [diamants]. Les valeurs sont données en terme d'absorption relative ($\Delta F/F$) par rapport à l'absorption obtenue dans le canal 3. D'après TINETTI *et al.* [2007a]

2.2 Observations

L'étoile HD 189733, dans la constellation du Petit Renard (*Vulpecula*), est une étoile de la séquence principale, de type spectral K1-K2, de taille inférieure au Soleil ($R_\star = 0,753 \pm 0,025 R_\odot$; WINN *et al.* [2007]) mais, du fait de sa proximité à celui-ci (19,3 pc), de magnitude apparente élevée ($V = 7,67$). Le transit de cette petite étoile brillante par un Jupiter chaud de masse $M_p = 1,13 M_\lambda$ et de rayon $R_p = 1,16 R_\lambda$ [BAKOS *et al.*, 2006a; WINN *et al.*, 2007], découvert par BOUCHY *et al.* [2005], donne ainsi lieu à l'occultation la plus profonde jamais détectée pour une planète extrasolaire : $\Delta F/F \sim 2,5\%$. HD 189733b est donc devenue la cible favorite des exoplanétologues.

Dans le cadre du cycle 3 du *Spitzer Space Telescope*, nous avons observé HD 189733 durant la nuit d'Halloween 2006 (31 octobre), à l'occasion d'un transit planétaire. Pendant 4,5 h, nous avons continûment observé l'étoile avec l'instrument IRAC, couvrant complètement le transit de 1,8 h. Afin d'éviter de repointer le télescope pendant les observations, et garder ainsi l'étoile sur le même pixel pour accroître la précision photométrique, nous avons utilisé une seule paire de canaux instrumentaux : le canal 1, large de $0,75 \mu\text{m}$ et centré sur $3,6 \mu\text{m}$, et le canal 3, large de $1,42 \mu\text{m}$ et centré sur $5,8 \mu\text{m}$. Ceci nous a permis, en utilisant le « mode stellaire » (*stellar mode*) de l'instrument, d'acquérir la courbe de lumière du transit simultanément dans deux bandes de longueurs d'onde. Compte-tenu du temps d'observation qui nous a été alloué, nous n'avons pas pu observer un second transit, ni utiliser l'autre paire de canaux d'IRAC.

L'observation a été subdivisée, dans chaque canal, en 1936 expositions consécutives, chaque exposition ayant un temps de pose de 0,4 s dans le canal 1 et 2 s dans le canal 3. Les courts temps de pose d'IRAC en mode stellaire évitent à l'étoile ($K = 5,5$) de saturer le détecteur. Nous avons utilisé les fichiers FITS de type BCD (*basic calibrated data*) fournis par le *pipeline* de l'instrument. Celui-ci effectue une soustraction de la plage de lumière uniforme (*flat-field*) et corrige des rayons cosmiques.

2.3 Analyse des données

2.3.1 Photométrie et fond de ciel

Pour obtenir une courbe de luminosité de l'étoile en fonction du temps pendant le transit de la planète—ou plus simplement, courbe de transit—à partir des 1936 images bidimensionnelles obtenues, nous avons effectué une photométrie d'ouverture pondérée [HORNE, 1986; NAYLOR, 1998] en additionnant le flux F_{ij} par pixel (i, j) corrigé du fond de ciel (*background*) $B(t)$ et pondéré par un poids W_{ij} , dans une ouverture d'un rayon r donné et centrée sur l'étoile. Pour chaque image obtenue à un temps t donné, nous obtenons donc

$$F_w(t) = \sum_{i,j}^{i^2+j^2 < r^2} W_{ij} [F_{ij}(t) - B(t)]. \quad (2.3)$$

La pondération optimale par pixel W_{ij} , basée sur l'estimation du bruit de photon (ou bruit blanc) est, suivant HORNE [1986] et NAYLOR [1998],

$$W_{ij} = (P_{ij}/\sigma_{ij}^2) / \sum_{i,j}^{i^2+j^2 < r^2} (P_{ij}^2/\sigma_{ij}^2), \quad (2.4)$$

où P_{ij} et σ_{ij} sont respectivement la fonction de diffraction ponctuelle (ou PSF, pour *point spread function*) et l'erreur sur la mesure du flux pour un pixel (i, j) donné. La PSF est estimée dans chaque canal et pour chaque pixel comme la valeur médiane du flux corrigé du fond de ciel,

$$P_{ij} = \langle F_{ij}(t) - B(t) \rangle. \quad (2.5)$$

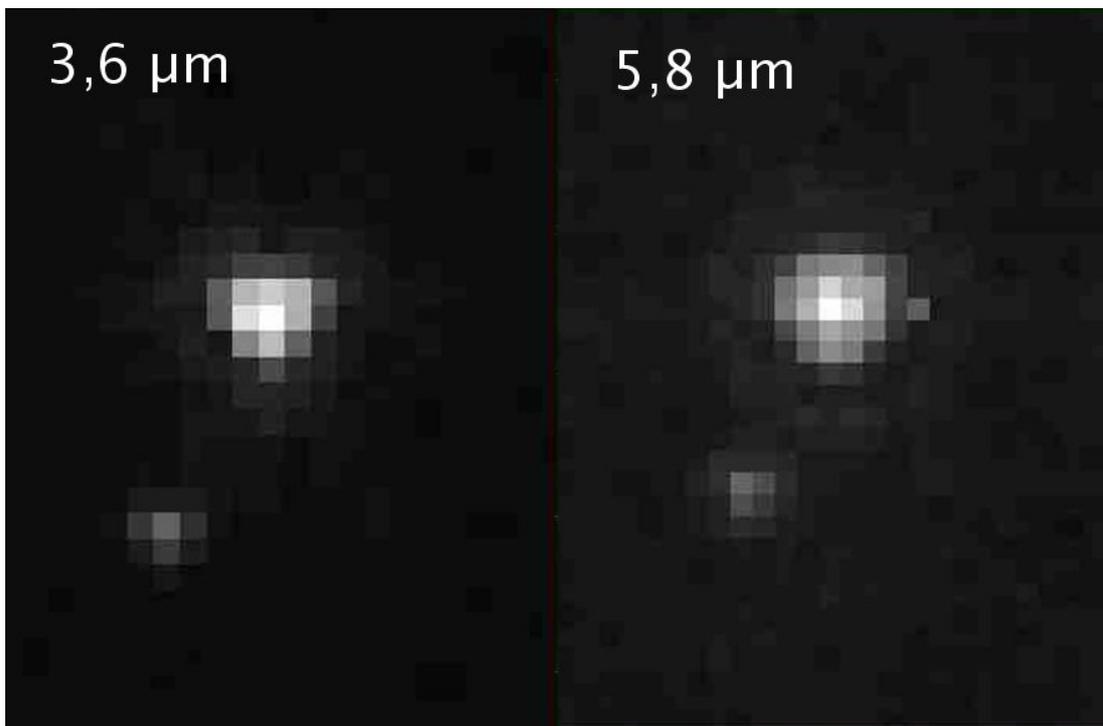


FIG. 2.2 – IMAGES DE L'ÉTOILE HD 189733b obtenues dans les canaux 1 [à gauche] et 3 [à droite] de l'instrument IRAC, dont les bandes passantes sont respectivement centrées autour de 3,6 et 5,8 μm . L'autre étoile visible sur les images est HD 189733B, la compagne de HD 189733 [BAKOS *et al.*, 2006b]. Sur l'image à 5,8 μm , on peut voir un pixel anormalement brillant situé 4 pixels à droite du pic de luminosité de HD 189733 ; il s'agit d'un artéfact instrumental.

L'erreur sur la PSF est considérée égale à la valeur médiane du bruit de photon pour ce même pixel,

$$\sigma_{ij} = \langle F_{ij}(t) \rangle^{1/2}. \quad (2.6)$$

Finalement, l'erreur sur $F_w(t)$ s'exprime

$$\sigma_{F_w} = \left(\sum_{ij}^{i^2+j^2 < r^2} W_{ij}^2 \sigma_{ij}^2 \right)^{1/2}. \quad (2.7)$$

Notons par ailleurs que cette valeur reste constante en fonction du temps.

Le fond de ciel est évalué dans un anneau centré sur l'étoile, dont les rayons interne et externe sont, respectivement, 16 et 18 pixels. Nous avons essayé des anneaux de tailles diverses afin de vérifier, d'une part, que le fond de ciel n'est pas contaminé par la tâche de diffraction de l'étoile et, d'autre part, que la contribution des autres étoiles du champ est minimisée. Le fond de ciel a des valeurs typiques de l'ordre de 0,05 et 0,1 – 0,2 mJy par pixel, respectivement dans les canaux 1 et 3. Ces valeurs sont près de 10 000 fois moindres que le flux stellaire intégré dans l'ouverture photométrique.

Les courbes de transit pondérées sont extraites à l'aide d'une ouverture photométrique circulaire d'un rayon de 6 pixels et qui contient 113 pixels. Ces courbes sont représentées, pour les canaux 1 et 3, dans la Fig. 2.3 [*panneaux inférieurs*], accompagnées des fonds de ciel correspondants [*panneaux médians*] et des courbes de transit non pondérées données en unités physiques [*panneaux supérieurs*]. En sus de la forme caractéristique de la courbe de lumière, due au passage de la planète qui engendre une occultation de plus de 2% pendant environ 6 500 s, le signal apparaît pollué par plusieurs effets. Ainsi, les courbes obtenues dans les deux canaux présentent-elles une forte diminution du flux durant les $\sim 1\,000$ premières secondes d'observation. La courbe obtenue à $3,6\ \mu\text{m}$ dans le canal 1, où l'étoile est proche de la saturation, exhibe de remarquables fluctuations, attribuées—nous le verrons—aux variations de la sensibilité à l'intérieur même des pixels du détecteur (on parle de variations « intra-pixel »). Un coup d'œil attentif aux images bidimensionnelles prises à $5,8\ \mu\text{m}$ avec le canal 3 (*cf.* Fig. 2.2) révèle une contamination de la photométrie d'ouverture par un effet indésirable d'écho lumineux. Dans ce même canal, la courbe de lumière est également affectée par une dérive décroissante. Nous allons à présent détailler ces différents artefacts ainsi que les corrections que nous y avons apportés.

2.3.2 Artefacts instrumentaux

Saturation

Le flux de HD 189733 observé est de 1 700 mJy à $3,6\ \mu\text{m}$. Cela représente près du double de la valeur recommandée (et conservative...) par rapport à la saturation du détecteur, pour un temps de pose de 0,4 s en mode stellaire. Cependant, les données brutes du canal 1 indiquent que le pixel le plus brillant dans la tâche de diffraction due à l'étoile n'excède la valeur de saturation ($DN = 30\,000$) que durant la première centaine d'expositions. Or, celles-ci sont bien rejetées lors de la réduction des données. Dans les expositions suivantes, le flux reste en-dessous du seuil de saturation, dans le régime linéaire.

Variation intra-pixel de la sensibilité à $3,6\ \mu\text{m}$

D'une part, la sensibilité à la lumière reçue n'est pas uniforme non seulement au niveau du détecteur, d'un pixel à l'autre, mais aussi à l'intérieur même des pixels. D'autre part, les mouvements infimes du télescope pendant l'observation engendrent un déplacement du centroïde de l'étoile au sein d'un pixel. Par conséquent, la luminosité apparente de l'étoile dépend de la position de celle-ci par rapport au centre du pixel (le déphasage ϕ). REACH *et al.* [2006], dans le manuel de l'instrument, parlent de *pixel-phase effect*. Cet effet est négligeable dans le canal 3

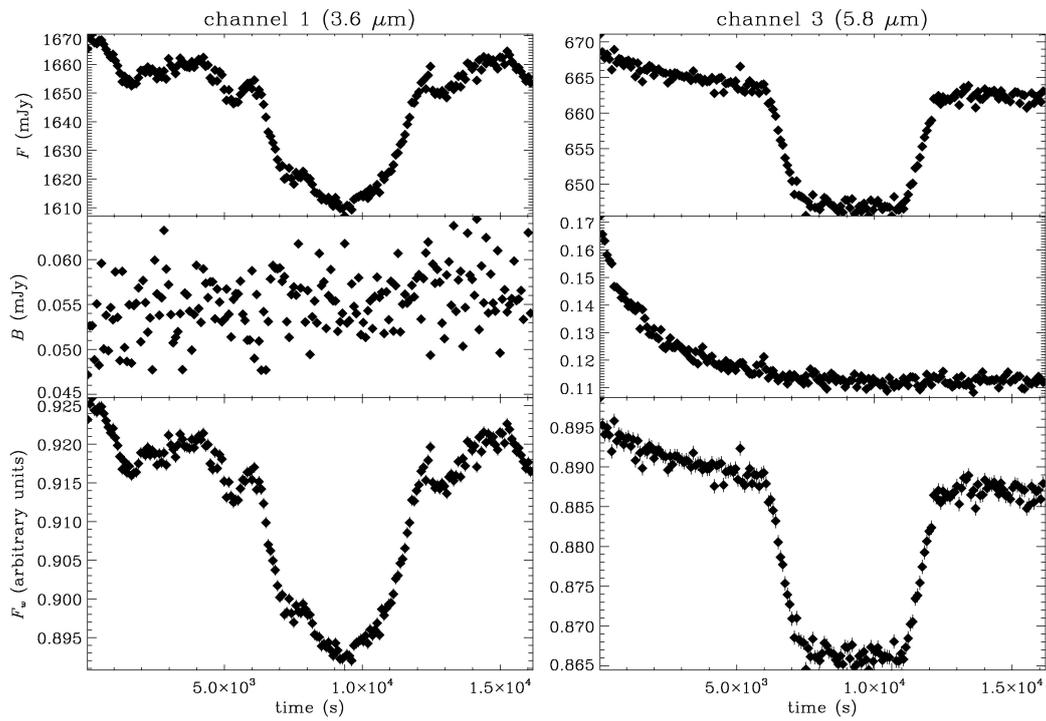


FIG. 2.3 – Courbes de lumière brutes de HD 189733b à 3,6 [à gauche] et 5,8 μm [à droite]. Sont représentées : les courbes de lumière $F(t)$ non-pondérées et corrigées du fond de ciel [en haut], le fond de ciel $B(t)$ [au milieu] et les courbes de lumière $F_w(t)$ pondérées et corrigées du fond de ciel [en bas].

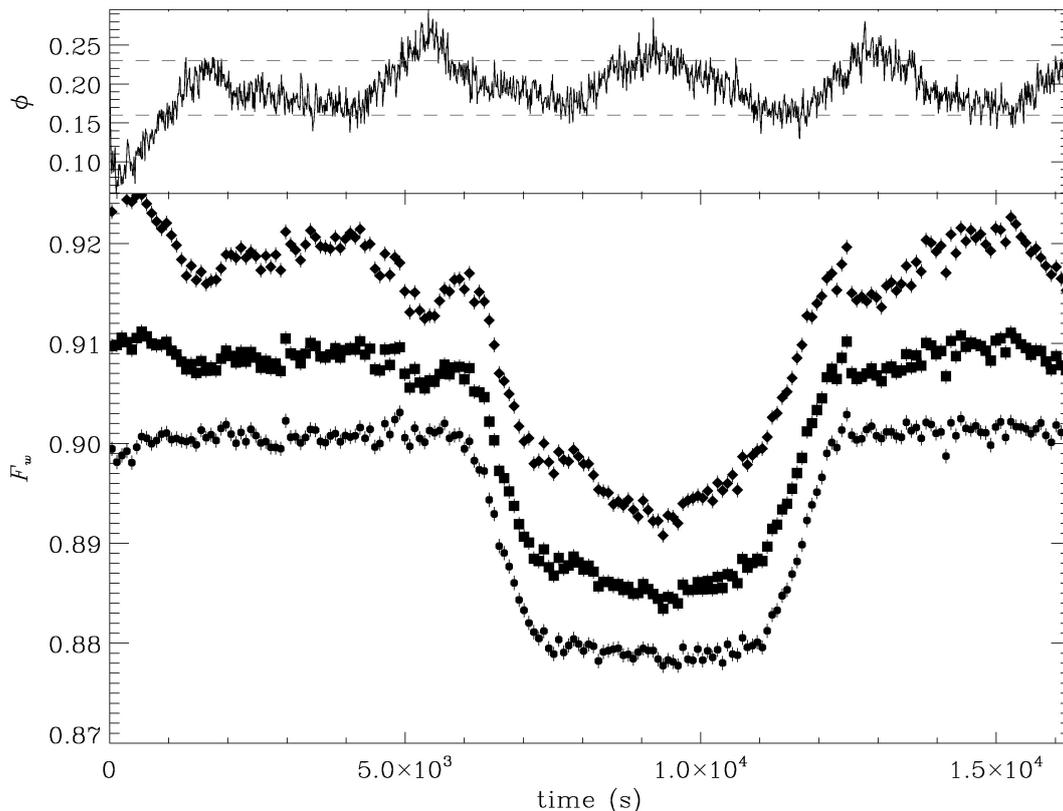


FIG. 2.4 – Correction for the pixel-phase effect at $3.6 \mu\text{m}$ in IRAC channel 1. The pixel phase ϕ is plotted in the upper panel as a function of time. We reject the exposures with extreme pixel phases in the final light curve (the phase limits are indicated by the dashed lines). The lower panel presents the weighted light curve at $3.6 \mu\text{m}$ from Fig. 2.3 (diamond) and light curves corrected for pixel phase according to Eq. (2.8) with $k = 0.0535$ (as in [MORALES-CALDERÓN *et al.* \[2006\]](#); squares) and $k = 0.096$ (circles). This last coefficient gives our best corrected light curve.

d'IRAC. En revanche, comme [MORALES-CALDERÓN *et al.* \[2006\]](#) l'ont remarqué, il est important, et donc gênant, dans le canal 1. De plus, l'effet est sans doute amplifié lorsque l'étoile est proche de la saturation, ce qui est notre cas. [REACH *et al.* \[2006\]](#) proposent une méthode pour corriger cet effet, qui consiste à appliquer à la courbe de lumière un coefficient correctif dépendant du déphasage,

$$F_w^{\text{cor}} = F_w \left[1 + k \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} - \phi \right) \right]^{-1}, \quad (2.8)$$

où le déphasage s'exprime

$$\phi = [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2]^{1/2}, \quad (2.9)$$

et où (x, y) est la position du centroïde tandis que x_0 et y_0 sont les coordonnées entières du pixel contenant le centroïde. La valeur optimale du coefficient k est obtenue en ajustant itérativement une droite à la ligne de base hors-transit de la courbe de lumière (*cf.* Fig. 2.4). La différence relative dans la mesure de $(R_p/R_\star)_{3.6\mu\text{m}}$ introduite par cet effet est de l'ordre de $\Delta(R_p/R_\star)_{3.6\mu\text{m}}^\phi \sim 2\text{--}3\%$.

Échos lumineux à 5,8 μm

Lors de l'observation d'étoiles très lumineuses, des échos lumineux indésirables (*bandwidth effect*) peuvent apparaître 4, 8 et 12 colonnes à droite d'un pixel brillant, dans les canaux utilisant des détecteurs à base de silicium dopé à l'arsenic (Si:As). C'est le cas du canal 3 que nous utilisons pour mesurer le rapport $(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}$. La limite de saturation pour une source ponctuelle dans ce canal et pour un temps de pose de 2 s est de 1 400 mJy, soit le double du flux de l'étoile observé à cette longueur d'onde. Pourtant, comme nous pouvons le constater sur la Fig. 2.2 [à droite], le pixel situé 4 colonnes à droite du pic de luminosité de l'étoile est anormalement brillant ; il le reste sur toutes les images de la série temporelle. Nous avons donc décidé d'exclure ce pixel suspect de la photométrie d'ouverture, suivant en cela les recommandations des rapports de statut de l'instrument IRAC.² La non-prise en compte de ce pixel entraîne une diminution significative de la valeur mesurée de $(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}$, $\Delta(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}^{\text{écho}} \sim 1\%$. Non corrigé, cet effet peut mimer une absorption due à la présence d'eau et induire une fausse détection.

Dérive du flux à 5,8 μm

Une dérive décroissante non linéaire peut être observée dans la courbe de transit obtenue dans le canal 3 à 5,8 μm (cf. Fig. 2.3 [à droite]). Le flux décroît tout d'abord rapidement, de manière quadratique ou exponentielle, puis semble se stabiliser dans une dérive linéaire au-delà de 2 500 s après le début des observations. Plusieurs choix s'offrent donc à nous pour corriger cette dérive :

- nous pouvons abandonner les expositions pendant les premières 2 500 s d'observation et ajuster une droite à la ligne de base hors-transit formée par les expositions suivantes ;
- nous pouvons garder la plupart des expositions au début de l'observation et ajuster un polynôme quadratique ou une fonction exponentielle à la ligne de base hors-transit.

Nous avons effectué des tests sur le type d'ajustement (linéaire, quadratique et exponentiel) ainsi que sur le nombre d'expositions rejetées au début de l'observation, afin d'appréhender l'influence de ces paramètres sur les résultats produits par la procédure d'ajustement des courbes de transit (voir § 2.3.3). Dans ce but, nous avons introduit le temps $t_{\text{début}}$ définissant le début de l'ajustement comme un paramètre libre. Par souci d'uniformité, nous avons appliqué les mêmes tests à la courbe de transit obtenue dans le canal 1 à 3,6 μm , qui ne présente pas de dérive particulière.

Les résultats de ces tests sont représentés dans la Fig. 2.5. Lorsque $t_{\text{début}}$ varie, une importante dispersion des résultats et notamment du rapport des rayons planétaire et stellaire (R_p/R_\star) , est visible pour le canal 3. En fonction du type de fonction utilisée pour ajuster la base du transit, nous obtenons une dispersion pour ce rapport de $\Delta(R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}}^{\text{dérive}} \sim 0,1\%$ dans le canal 1 et $\Delta(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}^{\text{dérive}} \sim 0,6\%$ dans le canal 3.

En fait, notre connaissance limitée du niveau exacte de la ligne de base hors-transit introduit une incertitude systématique lors de la détermination des paramètres du système. Cette incertitude sera prise en compte dans la suite en tant qu'erreur systématique.

2.3.3 Détermination des paramètres du système

Sélection des expositions

Une sélection a été faite parmi les 1936 expositions initialement obtenues, dans le but de réaliser la meilleure photométrie possible. Toute exposition présentant, au sein de l'ouverture photométrique, un pixel marqué par le *pipeline* de l'instrument, est rejetée. Cette sélection n'a pas été appliquée à un pixel situé dans l'aile de la PSF de l'étoile dans le canal 1 et systématiquement marqué comme ayant une « précision photométrique trop faible », ce que nous avons pu vérifier. En revanche, nous avons également pu vérifier que l'inclure ou l'exclure

²Les rapports de statut d'octobre et décembre 2005, disponibles à l'adresse <https://lists.ipac.caltech.edu/mailman/htdig/irac-ig>.

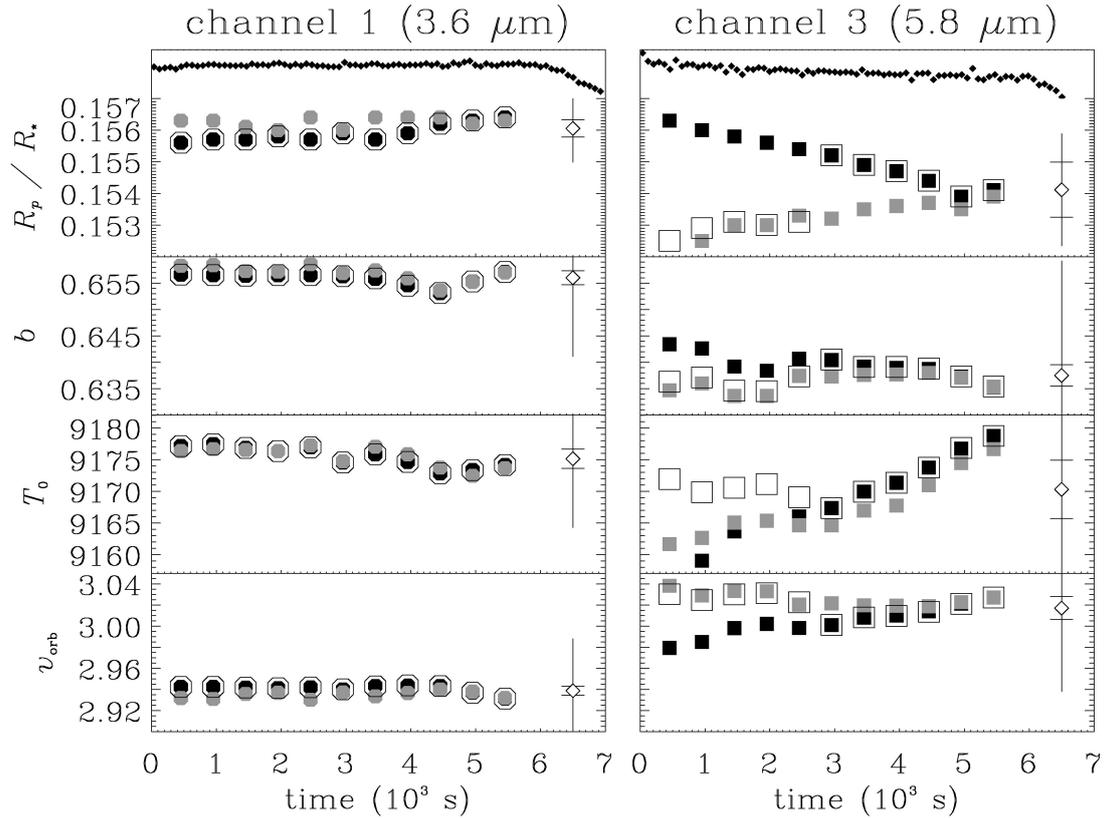


FIG. 2.5 – PARAMÈTRES DU SYSTÈME DE HD 189733b obtenus dans les canaux 1 [à gauche] et 3 [à droite], en fonction du temps $t_{\text{départ}}$ à partir duquel nous commençons l’ajustement des courbes de transit. Ces courbes sont tracées pour chaque canal [losanges noirs, panneaux supérieurs] jusqu’à l’entrée en transit. Les paramètres tracés sont [de haut en bas] : R_p/R_* , b , T_0 et v_{orb} . Afin de corriger de la dérive décroissante en flux observée dans le canal 3, le modèle de la courbe de transit ajusté peut inclure une ligne de base hors-transit linéaire [carrés noirs], quadratique [carrés gris] ou exponentielle [carrés vides]. Ces modèles ont également été appliqués au canal 1. Compte tenu de la dispersion dans les valeurs obtenues, surtout pour le canal 3, la valeur arrêtée pour chaque paramètre correspond à la moyenne de chaque jeu de résultats obtenus [losanges vides]. Une erreur systématique [délimitée par les barres horizontales], égale à l’écart-type de chaque jeu de résultats, est ajoutée à l’incertitude statistique sur chaque paramètre.

Coefficient	3,6 μm	5,8 μm
C_1	0,6023	0,7137
C_2	-0,5110	-1,0720
C_3	0,4655	1,0515
C_4	-0,1752	-0,3825

TAB. 2.1 – COEFFICIENTS DE LA LOI D'ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD

de l'ouverture photométrique ne changeait en rien les résultats obtenus. Nous avons rejeté la douzaine d'expositions pour lesquelles, dans chaque canal, la photométrie d'ouverture présente des variations importantes et isolées par rapport au niveau « normal » de la courbe de transit. Dans le canal 1, nous n'avons gardé que les expositions dont le déphasage est compris dans l'intervalle $0,16 < \phi < 0,23$ (*cf.* Fig. 2.4 [*en haut*]). Cette dernière sélection permet de minimiser l'influence d'éventuels résidus de la correction des variations intra-pixel de la sensibilité (voir § 2.3.2). En rejetant les 500 premières secondes d'observation ($t_{\text{début}} = 500$ s), la sélection effectuée revient à prendre en compte 75 et 96% du nombre initial d'expositions, respectivement dans les canaux 1 et 3.

Ajustement des courbes de transit

Les courbes de transit à 3,6 et 5,8 μm sont ajustées par une procédure basée sur le modèle analytique décrit par MANDEL & AGOL [2002], qui inclut notamment l'effet de l'assombrissement centre-bord (voir § 2.3.3). La procédure est capable d'ajuster à la courbe de transit des lignes de base linéaires, quadratiques ou exponentielles. Les paramètres de l'ajustement sont, pour chaque canal :

- le rapport des rayons planétaire et stellaire R_p/R_\star ;
- le paramètre d'impact b en unité de rayons stellaires ;
- la vitesse orbitale v_{orb} en unité de rayons stellaires qui, parce que la période orbitale est connue avec une bonne précision (2,218 573 jours d'après HÉBRARD & LCAVELIER DES ETANGS [2006]) peut être exprimée comme $R_\star M_\star^{-1/3}$, où M_\star est la masse de l'étoile ;
- le temps de mi-transit T_0 .

Nos meilleurs ajustements sont tracés dans la Fig. 2.6.

Assombrissement centre-bord

La contribution de l'assombrissement centre-bord de l'étoile à la courbe de transit est calculée avec la formule non-linéaire fournie par MANDEL & AGOL [2002], qui inclue quatre coefficients dépendant de la longueur d'onde. Ces coefficients sont trouvés par l'ajustement d'un modèle stellaire de KURUCZ [2006], dont les paramètres ($T_{\text{eff}} = 5000$ K, $\log g = 4,5$, abondances solaires) sont proches des paramètres observés de HD 189733, à 17 positions planétaires différents, du centre de l'étoile jusqu'au limbe de celle-ci. Avant d'ajuster la loi non-linéaire, le modèle stellaire est convolué, pour chaque position, avec les bandes passantes photométriques de l'instrument. Les coefficients obtenus pour chaque longueur d'onde sont donnés dans la Table 2.1.

L'incertitude sur les coefficients de la loi d'assombrissement centre-bord n'a pas d'effet significatif sur les résultats. En revanche, l'incertitude sur le paramètre d'impact b engendre une incertitude importante sur l'amplitude de cet assombrissement et, par conséquent, une incertitude sur les mesures du rayon planétaire. Ainsi, la différence relative dans le rapport des rayons planétaire et stellaire est-elle de $\Delta(R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}}^{\text{acb}} \sim 1\%$ à 3,6 μm et $\Delta(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}^{\text{acb}} \sim 0,3\%$ à 5,8 μm . L'effet de l'assombrissement centre-bord peut être apprécié dans la Fig. 2.6 [*insert*].

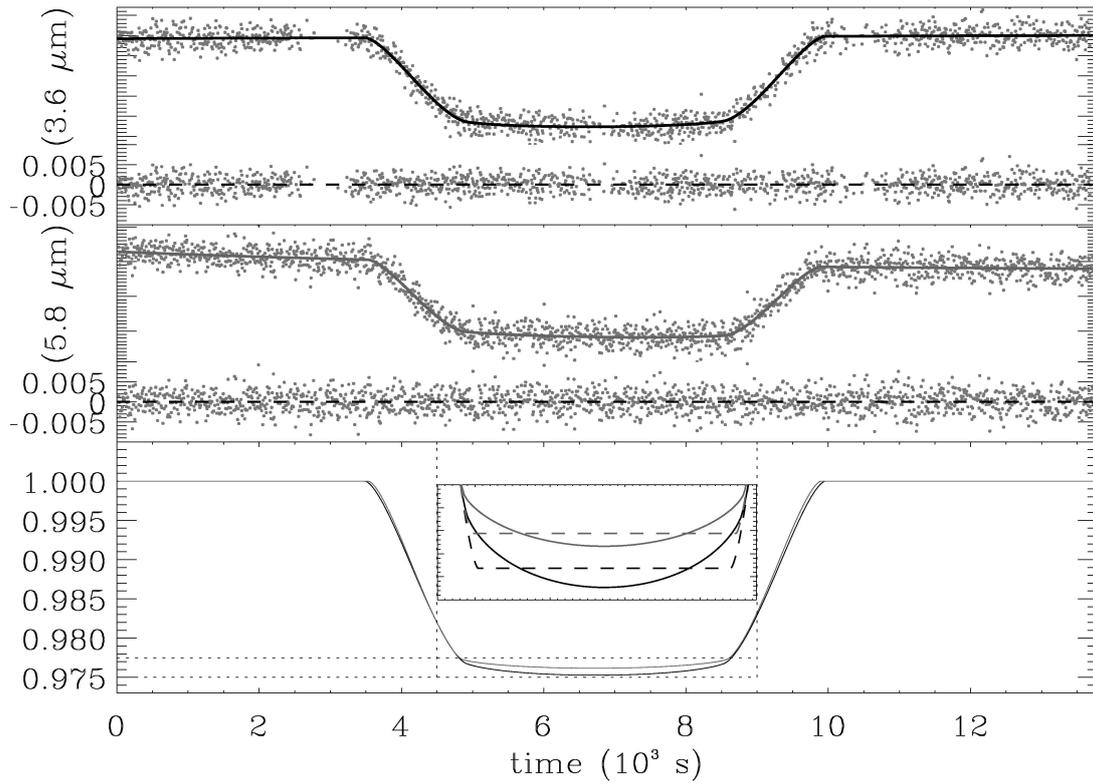


FIG. 2.6 – Courbes de lumière finales de HD 189733 [points grisés], pendant le transit du 31 octobre 2006 à 3,6 [en haut] et 5,8 μm [au milieu]. Les ajustements [traits épais] sont calculés à partir des paramètres du système donnés dans la Table 2.2. Les résidus figurent sous chaque courbe de transit. La comparaison des deux courbes de transit ajustées [en bas et dans l'insert] montre l'effet de l'assombrissement centre-bord de l'étoile sur la profondeur du transit [traits continus] par rapport à un transit devant une étoile de brillance uniforme [tirets].

Erreurs statistiques

Rappelons l'expression du χ^2 pour une courbe de lumière y comprenant ℓ mesures indépendantes (ou degrés de liberté) y_1, y_2, \dots, y_ℓ dont les incertitudes sont $\sigma_{y_1}, \sigma_{y_2}, \dots, \sigma_{y_\ell}$, et que l'on cherche à ajuster par une fonction \tilde{y} :

$$\chi^2 = \sum_{l=1}^{\ell} \left(\frac{y_l - \tilde{y}_l}{\sigma_{y_l}} \right)^2. \quad (2.10)$$

Si \tilde{y} ne dépend que d'un seul paramètre x , la valeur optimale de x est celle qui permet de minimiser le χ^2 , c'est-à-dire d'obtenir $d\chi^2/dx = 0$.

Ici, nous avons quatre paramètres : R_p/R_* , b , v_{orb} et T_0 . La barre d'erreur statistique sur chaque paramètre est calculée à l'aide de la méthode du « $\Delta\chi^2$ » décrite par HÉBRARD *et al.* [2002] : un jeu de paramètres optimaux est obtenu par minimisation de χ^2 ; plusieurs valeurs du paramètre pour lequel on cherche à calculer l'intervalle de confiance sont alors testées et pour chaque valeur, une courbe de transit est ré-ajustée—tous les autres paramètres étant laissés libres ; la variation du χ^2 en fonction de la valeur du paramètre permet alors d'estimer les intervalles de confiance à 1σ ($\Delta\chi^2 = 1$), 2σ ($\Delta\chi^2 = 4$), \dots , $n\sigma$ ($\Delta\chi^2 = n^2$).

La qualité de l'ajustement est donnée par la valeur du « χ^2 réduit », χ^2/ℓ , où ℓ est le degré de liberté de la courbe de lumière. Celui-ci correspond au nombre d'expositions retenues (voir § 2.3.3). En supposant que nous sommes limités par le bruit de photon, nous obtenons $\chi^2/\ell \sim 1,5$ à $3,6 \mu\text{m}$ et $\chi^2/\ell \sim 1,3$ à $5,8 \mu\text{m}$. Obtenir $\chi^2/\ell > 1$ indique que nous sous-estimons les incertitudes réelles en utilisant le bruit de photon. Nous renormalisons donc ces incertitudes par des facteurs de $\sqrt{1,5} = 1,22$ à $3,6 \mu\text{m}$ et $\sqrt{1,3} = 1,14$ à $5,8 \mu\text{m}$, de manière à obtenir $\chi^2/\ell \sim 1$ dans les deux canaux.

Varié, comme nous l'avons fait, le type d'ajustement à la courbe de transit (linéaire, quadratique, exponentiel) et jouer sur la valeur de $t_{\text{départ}}$ ne change pas significativement la valeur du χ^2 obtenu. Cela montre que la courbe de lumière ne contient pas suffisamment d'informations pour contraindre ces deux sources d'incertitudes.

Erreurs systématiques

Les effets décrits ci-dessus (§ 2.3.2) introduisent tous des incertitudes systématiques qui ne sont clairement pas négligeables en comparaison de l'effet recherché, une différence relative dans les rayons planétaires due à l'absorption par la vapeur d'eau de $\Delta(R_p/R_*)_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{prédit}} \sim 0,85$ – $1,7\%$, suivant les modèles. L'effet de l'assombrissement centre-bord, qui engendre $\Delta(R_p/R_*)_{3,6\mu\text{m}}^{\text{acb}} \sim 1\%$ à $3,6 \mu\text{m}$ et $\Delta(R_p/R_*)_{5,8\mu\text{m}}^{\text{acb}} \sim 0,3\%$ à $5,8 \mu\text{m}$, est pris en compte et corrigé par notre ajustement des courbes de transit à ces deux longueurs d'onde. Nos tests indiquent que nous parvenons à corriger les effets de variation intra-pixel de la sensibilité ($\Delta[R_p/R_*]_{3,6\mu\text{m}}^\phi \sim 2$) et d'écho lumineux ($\Delta[R_p/R_*]_{5,8\mu\text{m}}^{\text{écho}} \sim 1\%$) de manière satisfaisante.

En revanche, des incertitudes supplémentaires doivent être ajoutées pour prendre en compte les effets systématiques dus à la dérive du flux à $5,8 \mu\text{m}$ et, dans une moindre mesure, à $3,6 \mu\text{m}$. En effet, les χ^2 réduits obtenus en ajustant des lignes de base hors-transit linéaires, quadratiques ou exponentielles ne nous permettent pas de favoriser l'une de ces solutions. De plus, l'absence d'un « plateau » dans la courbe représentant $(R_p/R_*)_{5,8\mu\text{m}}$ en fonction de $t_{\text{départ}}$ (Fig. 2.5) ne nous permet pas non plus d'opter pour une valeur de $t_{\text{départ}}$ plutôt qu'une autre.

C'est pourquoi, après avoir exclu les paramètres obtenus pour les valeurs extrêmes de $t_{\text{départ}}$, nous avons attribué à chaque paramètre la valeur moyenne du jeu de solutions obtenus en fonction de $t_{\text{départ}}$ et du type d'ajustement utilisé. L'incertitude sur ces valeurs doit refléter la dispersion constatée, notamment dans le canal 3 ; nous avons donc ajouté à l'erreur statistique sur chaque paramètre une erreur systématique égale à l'écart-type de chaque jeu de solutions (voir aussi la Fig. 2.5).

Paramètre	3,6 μm	5,8 μm
R_p/R_\star	$0.1555 \pm 0.0011 \pm 0.0004$	$0.1542 \pm 0.0011 \pm 0.0009$
b	$0.641 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.638 \pm 0.004 \pm 0.002$
$T_0^{(a)}$ (s)	$53,214 \pm 9 \pm 2$	$53,218 \pm 11 \pm 5$
v_{orb} ($\times 10^{-4} R_\star \text{s}^{-1}$)	$2.978 \pm 0.010 \pm 0.006$	$3.016 \pm 0.012 \pm 0.011$
$(R_\star/R_\odot)(M_\star/0.82M_\odot)$	$0.737 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.728 \pm 0.003 \pm 0.003$
$\mathfrak{R}(b)$ (%)	$-2.418 \pm 0.03 \pm 0.01$	$-2.378 \pm 0.03 \pm 0.03$

TAB. 2.2 – PARAMÈTRES UTILISÉS POUR AJUSTER LES COURBES DE TRANSIT

(a) Donné comme $T_{\text{UTC}} - 215,500,000$ s(b) En ne supposant aucun assombrissement centre-bord, $\mathfrak{R}' = -(R_p/R_\star)^2$ [BROWN, 2001]

Paramètre	Valeur dans le visible ^(a)	Déviati on à 3,6 μm	Déviati on à 5,8 μm
R_p/R_\star	0.1575 ± 0.0017	0.8σ	1.4σ
$(R_\star/R_\odot)(M_\star/0.82M_\odot)$	0.753 ± 0.025	0.2σ	0.8σ
b	0.658 ± 0.027	0.1σ	0.6σ

TAB. 2.3 – Visible versus Infrared Transit Parameters(a) WINN *et al.* [2007]

2.4 Résultats et discussion

L'acuité de la méthode présentée ci-dessus est confirmée par le bon accord entre les paramètres de nos meilleurs ajustements des courbes de transit, obtenus indépendamment aux deux longueurs d'onde (voir la Table 2.2 et la Fig. 2.6). Par exemple, les rapports des rayons planétaire et stellaire sont similaires : nous trouvons $(R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}} = 0,1560 \pm 0,0008(\text{stat}) \pm 0,0002(\text{syst})$ et $(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}} = 0,1541 \pm 0,0009(\text{stat}) \pm 0,0009(\text{syst})$. La différence relative de ces rayons planétaires mesurés est, en utilisant la notation introduite précédemment, de $\Delta(R_p/R_\star)^{\text{obs}} = -0,84 \pm 1,00(\text{stat}) \pm 0,84(\text{syst})\%$.

Les résultats obtenus permettent, pour la première fois, de mesurer le rayon de la planète à 3,6 et 5,8 μm avec une précision comprise entre 10^{-3} et 10^{-2} . Cette précision n'est cependant pas suffisante pour permettre de détecter un composant atmosphérique comme la vapeur d'eau qui, d'après TINETTI *et al.* [2007a,b], devrait engendrer une différence dans le rayon de la planète de $\Delta(R_p/R_\star)_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{prédit}} \sim 0,85\text{--}1,7\%$. Notre résultat se situe en effet à $0,9\sigma$ de la borne inférieure de l'intervalle prédit et à $1,4\sigma$ de la borne supérieure.

À partir du même jeu de données, TINETTI *et al.* [2007b] affirment pourtant être parvenus à atteindre la précision nécessaire pour détecter un signal atmosphérique, mais leur interprétation ne repose que sur une analyse très préliminaire des données présentées ici. La différence entre nos résultats et ceux de TINETTI *et al.* [2007b] repose vraisemblablement sur les effets discutés et pris en compte dans le présent travail, comme les échos lumineux, la dérive du flux et l'assombrissement centre-bord. Tous ces effets ont une amplitude similaire à l'absorption atmosphérique recherchée, et peuvent donc engendrer un « faux positif ». En particulier, dans un système avec un paramètre d'impact important ($b \approx 0,6$), l'assombrissement centre-bord implique qu'aux niveaux de précision recherchés,

$$\mathfrak{R}' \neq (R_p/R_\star)^2 ; \quad (2.11)$$

cet effet intervient aussi dans le calcul de l'erreur statistique. Enfin, cet effet dépend de la longueur d'onde, si bien que comparer—comme le font TINETTI *et al.* [2007b]—les profondeurs des transits $\mathfrak{R}'_{3,6\mu\text{m}}$ et $\mathfrak{R}'_{5,8\mu\text{m}}$ ne saurait directement impliquer la détection d'une signature atmosphérique. Seule la comparaison des rapports des rayons $(R_p/R_\star)_{3,6\mu\text{m}}$ et $(R_p/R_\star)_{5,8\mu\text{m}}$ permet de s'affranchir des effets dus à l'étoile. Cela passe obligatoirement par un ajustement de la courbe de transit.

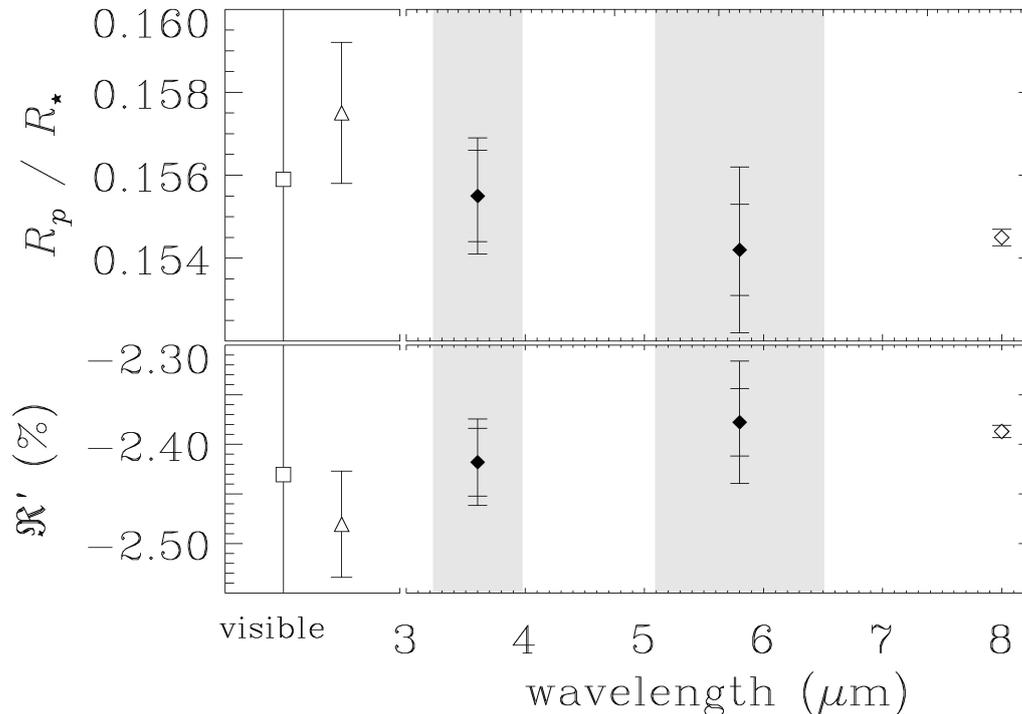


FIG. 2.7 – Rayon de la planète HD 189733b exprimé en rayons stellaires, en fonction de la longueur d’onde [*en haut*]. Nos deux mesures dans le proche infrarouge sont tracées [*losanges noirs*] et les bandes passantes des deux canaux d’IRAC sont représentées [*zones grisées*]. De précédentes mesures dans le visible (BAKOS *et al.* [2006a, carré]; WINN *et al.* [2007, triangle]) et dans l’infrarouge (KNUTSON *et al.* [2007a, losange blanc]) sont indiquées pour comparaison. Les rapports spectraux—ou profondeurs d’occultation—correspondants, $\mathfrak{R}' = -(R_p/R_*)^2$ [BROWN, 2001], sont également indiqués [*en bas*].

Les mesures les plus récentes du rayon de HD 189733b à différentes longueurs d’onde sont compilées dans la Fig. 2.7. Une comparaison particulière a été effectuée entre les paramètres du système que nous obtenons dans l’infrarouge et les valeurs données par WINN *et al.* [2007] dans le visible (*cf.* Table 2.3). Nos résultats sont bien en accord avec ceux de WINN *et al.* [2007]. Nos deux mesures du rayon planétaire à 3,6 et 5,8 μm sont également compatible avec la mesure réalisée par KNUTSON *et al.* [2007a] à 8 μm . Ces derniers auteurs semblent par ailleurs obtenir une précision plus grande que la notre, qui est plus proche de celle obtenue par WINN *et al.* [2007].

2.5 Conclusion

Plus généralement, le bon accord entre les mesures de rayons planétaires réalisées dans le visible et dans l’infrarouge pour différentes planètes extrasolaires, tels HD 209458b—mesuré dans le visible par KNUTSON *et al.* [2007b] et à 24 μm par RICHARDSON *et al.* [2006]—ou le « Neptune chaud » GJ 436b—mesuré dans le visible par GILLON *et al.* [2007b] et à 8 μm par GILLON *et al.* [2007a] et DEMING *et al.* [2007]—, montre que nous n’atteignons pas encore la précision nécessaire dans l’infrarouge pour caractériser les atmosphères des planètes en transit. La précision requise, de l’ordre de 10^{-4} , pourrait être obtenue en observant plusieurs transits avec la ligne de base hors-transit la plus longue possible. Ceci devrait permettre de s’affranchir des effets systématiques liés à l’indétermination de la ligne de base à l’extérieur du transit. De

prochaines observations *Spitzer* de HD 189733b à 3,6 μm et dans les canaux complémentaires de l'instrument IRAC à 4,5 et 8 μm , devraient permettre de mieux contraindre les résultats présentés ici.

Deuxième partie

Natures possibles des petites planètes extrasolaires

Prélude, chapitre 3

L’hypothèse des planètes-océans

UNE PETITE PLANÈTE n’est pas forcément une planète terrestre. Les planètes-océans sont un modèle de planètes intermédiaires entre les planètes telluriques et les géantes de glace. Composées pour une large part de glaces, la structure de ces planètes peut largement évoluer en fonction de la distance à l’étoile : banquise, océan global ou épaisse atmosphère de vapeur peuvent recouvrir ces objets versatiles ■

3.1 Un air de famille avec Ganymède, la Terre et Uranus

Les systèmes planétaires découverts jusqu’à maintenant possèdent des configurations surprenantes. Cela nous interpelle quant à la nature des processus de formation et d’évolution des planètes qui les composent. Des mécanismes capables d’expliquer ces configurations, et notamment la présence de planètes joviennes près de l’étoile, font la part belle aux interactions gravitationnelles entre les planètes et le disque circumstellaire [GOLDREICH & TREMAINE, 1979, 1980; WARD, 1997; TERQUEM, 2003]. Les processus de migration ou d’éjection nous permettent alors d’imaginer des planètes intermédiaires, de la taille d’une planète tellurique mais à la composition en espèces volatiles plus proche d’une planète géante comme Uranus ou Neptune.

Dans ce bref chapitre introductif, nous allons nous familiariser avec une catégorie d’objets n’ayant pas d’équivalent dans le Système solaire : les « planètes-océans ». Ces planètes hypothétiques servent de base au travail de modélisation décrit dans les chapitres 4 et 5, et qui consiste à décrire les dernières découvertes de planètes de faibles masses ($\sim 5 M_{\oplus}$, cf. RIVERA *et al.* [2005]; BEAULIEU *et al.* [2006]; UDRY *et al.* [2007]) et à préparer le terrain des futures découvertes de planètes de masses terrestres. Cette préparation est nécessaire pour éviter de se retrouver, face aux premières petites planètes extrasolaires, aussi désarmé que lors la découverte des premiers Jupiter chauds. Comme le résume KUCHNER [2003], « *une petite planète n’est pas nécessairement une planète terrestre* ».

Toute l’eau contenue sur Terre—dans l’atmosphère, les océans, la croûte, le manteau¹—ne représente que 0,01 à 0,1% de la masse de la planète, soit un rapport massique $H_2O/roche \approx 2,5 \times 10^{-4}$. La « planète bleue » est en réalité pauvre en eau, comparativement à certains corps du Système solaire ayant un rapport glace/roche beaucoup plus élevé, $\sim 1/3$ (Triton, Pluton, Charon) voire même ~ 1 (Encelade, Obéron, Dioné).

¹L’eau sur Terre : $1,35 \times 10^{21}$ kg dans les océans, $2,5 \times 10^{19}$ kg sous forme de glace, $0,25 \times 10^{21}$ kg dans la croûte terrestre et environ 2×10^{21} kg dans le manteau, soit $M_{H_2O} \approx 2,5 \times 10^{-4} M_{\oplus}$.

Une planète-océan a le même type de composition que certaines lunes glacées du Système solaire, avec un rapport H₂O/roche, ou plutôt glace/roche, proche de 1, mais une masse qui la rapproche davantage d’une grosse planète tellurique [LÉGER *et al.*, 2004]. Ces planètes hypothétiques tiendraient donc à la fois de la planète tellurique pour la masse, des lunes glacées pour la composition et des géantes de glace, comme Uranus ou Neptune, pour la taille.



Le rapport glace/roche

*Le rapport massique glace/roche permet de jauger la composition d’une planète en espèces volatiles en regard des matériaux réfractaires présents. En toute rigueur, il faudrait parler de rapport volatile/réfractaire mais, comme les planètes dont il est ici question—satellites glacés, planètes telluriques, planètes-océans, etc.—ne contiennent pas d’hydrogène ou d’hélium, nous pourrions admettre que tous les volatiles peuvent, si les conditions le permettent, se retrouver sous forme de glaces. La « glace » fait le plus souvent référence à H₂O, même si nous verrons au chapitre 5 qu’il faut prendre en compte d’autres espèces. Quant aux « roches », il s’agit des matériaux réfractaires, qui englobent par abus de langage les métaux, silicates et autres matériaux organiques. Le rapport glace/roche permet de distinguer les super-Terre des planètes-océans (cf. chapitre 6) et définit, pour une masse planétaire donnée, la taille de la planète [SOTIN *et al.*, 2007]. Ci-dessous, un tableau rassemble les rapports glace/roche de quelques corps du Système solaire (d’après SOTIN & TOBIE [2004] et HUSSMANN *et al.* [2006]).*

Objet	Rapport glace/roche
Terre	0,00025
Planète-océan	~ 1
Europe	0,08
Triton	0,40
Pluton	0,40
Charon	0,42
Ganymède	0,48
Titan	0,55
Callisto	0,56
Titania	0,73
Obéron	0,85
Encelade	0,89
Dioné	1,22
Rhéa	2,70

■

3.2 Origines possibles d’une planète-océan

Une planète-océan pourrait se former au-delà de la ligne des glaces de son disque protoplanétaire, avant de migrer plus près de l’étoile, où elle finirait de se refroidir.



La ligne des glaces

La ligne des glaces est un concept basé sur la limite de condensation de l’eau pure dans une nébuleuse protoplanétaire. Au-delà de cette ligne, toute l’eau de la nébuleuse doit se trouver sous forme de glace. Initialement, cette idée impliquait l’existence d’une nébuleuse en équilibre quasi-statique (steady state) : la quantité de matière tombant de la nébuleuse vers l’étoile est presque exactement compensée par celle en provenance du nuage moléculaire entourant la nébuleuse. Une vision plus moderne veut la ligne des glaces mobile au cours du temps, i.e. se déplaçant

progressivement vers l'étoile. Dans ce cas, ce n'est plus seulement l'équilibre en pression, mais aussi les équilibres en température et en densité de surface qui déterminent la composition radiale d'un système planétaire. Il faudrait également inclure les effets de migration, etc. Voir, par exemple, JANG-CONDELL & SASSELOV [2004]. ■

Une autre possibilité de formation est l'accrétion près de l'étoile, avec l'incorporation d'une fraction substantielle de planétésimaux glacés éjectés vers l'intérieur du système depuis les régions externes par des planètes géantes déjà formées. Le mécanisme d'éjections de planétésimaux a été introduit par SAFRONOV dans les années 60 (voir par exemple SAFRONOV & ZVJAGINA [1969]) et il est même possible qu'il soit à l'origine d'une partie de l'eau terrestre. Dans ce cadre, une planète-océan pourrait être vue comme une Terre trop bien dotée en eau.

Dans le Système solaire, la zone des glaces s'étend à partir de ~ 3 UA du Soleil. Au-delà, l'eau présente dans la nébuleuse primitive est condensée sous forme de glace ou d'hydrates; en-deçà de cette limite la glace est sublimée. Imaginons qu'un embryon planétaire croisse dans cette zone (*cf.* SAFRONOV & RUSKOL [1994]). Suite à la multitude d'impacts coalescents avec des planétésimaux ou des comètes, cette planète en devenir accumule non seulement des matériaux réfractaires (roches et métaux) mais également une quantité potentiellement importante d'espèces volatiles (glaces).

Si l'embryon devient très massif, il va également commencer à attirer et accréter le gaz présent dans le disque protoplanétaire. Dans ce cas, il est vraisemblable que l'objet devienne une planète géante gazeuse. Il doit donc exister une *masse maximale* pour une planète-océan, probablement de l'ordre de la masse des noyaux de Jupiter et de Saturne. D'après WUCHTERL *et al.* [2000], cette masse se situe aux alentours de $8 M_{\oplus}$.

3.3 Structure interne

LÉGER *et al.* [2004] et SOTIN *et al.* [2007] ont calculé la structure interne possible d'une planète-océan : pour une masse typique de $6 M_{\oplus}$, celle-ci est composée d'un noyau rocheux (métaux et silicates) de la taille de la Terre, enrobé dans un manteau dense et épais ($\sim 6\,000$ km) de volatiles gelés (glace d'eau, de dioxyde de carbone, d'ammoniac, *etc.*). La structure interne d'une planète-océan est comparée à celle de la Terre dans la Fig. 3.1. En fonction de la distance à l'étoile, et donc de la température de surface, un océan global, pouvant atteindre plusieurs centaines de kilomètres de profondeur, peut se former et se maintenir au-dessus du manteau de glace.

Une planète-océan n'est donc pas une « Terre immergée » ou un *waterworld*. La différence fondamentale avec les océans terrestres réside dans le socle océanique : l'océan global d'une planète-océan ne repose pas sur une croûte rocheuse, mais bel et bien sur un socle de glace ; ce que permet le diagramme des phases de l'eau dans les conditions de pression et de température régnant au fond d'un océan aussi profond (*cf.* Fig. 3.2).

Si la planète-océan est trop éloignée de son étoile, l'océan peut être recouvert par une banquise semblable à celle que l'on trouve sur Europe. Nous verrons au chapitre 4 dans quelles conditions un tel océan subglaciaire peut se maintenir, et s'il est possible que des planètes extrasolaires déjà détectées en possèdent un.

Une planète-océan est un objet différencié. Elle doit donc être suffisamment massive pour qu'une différenciation interne ait lieu entre les composés réfractaires, plus denses, et les composés les plus volatiles. Une telle différenciation s'est produite, au moins partiellement, pour toutes les planètes et satellites principaux du Système solaire, ainsi que pour les plus gros astéroïdes et objets de KUIPER. La masse minimale d'une planète-océan doit être assez faible, puisque dans le Système solaire, beaucoup de satellites, de masses très inférieures à celle de la Terre sont différenciés. Une masse minimale de $1 M_{\oplus}$ est retenue en pratique par LÉGER *et al.* [2004], car toute planète de masse inférieure serait très difficile à observer. Il s'agit ici d'une limite imposée par les moyens d'observation et non par la physique mise en jeu dans le problème.

La glace est soumise, dans les profondeurs d'une planète-océan, à des pressions colossales,

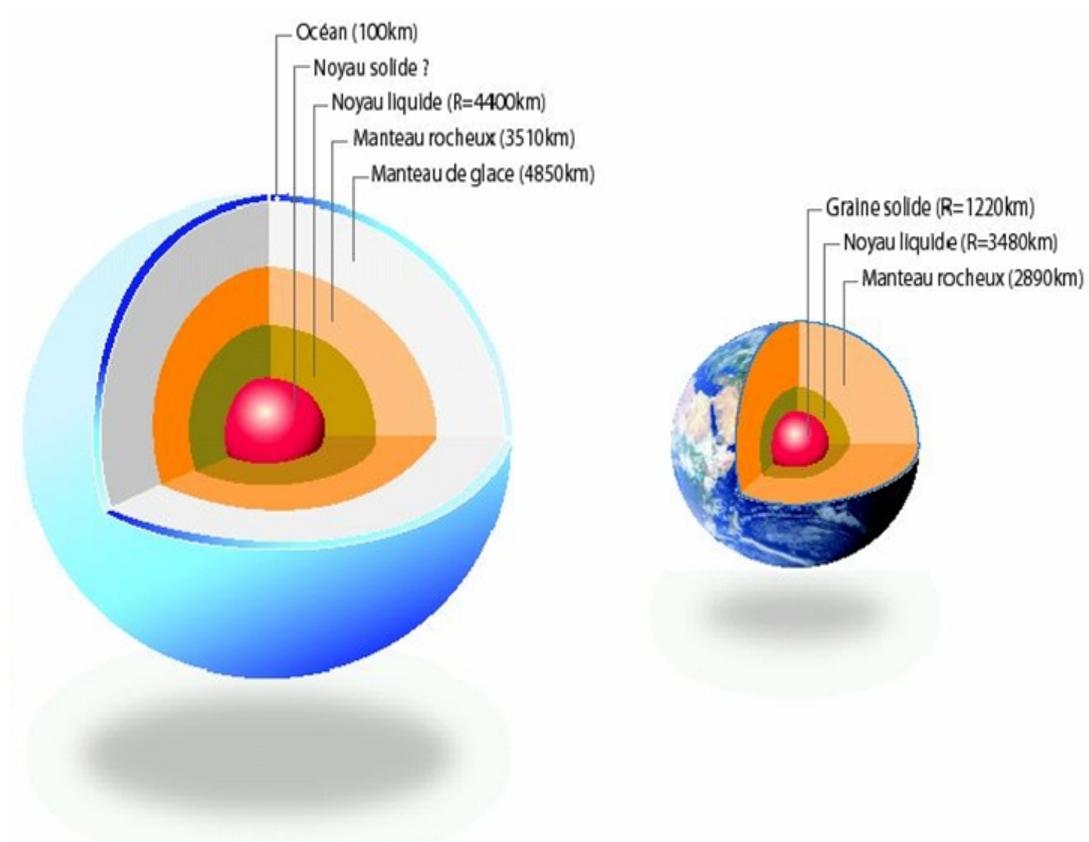


FIG. 3.1 – COMPARATIF DES STRUCTURES INTERNES d'une planète-océan de $6 M_{\oplus}$ et de la Terre. La Terre est principalement composée d'un noyau métallique (interne et externe) et d'un manteau rocheux. En plus de ces matériaux réfractaires, une planète-océan est composée d'une importante couche de volatiles, par exemple de la glace d'eau à haute pression sous la forme d'un manteau de glace. Ce dernier peut être recouvert par un océan global. ©LPG Nantes.

de l’ordre de ~ 100 GPa. La difficulté de modéliser la structure interne de ces planètes vient de ce que les diagrammes de phases des glaces qui composent le manteau ressemblent à des *terra incognita* vers les hautes pressions et températures. C’est particulièrement vrai pour les mélanges de glaces, dont le comportement peut notablement différer de celui des glaces pures prises séparément. D’où la question cruciale de la composition des glaces dans les planètes extrasolaires, que nous aborderons dans le chapitre 5.

3.4 Une famille étendue de planètes extrasolaires

La Fig. 3.2 reproduit un diagramme approximatif des phases de l’eau. Les transitions de phases représentées sont issues des équations données par WAGNER & PRUß [2002]. Pour une planète-océan de quelques masses terrestres et dont la phase volatile est constituée d’eau pure, ce diagramme est une fenêtre permettant de pénétrer jusqu’à plusieurs milliers de kilomètres sous la surface. Cinq profils p - T qualitatifs décrivent cinq évolutions possibles de la température, en fonction de la profondeur, pour cinq planètes-océans différentes. Les profils (a) et (b) caractérisent des planètes-océans chaudes, respectivement en-deça et sur le bord interne de la zone habitable de leurs systèmes [SELSIS *et al.*, 2007], où la température atmosphérique dépasse, dans les deux cas, la température critique de l’eau. Ces planètes ne peuvent donc accueillir d’océan liquide ; une épaisse atmosphère d’eau super-critique se retrouve en contact soit avec le manteau de silicates, soit avec de la « glace chaude » à très haute pression (hors du diagramme). Le cas (c) est celui d’une planète-océan tempérée, située dans la zone habitable [LÉGER *et al.*, 2004; SELSIS *et al.*, 2007] : c’est le cas nominal, où un océan global est en équilibre sur un socle de glace haute pression. Enfin, les profils (d) et (e) sont ceux de planètes-océans froides, situées au-delà de la ligne des glaces de leurs systèmes [EHRENREICH *et al.*, 2006a]. Les surfaces de ces deux planètes sont gelées, mais un océan subglaciaire existe dans le cas (d) (voir la Fig. 4.4 pour plus de détails).

Le terme « planète-océan » regroupe donc des objets d’une grande variété, des planètes-« hammam » dominées par une épaisse atmosphère super-critique aux planètes de glace. Ces objets ont tous en commun d’être des planètes de masse terrestre riches en volatiles, inconnus dans le Système solaire. Il s’agit d’alternatives possibles, en tout point d’un système planétaire, aux super-Terre et, à ce titre, d’autant de sujets d’étude à modéliser. Dans cette partie, nous étudierons plus particulièrement les planètes-océans froides, notamment détectables par la méthode des microlentilles gravitationnelles.

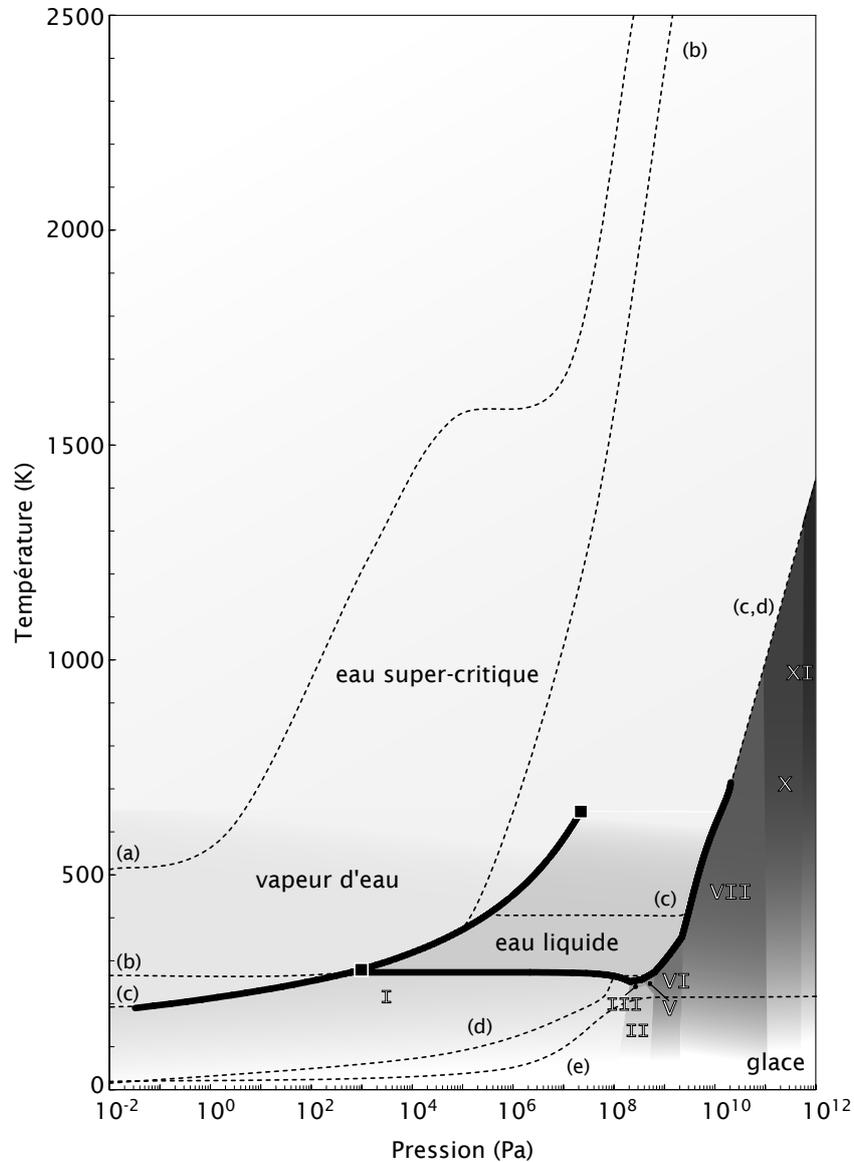


FIG. 3.2 – DIAGRAMME DES PHASES DE L'EAU. Diagramme pression-température (p - T) dans lequel où sont représentées les transitions de phases [*traits épais*], le point triple [*carré*] à $T = 273,13$ K et $p = 612$ Pa et le point critique [*carré*] à $T = 647$ K et $p = 22$ MPa. Au-dessus du point critique, l'eau est dans un état super-critique : il n'y a plus de distinction entre les phases gazeuse et liquide. Les domaines d'existence des différentes phases de la glace—correspondant à autant d'arrangements cristallins—sont approximativement figurés. La glace I est la glace connue sur Terre, de configuration hexagonale, que l'on trouve à basse pression. Les phases II, III, V, VI (*cf.* l'agrandissement Fig. 4.5), VII, X et XI sont les glaces de haute pression, qu'on peut trouver dans les manteaux de glace de certains satellites du Système solaire et dans les profondeurs des planètes-océans. Des profils p - T possibles de l'intérieur de planètes-océans sont également figurés [*tirets, cf. texte*].

Chapitre 4

Un océan subglaciaire dans une planète extrasolaire ?

DES PLANÈTES EXTRASOLAIRES d'une masse à peine supérieure à la Terre commencent à être détectées avec, en ligne de mire, la question de l'habitabilité et de la possibilité d'héberger de l'eau liquide. Nous étudions ici les propriétés possibles de ces petites planètes, et notamment d'OGLE 2005-BLG-390Lb, planète de $\sim 5 M_{\oplus}$ détectée à quelques UA de son étoile par effet de microlentille gravitationnelle. En fonction de la masse planétaire, de la distance à l'étoile et de la composition, nous estimons la possibilité pour des planètes *a priori* gelées d'abriter des océans subglaciaires entretenus par chauffage radiogénique. Les résultats sont présentés pour des analogues de super-Terre et de planètes-océans, et pourront donc s'appliquer, d'après les premiers résultats des relevés microlentilles, à une population importante d'objets ■

4.1 Où chercher l'eau ?

Pourquoi chercher l'eau liquide sur une planète extrasolaire ? Parce que nous pensons que la vie est apparue sur Terre grâce à l'eau liquide et au sein de celle-ci. Parce que la molécule H_2O est abondante dans l'Univers. Parce que ses propriétés exceptionnelles, notamment en tant que solvant, font de l'eau liquide un milieu particulièrement favorable à l'émergence d'une chimie riche, rapide et complexe [*cf.* OLLIVIER, 1999; BRACK, 2003], la recherche d'étendues d'eau liquide—lacs, mers ou océans, sur d'autres planètes, est sans doute l'un des enjeux majeurs de l'exoplanétologie.

4.1.1 L'eau dans la zone habitable

Le concept d'habitabilité planétaire peut être abordé de différentes manières, tout à fait complémentaires par ailleurs, suivant que l'on cherche à déterminer si une planète est habitable (le point de vue de l'astronome, *cf.* SELSIS [2005]) ou bien à définir la vie et à trouver ses limites, à l'aune de l'exemple terrestre (le point de vue du biologiste, *cf.* LÓPEZ-GARCÍA [2005]).

La zone habitable



La présence d'eau liquide semble être une condition nécessaire à l'émergence d'une vie semblable à la vie terrestre. Cependant, il ne s'agit sans doute pas d'une condition suffisante. Ce constat en poche, nous prendrons dans la suite le point de vue de l'astronome et considérerons avec SELSIS [2005], qu'« associer habitabilité et eau liquide est un moyen opérationnel d'identifier non pas les endroits où la vie peut exister mais ceux, dépourvu d'eau, où la vie ne peut survivre ».

Une planète est donc déclarée habitable et faisant partie de la zone habitable [DOLE, 1964], lorsque les conditions de température et de pression permettent l'existence, stable, de l'eau liquide en surface [KASTING et al., 1993]. Notons que l'habitabilité d'une planète est une propriété passagère car elle est sujette aux variations physico-chimiques de la surface et de l'atmosphère de la planète. Ces variations sont liées à l'évolution de la luminosité de l'étoile au cours du temps, qui va également déterminer l'évolution du disque circumstellaire—le mouvement de la ligne des glaces, par exemple—sans compter le mouvement de la planète elle-même en cas de migration. ■

La température en surface d'une planète dépend principalement—mais pas seulement—de la distance entre l'étoile et la planète. Par définition, c'est dans la zone habitable que la température de surface permet à l'eau d'exister à l'état liquide. Il s'agit donc, pour trouver une planète habitable, de rechercher des planètes de faible masse—évitons les géantes gazeuses!—dans la zone habitable de différentes étoiles.¹ Or, ceci n'est réalisable par vélocimétrie radiale ou recherche d'occultations que si la zone habitable en question se trouve proche de l'étoile. C'est le cas pour les étoiles de faible luminosité, telles que les étoiles de type M, desquelles la zone habitable n'est éloignée que de ~ 0.1 UA.

UDRY et al. [2007] rapportent ainsi la découverte d'une planète de $5,1 M_{\oplus}$ dans la zone habitable de la naine rouge Gliese 581. Cette planète, pauvre en éléments volatiles si elle s'est formée sur place [LISSAUER, 2007], serait donc une super-Terre plutôt qu'une planète-océan. Il n'est en revanche pas exclu qu'elle se soit formée plus loin, au-delà de la ligne des glaces. Il pourrait dans ce cas s'agir d'une planète-océan au sens premier du terme, c'est-à-dire une planète riche en glaces qui, ayant migré jusqu'à l'intérieur de la zone habitable, verrait sa surface fondre et se trouverait alors couverte par un océan global.

Comment mettre en évidence de l'eau liquide sur une planète semblable à Gliese 581c ? Cela peut passer par la détection d'eau dans son atmosphère, et pour ce faire il faudra soit obtenir des spectres de la lumière réfléchie de l'étoile sur la planète [TINETTI et al., 2006], grâce à de futurs instruments comme *Darwin* ou le *Terrestrial Planet Finder*, soit faire un spectre de transmission au limbe, uniquement réalisable lors d'un transit, en utilisant la même méthode que celle décrite dans les chapitres 2. La faisabilité de ce dernier point fait l'objet du chapitre 7.

4.1.2 Chercher au-delà de la zone habitable

Peut-on trouver de l'eau liquide sur une planète située en dehors de la zone habitable ? La réponse à cette question paradoxale est positive, du moins théoriquement. Observons tout d'abord les satellites glacés des planètes géantes du Système solaire, situés bien au-delà de la ligne des glaces et qui sont fortement soupçonnés d'héberger, sous leurs croûtes de glace, des couches d'eau liquide. Les indices observationnels de ces océans subglaciaires ont été fournis par les sondes *Voyager 1*, *Galileo* et *Cassini* ; l'interprétation de ces indices, comme la surface peu cratérisée et craquelée d'Europe (voir par exemple THOMSON & DELANEY [2001] et leurs références), la détection de champs magnétiques propres ou induits pour Ganymède [KIVELSON et al., 2002], Europe [KHURANA et al., 1998; KIVELSON et al., 2000] et Callisto [ZIMMER et al., 2000], et bien sûr l'observation directe de la vapeur d'eau jaillissant des profondeurs d'Encelade [HANSEN et al., 2006], renforce l'idée que des océans d'eau peuvent communément exister au-delà de la zone habitable, non seulement au sein des gros satellites galiléens ou de Titan, mais

¹L'éq. (7.17) donne une estimation de la distance de la zone habitable pour différents types d'étoiles.

Paramètre	Symbole	Valeur
Rapport de masse planète-étoile	q	$(7.6 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
Séparation projetée	d	$1.609 \pm 0.004 R_{\oplus}$
Distance de la source	d_S	8.5 kpc
Distance de la lentille	d_L	7.2 ± 0.8 kpc
Masse de l'étoile ^(a)	M_{\star}	$0.22^{+0.21}_{-0.11} M_{\odot}$
Masse de la planète ^(a)	M_p	$5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$
Demi-grand axe ^(a)	a_p	$2.6^{+1.5}_{-0.6}$ UA

TAB. 4.1 – Paramètres de la détection par microlentille gravitationnelle d'OGLE 390Lb.

(a) Il s'agit de la valeur moyenne de la distribution probabiliste.

aussi dans des corps plus modestes, comme Encelade et d'autres satellites saturniens, uraniens, neptuniens, ainsi que dans les plus gros objets de KUIPER [HUSMANN *et al.*, 2006].

À quel point l'analogie entre satellites glacés du Système solaire et planètes extrasolaires est-elle pertinente? Et quel intérêt peut-on avoir à faire cette analogie? Ce sont les questions auxquelles nous allons tenter de répondre dans le présent chapitre. Ces réflexions, publiées dans EHRENREICH *et al.* [2006a] et EHRENREICH & CASSAN [2007], sont antérieures à la détection de Gliese 581c [UDRY *et al.*, 2007], et furent dans un premier temps motivées par l'annonce de la détection d'OGLE 2005-BLG-390Lb (ci-après, OGLE 390Lb), une planète de quelque $5 M_{\oplus}$ détectée par la technique des microlentilles gravitationnelles au-delà de la zone habitable d'une naine rouge [BEAULIEU *et al.*, 2006].

4.2 Détection d'une petite planète froide

La technique des microlentilles gravitationnelles est sensible aux planètes éloignées de quelques UA de leurs étoiles. À l'heure actuelle, quatre planètes ont été détectées par cette méthode : il s'agit de deux Jupiter et d'un Neptune « tièdes » avec des demi-grand axes compris entre 2 et 5 UA [BOND *et al.*, 2004; UDALSKI *et al.*, 2005; GOULD *et al.*, 2006], ainsi que d'une planète de très faible masse, OGLE 390Lb [BEAULIEU *et al.*, 2006]. Malgré les larges barres d'erreur associées à l'estimation de sa masse, $5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$, cette planète reste, avec GJ 876d ($7.53 \pm 0.70 M_{\oplus}$; RIVERA *et al.* [2005]), Gliese 581c et Gliese 581d (5 et $8 M_{\oplus}$; UDRY *et al.* [2007]), l'une des exoplanètes les moins massives jamais détectées. La grande distance qui la sépare de son étoile positionne OGLE 390Lb au-delà de la ligne des glaces et en fait un objet différent des planètes précédemment citées.²

D'après les éléments présentés par BEAULIEU *et al.* [2006] et synthétisés dans la Table 4.1, OGLE 390Lb pourrait être une cousine massive et froide de la Terre, à moins qu'il ne s'agisse d'une planète-océan gelée, riche en eau sous forme de glace. Dans les deux cas, l'analogie avec les satellites glacés du Système solaire – où l'on suspecte la présence d'eau liquide sous la couche de glace en surface, soulève la question suivante : l'eau liquide peut-elle exister sur une telle planète ?

4.3 Hypothèses et propriétés déduites des observables

Tous les paramètres du système faisant office de lentille gravitationnelle, c'est-à-dire l'étoile OGLE 2005-BLG-390La et sa planète OGLE 390Lb, sont reliés à la masse de l'étoile M_{\star} . La masse de la planète M_p est donnée par la relation

$$M_p = qM_{\star} \quad (4.1)$$

²GJ 876d se trouve à seulement 0,02 UA de son étoile, tandis que Gliese 581c et Gliese 581d orbitent dans les parages de la zone habitable de leur étoile.

où le rapport des masses planétaire et stellaire q est l'une des deux observables de l'événement microlentille, mesuré avec une précision de l'ordre de 10^{-5} (voir Table 4.1). L'idée est d'utiliser les barres d'erreurs estimées par [BEAULIEU *et al.* \[2006\]](#) pour les masses de l'étoile, de la planète et pour le demi-grand axe de celle-ci, comme un espace de paramètres que nous allons pouvoir explorer à l'aide de corrélations comme l'Eq. (4.1) et d'autres que nous allons à présent détailler.

4.3.1 Contraintes observationnelles

Tous les paramètres donnés dans la Table 4.1 sont les valeurs moyennes de distributions de probabilités bayésiennes. L'analyse bayésienne effectuée par [BEAULIEU *et al.* \[2006\]](#), basée sur le travail de [DOMINIK \[2006\]](#), donne les probabilités pour que l'étoile lentille OGLE 390La soit une étoile de la séquence principale (95%), une naine blanche (4%) ou un objet encore plus compact ($< 1\%$). Ces auteurs évaluent à 75% la probabilité qu'OGLE 390La fasse partie du bulbe galactique. En adoptant une distance de 8,5 kpc pour l'étoile source (OGLE 2005-BLG-390S), ils estiment la distance du système lentille à $6,6 \pm 1,0$ kpc de la Terre, dans la direction du centre galactique.

[ZOCALI *et al.* \[2003\]](#) ont montré que le bulbe de la Voie lactée est âgé d'environ 10 milliards d'années et qu'il ne contient vraisemblablement pas de populations stellaires plus jeunes. Ils ont également prouvé que la distribution de métallicité des étoiles du bulbe possède un pic proche de la métallicité solaire et qu'elle est tronquée juste après cette valeur, tandis qu'elle présente une queue de distribution vers les métallicités plus faibles. Le système OGLE 390L étant membre de la population stellaire du bulbe galactique, nous considérerons dans la suite qu'il présente une métallicité solaire et un âge de ~ 10 milliards d'années.

[BEAULIEU *et al.* \[2006\]](#) estiment la masse moyenne de l'étoile OGLE 390La à $0,22 M_{\odot}$ dans un intervalle $[0,11; 0,43] M_{\odot}$, compatible avec la masse d'une étoile de type spectral M. En utilisant l'Eq. (4.1) pour trouver la masse de la planète dans cet intervalle, nous obtenons $[3; 11] M_{\oplus}$. OGLE 390Lb est ainsi plus légère qu'Uranus avec une probabilité de 95%.

La première « observable » lors d'une détection par microlentille est le rapport de masse q ; la seconde est la séparation de la lentille d , exprimée en rayons d'EINSTEIN, $R_{\mathcal{E}}$. Le rayon d'Einstein s'exprime [[BEAULIEU *et al.*, 2006\]](#)

$$R_{\mathcal{E}} = 2\sqrt{G(M_{\star} + M_p) \frac{d_L(d_S - d_L)}{c^2 d_S}}, \quad (4.2)$$

où d_S et d_L sont respectivement les distances de la source et de la lentille. Partant de l'éq. (4.2), il est possible d'exprimer le demi-grand axe a_p de la planète en fonction de la masse de l'étoile,

$$\frac{a_p}{1 \text{ UA}} = 0,53 + 9,76 \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} - 6,30 \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^2 + 2,59 \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^3. \quad (4.3)$$

En appliquant l'Eq. (4.3) à l'intervalle des masses possibles de l'étoile, le demi-grand axe a_p de la planète est inclus dans $[1,5; 3,8] \text{ UA}$.

Avant d'estimer la température d'équilibre d'OGLE 390Lb, nous avons encore besoin de connaître la luminosité stellaire L_{\star} . Pour cela, nous utilisons une relation masse-luminosité pour une étoile de métallicité solaire [[BARAFFE *et al.*, 1998\]](#),

$$\log \frac{L_{\star}}{L_{\odot}} = -0,04 + 6,03 \log \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} + 4,16 \log^2 \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} - 2,19 \log^3 \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} - 3,37 \log^4 \frac{M_{\star}}{M_{\odot}}. \quad (4.4)$$

Utilisons cette équation pour estimer un intervalle de luminosités stellaires à partir de l'intervalle des masses stellaires : nous trouvons $[0,001; 0,02] L_{\odot}$. Ce résultat changerait peu en choisissant une métallicité stellaire différente de la métallicité solaire. À titre d'exemple, une diminution de 0,5 dex de la métallicité de l'étoile entraînerait une augmentation de sa luminosité d'environ 20%, toujours d'après [BARAFFE *et al.* \[1998\]](#), ce qui induirait une augmentation de seulement $\sim 1 \text{ K}$ dans la température d'équilibre de la planète, que nous allons à présent estimer.

4.3.2 Énergie reçue de l'étoile

Une fois le demi-grand axe de la planète et la luminosité de l'étoile en main, il est aisé de calculer la température d'équilibre d'OGLE 390Lb. La puissance reçue par unité de surface est

$$q_{\star} = \frac{L_{\star}}{16\pi a_p^2}, \quad (4.5)$$

soit une puissance comprise dans $[0, 2; 0, 8]$ W m⁻². C'est la fourchette de puissances reçues par Pluton ou Neptune de la part du Soleil. Si OGLE 390Lb n'a pas, lors de sa formation, accrété d'hydrogène ou d'hélium, il doit donc s'agir d'une planète gelée. En supposant un albédo A de 50% pour une surface couverte de glace, et en assimilant la température d'équilibre à la température de surface, nous pouvons calculer cette dernière

$$T_{\text{surf}} \approx T_{\text{eq}} = \left[\frac{L_{\star}(M_{\star})(1-A)}{16\pi a_p^2 \sigma} \right]^{1/4}, \quad (4.6)$$

où σ est la constante de STEFAN-BOLTZMANN et $L_{\star}(M_{\star})$ est la luminosité stellaire donnée par l'éq. (4.4). Comme la masse stellaire M_{\star} est reliée à la masse de la planète par l'éq. (4.1) et au demi-grand axe de celle-ci par l'éq. (4.3), il est également possible d'exprimer L_{\star} , et donc T_{surf} , en fonction de M_p ou en fonction de a_p , comme représenté dans la Fig. 4.1. Considérant les intervalles donnés précédemment, l'intervalle des températures de surface possibles de la planète est [35; 47] K

4.3.3 Atmosphère

À de telles températures, la pression de vapeur de la plupart des espèces volatiles—l'eau (H₂O), le méthane (CH₄), l'ammoniac (NH₃), le dioxyde de carbone (CO₂)—est très faible, en deçà de 0,01 Pa. Seuls le monoxyde de carbone (CO) et le diazote (N₂) ont des pressions de vapeur relativement élevées, $p_{\text{CO}_2} \approx 100$ Pa à 47 K et $p_{\text{N}_2} \approx 0,1$ Pa à 35 K. Qui plus est, le diazote se sublime à partir de 47 K, où p_{N_2} atteint environ 100 Pa.³ Diazote et monoxyde de carbone sont donc, parmi les espèces considérées ci-dessus, les plus à même de composer l'éventuelle atmosphère d'OGLE 390Lb.

Pour un intervalle de masses planétaires ($M_p \in [3; 11] M_{\oplus}$), il est possible d'estimer un intervalle de rayons planétaires R_p correspondants (*cf.* § 4.4.1) et donc un intervalle de gravités de surface g possibles, tel que

$$g = \frac{GM_p}{R_p^2}; \quad (4.7)$$

la gravité de surface d'OGLE 390Lb est comprise dans [10; 30] m s⁻². L'échelle de hauteur atmosphérique H , pour N₂ ou CO—qui ont la même masse molaire $\mu = 28$ g mol⁻¹—peut donc être estimée,

$$H = \frac{k_B N_A T_{\text{surf}}}{\mu g}. \quad (4.8)$$

Nous obtenons $H \in [0, 5; 1]$ km.

Dans le Système solaire, le seul exemple significatif d'une atmosphère « secondaire »—sans hydrogène ni hélium—autour d'un corps situé au-delà de la ligne des glaces est celui de Titan, dont l'atmosphère est principalement constituée de diazote. Considérant cela, et compte-tenu des faibles échelles de hauteur et pressions de vapeur du diazote aux températures supposées régner à la surface d'OGLE 390Lb, nous émettons l'hypothèse suivante : OGLE 390Lb possède une atmosphère ténue de N₂, avec une pression de surface $p_0 = p_{\text{N}_2} \sim 1$ hPa. Notons, pour étayer cette hypothèse, que l'éphémère atmosphère de Pluton ($T_{\text{surf}} \sim 40$ K) exerce une pression de surface d'environ 0,5 Pa [SICARDY *et al.*, 2003], soit moins que la pression de vapeur de N₂ à

³Les pressions de vapeur peuvent être trouvées pour de nombreuses molécules dans l'Encyclopédie des gaz [AIR LIQUIDE, 2006], tandis que les températures à différentes pressions de vapeur peuvent être obtenues sur le site d'AVS Technical Resources, <http://www.aip.org/avsguide/refguide/vapor.html>.

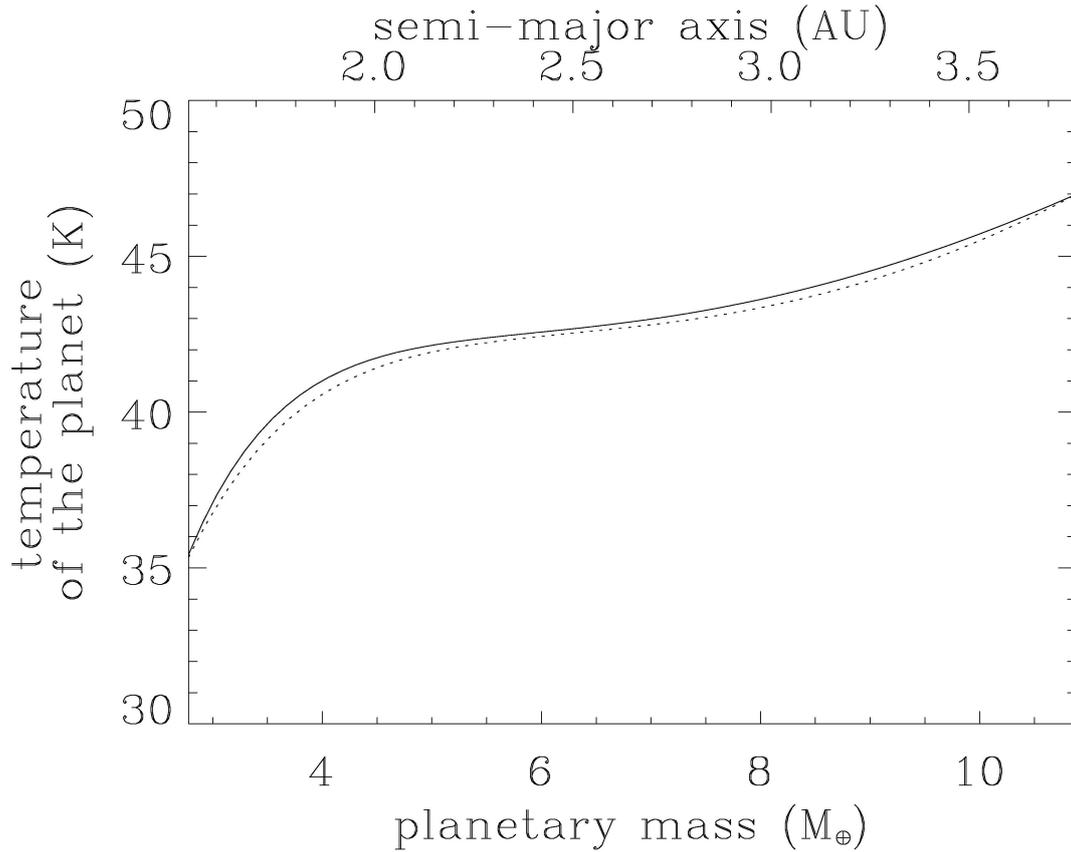


FIG. 4.1 – TEMPÉRATURES DE SURFACE POSSIBLES POUR OGLE 390Lb. Ici, les propriétés de l'étoile sont reliées à celles de la planète ($M_{\star} = M_p/q$, où $q = 7,6 \times 10^{-5}$, et $L_{\star} \equiv L_{\star}(M_{\star})$, voir les éqs. [4.1] et [4.4]). De plus, le demi-grand axe dépend aussi de M_{\star} (éq. 4.3), donc de M_p . La température de surface est supposée égale à la température d'équilibre pour un albédo de 50% ; elle est représentée en fonction de la masse de la planète $T_{\text{surf}} \equiv T_{\text{surf}}(M_p)$ [ligne pleine] et du demi-grand axe $T_{\text{surf}} \equiv T_{\text{surf}}(a_p[M_p])$ [pointillés] d'après l'éq. (4.6). La température évolue contre-intuitivement avec le demi-grand axe, car elle augmente avec celui-ci. C'est que non seulement le demi-grand axe, mais également la luminosité de l'étoile augmente avec les masses stellaire et planétaire (éq. 4.4).

cette température. La valeur $p_0 \sim 1$ hPa que nous avançons pour l’atmosphère d’OGLE 390Lb peut donc être considérée comme une limite supérieure.

Dans tous les cas, il s’agit d’une valeur très faible, dont l’influence sera insignifiante pour les calculs que nous allons présenter par la suite. Nous pourrions alors considérer que $p_0 \sim 0$ Pa.

Les principaux traits d’OGLE 390Lb déduits des observations réalisées par [BEAULIEU *et al.* \[2006\]](#) suggèrent une surface extrêmement froide, où il est naturellement exclu de trouver de l’eau liquide. Si celle-ci est présente, elle ne peut exister, par analogie avec les lunes glacées du Système solaire, que sous une couche de glace, dont nous allons tenter de déterminer l’épaisseur.

4.4 Structure d’une planète gelée

La planète OGLE 390Lb présente vraisemblablement une surface glacée. Quelle peut-être l’épaisseur de la glace, compte-tenu des températures, masses et tailles possibles de la planète ? De l’eau liquide peut-elle exister sous la couche de glace ? Pour répondre à ces questions, il nous faut décrire les états physiques de l’eau sur toute l’épaisseur de la couche de glace et de l’éventuel océan sous-jacent. En d’autres termes, il nous faut évaluer les gradients de pression et de température en profondeur et recourir à un diagramme pression-température (p - T) des phases de l’eau. La pression à une profondeur z dans la couche de glace est

$$p(z) = \int_0^z \rho(x)g(x)dx; \quad (4.9)$$

elle dépend de la densité ρ et de la gravité, donc du rayon de la planète.

4.4.1 Structure interne et rayon de la planète

Il existe d’ores-et-déjà des modèles de structure interne possibles pour des planètes extrasolaires de quelques masses terrestres [[VALENCIA *et al.*, 2006, 2007a,b](#); [SOTIN *et al.*, 2007](#)]. Le rayon d’OGLE 390Lb est déterminé en utilisant l’un de ces modèles [[SOTIN *et al.*, 2007](#)], dont une version simplifiée a été utilisée par [LÉGER *et al.* \[2004\]](#) pour introduire le concept de planètes-océans. L’approche de [SOTIN *et al.* \[2007\]](#) est analogue à celle de [VALENCIA *et al.* \[2006\]](#), à la différence que la composition globale de la planète est fixée par la composition de l’étoile. Les paramètres d’entrée du modèle de [SOTIN *et al.* \[2007\]](#) sont :

- (1) le rapport volumiques fer/silicium (Fe/Si) de l’étoile ;
- (2) le rapport magnésium/silicium (Mg/Si) de l’étoile ;
- (3) la proportion en magnésium $Mg_{\#}$ du manteau rocheux de silicates de la planète, tel que $Mg_{\#} = Mg/(Mg + Fe)$;
- (4) la quantité d’eau dans la planète, représentée par le rapport massique glaces/(roches + métaux)—ou plus simplement glace/roche (G/R),

$$G/R = \frac{M_{H_2O}}{M_p - M_{H_2O}} ; \quad (4.10)$$

- (5) la masse totale de la planète M_p .

Notons la nuance entre le rapport glace/roche et la fraction massique de glace dans la planète,

$$f_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{M_p}. \quad (4.11)$$

Tout au long du présent chapitre, nous allons supposer que la glace incluse dans la planète n’est composée que de glace d’eau. La composition possible de la glace fait l’objet du chapitre suivant.

Les rapports Fe/Si et Mg/Si sont supposés solaires tandis que $Mg_{\#} = 0,9$, la valeur terrestre. Changer ces nombres revient à changer la taille du noyau métallique de la planète, composé de

fer et de sulfure de fer (FeS), ainsi que la quantité de fer dans le manteau silicaté ; en revanche, cela cause peu de différences (3/1000 en moyenne) dans le rayon global de la planète. Au contraire, le rayon planétaire est particulièrement sensible, pour une masse planétaire donnée, au rapport glace/roche choisi. Nous allons envisager dans la suite des rapports glace/roche de $2,5 \times 10^{-4}$, $1/3$ et 1 , correspondant à des fractions $f_{\text{H}_2\text{O}}$ respectives de $0,025 \text{ wt}\%$, $0,25 \text{ wt}\%$ et $50 \text{ wt}\%$.

SOTIN *et al.* [2007] dérivent ensuite des relations masse-rayon à l'aide d'équations d'états appropriées pour les différentes couches de la planète. Le noyau de fer, le manteau silicaté inférieur et le manteau glacé sont décrits par des formulations de MIE-GRÜNEISEN-DEBYE [UCHIDA *et al.*, 2001; HEMLEY *et al.*; FEI *et al.*, 1993]; l'équation d'état de BIRCH-MÛRNAGHAN au troisième ordre est utilisée pour décrire la partie supérieure du manteau silicaté et la couche d'eau liquide [VACHER *et al.*, 1998; LIDE, 2002].

Le cas $G/R = 2,5 \times 10^{-4}$ correspond au cas terrestre. La Terre peut être, en effet, considérée comme une planète sèche en comparaison des lunes glacées du Système solaire. Celles-ci peuvent être classées en plusieurs groupes suivant leurs rapports glace/roche [donnés notamment par SOTIN & TOBIE, 2004; HUSSMANN *et al.*, 2006]. Europe qui, malgré sa surface gelée, est principalement constituée de roches et de métaux, présente tout de même un rapport $G/R \approx 0,1$, supérieur de 2 à 3 ordres de magnitude à celui de la Terre. Le cas $G/R = 1/3$ est plus représentatif de Triton, Pluton ou Charon—pour lesquels $G/R \approx 0,4$ —tandis que le cas $G/R = 1$ s'applique plutôt aux lunes de tailles modérées de Saturne et Uranus, comme par exemple Encelade, Obéron ($G/R \approx 0,9$) ou Dioné ($G/R \approx 1,2$). LÉGER *et al.* [2004] choisissent également un rapport glace/roche = 1 pour modéliser une planète-océan.

Pour une planète principalement rocheuse ($G/R = 2,5 \times 10^{-4}$), le modèle de SOTIN *et al.* [2007] donne la structure suivante : un noyau métallique (fraction de masse $f_{\text{noyau}} = 32 \text{ wt}\%$) et un manteau de silicates ($f_{\text{sil}} = 68 \text{ wt}\%$). Les rayons possibles pour cette planète de type «super-Terre» sont compris dans $[1,3; 2,0] R_{\oplus}$, pour des masses planétaires comprises dans $[3; 11] M_{\oplus}$.

Pour des planètes composées d'une plus grande fraction de glace ($G/R = 1/3$ et $G/R = 1$), le rapport de masse entre le manteau silicaté et le noyau de fer reste inchangé par rapport au cas $G/R = 2,5 \times 10^{-4}$, soit environ 2/1. Cependant, les silicates ne représentent plus, respectivement, que $f_{\text{sil}} = 0,68(1 - 0,25) = 51 \text{ wt}\%$ et $f_{\text{sil}} = 0,68(1 - 0,5) = 34 \text{ wt}\%$ de la masse de la planète. Les rayons planétaires possibles sont inclus dans $[1,4; 2,3] R_{\oplus}$ pour $G/R = 1/3$ et $[1,6; 2,5] R_{\oplus}$ pour $G/R = 1$. Les résultats obtenus pour les différents G/R envisagés sont résumés dans la Fig. 4.2.

4.4.2 Les phases de la glace dans le manteau glacé

À cause de la faible température de surface d'OGLE 390Lb, la plupart des espèces volatiles doivent se trouver condensées sous la forme d'une enveloppe de glace. Comme la planète semble suffisamment massive pour posséder une structure interne complètement différenciée, l'enveloppe de glace doit recouvrir un cœur rocheux plus dense.

Cas d'une planète pauvre en eau

Si OGLE 390Lb est une super-Terre ($G/R = 2,5 \times 10^{-4}$), la pression maximale en bas de la couche de glace,

$$p_{\text{H}_2\text{O}} \approx \frac{M_{\text{H}_2\text{O}} g}{4\pi R_p^2}, \quad (4.12)$$

avec $g \in [15; 29] \text{ m s}^{-2}$ pour $M_p \in [3; 11] M_{\oplus}$, devient, en combinant avec l'éq. (4.7)

$$p_{\text{H}_2\text{O}} \approx \frac{2,5 \times 10^{-4} g^2}{4\pi G}, \quad (4.13)$$

soit $p_{\text{H}_2\text{O}} \in [0,07; 0,25] \text{ GPa}$. Si nous reportons ces pressions dans le diagramme des phases de l'eau de la Fig. 3.2, dont un agrandissement des zones intéressantes est présenté dans la

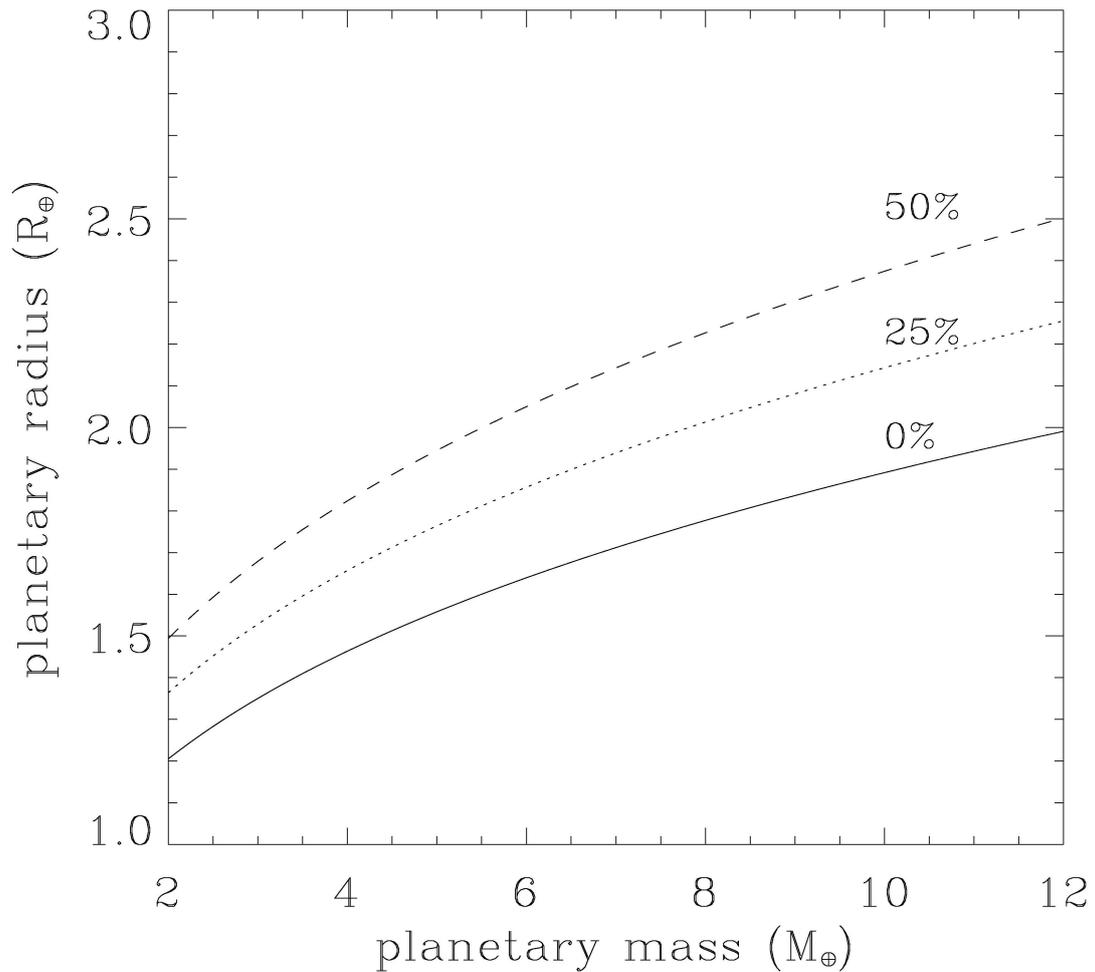


FIG. 4.2 – COURBES MASSE-RAYON POUR DIFFÉRENTS RAPPORTS glace/roche. Ces courbes sont calculées d'après SOTIN *et al.* [2007], et correspondent aux cas d'une super-Terre ($G/R = 2,5 \times 10^{-4}$ soit $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,025$ wt% [ligne pleine]), d'une planète-océan ($G/R = 1$ soit $f_{\text{H}_2\text{O}} = 50$ wt% [tirets]) et d'une planète intermédiaire ($G/R = 1/3$ soit $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,25$ wt% [pointillés]).

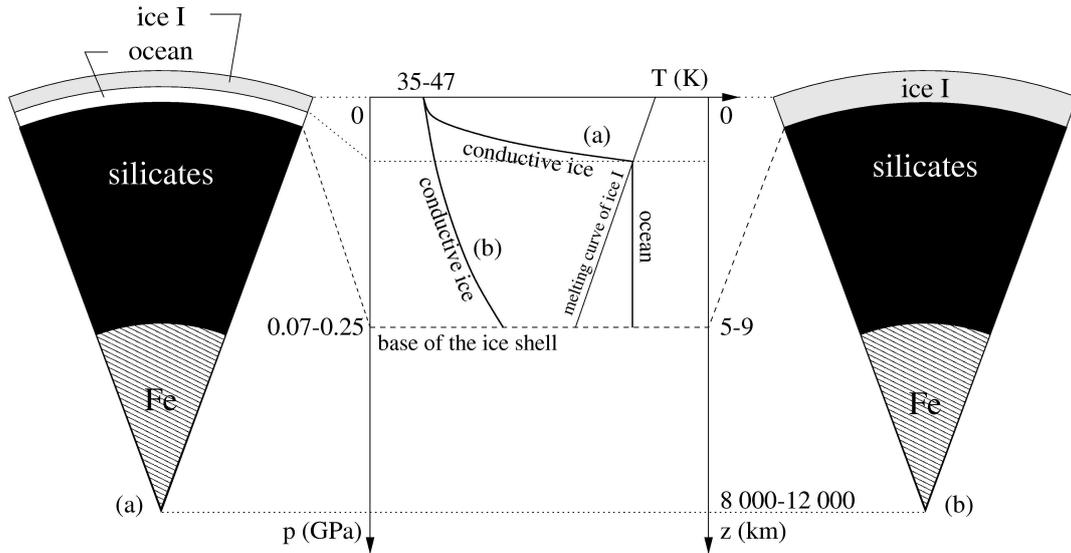


FIG. 4.3 – STRUCTURES INTERNES POSSIBLES D’UNE SUPER-TERRE FROIDE. Si OGLE 390Lb est composée de $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0,025$ wt% d’eau ($G/R = 2,5 \times 10^{-4}$), il s’agit alors d’une super-Terre froide formée d’un noyau métallique [régions hachurées], d’un manteau de silicates [en noir] et d’une mince épaisseur (5–9 km) de glace I [en gris]. Deux profils possibles pression-température à travers la couche de glace sont représentés au centre [traits épais]. Ces profils sont calculés en supposant que la chaleur interne est diffusée depuis la base de la couche de glace jusqu’à la surface. (a) Si la température à la base de la couche de glace est supérieure à la température de fusion de la glace I [trait fin], un océan [en blanc] peut exister à l’interface avec les silicates. (b) Si la température à la base est inférieure à la température de fusion de la glace I, il n’y a pas d’océan possible : la planète est gelée. La figure n’est pas à l’échelle.

Fig. 4.5, la couche de glace apparaît composée presque exclusivement de glace I, à moins qu’elle n’abrite une couche liquide, surmontée dans ce cas d’une croûte assez fine de glace I. En utilisant l’éq. (4.9), nous trouvons que la profondeur des interfaces possibles glace I/silicates ou liquide/silicates se situe dans l’intervalle [5;9] km, toujours en fonction de l’intervalle des masses planétaires initialement choisi ($M_p \in [3;11] M_{\oplus}$). L’épaisseur de la couche de glace—avec ou sans couche liquide—recouvrant le manteau de silicates est donc faible (≤ 10 km) en regard du rayon de la planète. Elle est principalement composée de glace I, une glace de basse pression. La Fig. 4.3 présente deux modèles possibles de super-Terre froide pour OGLE 390Lb : l’un possédant un océan subglaciaire (planète « jeune », Fig. 4.3a), l’autre en étant dépourvu (planète « âgée », Fig. 4.3b).

Cas d’une planète riche en eau

Quand l’eau représente une fraction non négligeable de la masse planétaire, nous n’avons plus affaire à une super-Terre mais plutôt à une planète-océan. Dans les cas où le rapport glace/roche = 1/3 ou 1, la couche de glace qui repose sur le manteau de silicates doit être plus épaisse, sans commune mesure même, avec la mince croûte de ~ 10 km trouvée dans le cas précédent où le rapport glace/roche $\sim 10^{-4}$. En profondeur, la glace doit être compressée à l’extrême en raison de la gravité importante—de 10 à 22 m s^{-2} suivant la masse de la planète et la quantité de glace. À des pressions données, correspondant aux transitions de phases repérées dans la Fig. 4.5, la structure cristalline de la glace I de surface cède sa place à des structures plus denses et aptes à supporter la pression. Étant donné l’épaisseur et la densité d’une telle couche de glace, nous parlerons de *manteau de glace haute pression*.

La glace la plus stable à basse température (10–200 K) et à pression modérée (0,2–0,6 GPa) est la glace II; plus en profondeur, là où la pression est plus importante, nous rencontrons successivement les glaces VI, VII et X – ces deux dernières phases existent au-delà de 2 GPa, en-dehors l'échelle de pression de la Fig. 4.5. Pour des masses planétaires possibles dans [3;11] M_{\oplus} , nous pouvons estimer approximativement la pression à la base du manteau de glace et trouvons p_{H_2O} dans [40;210] GPa, c'est-à-dire clairement dans le domaine des glaces de haute – de très haute! – pression.

Comme suggéré par la Fig. 4.5, le manteau de glace doit être scindé en deux couches principales : une mince couche supérieure de glace I/II basse pression et une épaisse couche inférieure composée des phases de haute pression V, VI, VII et X. Il existe une véritable frontière endothermique entre ces deux couches, à la transition des glaces II/V et II/VI, localisée aux alentours de $p_{II} = 0,62$ GPa [BERCOVICI *et al.*, 1986]. À l'aide de l'éq. (4.9), nous vérifions que la couche supérieure de glaces I/II n'est jamais plus profonde que ~ 60 km, tandis que le manteau de glace haute pression VI/VII a une épaisseur de l'ordre de ~ 1000 km.

Le manteau de glace haute pression est toujours recouvert d'un « couvercle » de glace I à basse pression. En raison de la pente négative de la courbe de fusion de la glace I dans un diagramme p - T (*cf.* Fig. 4.5), une couche d'eau liquide ne peut se loger qu'entre le couvercle de glace basse pression et le manteau de silicates (planète pauvre en eau) ou entre ce couvercle et le manteau de glace haute pression (cas riches en eau). Vu que la température de surface d'OGLE 390Lb est nettement inférieure à la température minimale où l'eau liquide peut exister à pression quasi nulle—soit la température du point triple I/liquide/gaz à 273,16 K, la profondeur maximale d'un océan subglaciaire isotherme ou légèrement adiabatique, comme c'est le cas sur Terre, est trouvée en traçant dans la Fig. 4.5 une ligne verticale ou quasi-verticale partant de 273 K : cette ligne doit forcément rencontrer la courbe de solidification de l'eau en glace haute pression à $p \leq 0,6$ GPa. Sur OGLE 390Lb, la forte gravité empêche ainsi l'océan subglaciaire de dépasser 50 km d'épaisseur, et ce quelque soit la masse de la planète dans la fourchette [3;11] M_{\oplus} .

Parallèlement aux modèles de super-Terre schématisés dans la Fig. 4.3 pour le cas où le rapport glace/roche $\sim 10^{-4}$, la Fig. 4.4 présente deux modèles possibles de planète-océan froide adaptés à OGLE 390Lb.

4.4.3 Flux de chaleur en provenance du manteau rocheux

Le flux de chaleur provenant de l'intérieur de la planète, et plus particulièrement du manteau de silicates, détermine le profil de température dans la couche de glace, manteau haute pression et/ou couvercle basse pression. Sachant que le système d'OGLE 390Lb, situé dans le bulbe galactique, est probablement âgé de 9 à 10 milliards d'années, la source principale de chaleur interne provient de la décomposition radioactive des isotopes radioactifs à longue durée de vie : l'uranium (^{238}U et ^{235}U), le thorium (^{232}Th) et le potassium (^{40}K). La chaleur résiduelle produite lors de la formation de la planète doit aussi contribuer de manière non négligeable au flux de chaleur interne. Cependant, sa part dans le bilan énergétique total est difficile à estimer—elle est de $\sim 20\%$ pour la Terre [TURCOTTE & SCHUBERT, 2002]. Ne pas prendre en compte la chaleur résiduelle revient à sous-estimer la possibilité d'existence d'eau liquide dans OGLE 390Lb. Il s'agit donc, de ce point de vue, d'un choix conservatif, que nous allons faire pour la suite (*cf.* la discussion § 4.6.3).

Comment estimer le flux de chaleur *radiogénique*—d'origine radioactive—à la base de la couche de glace? Les isotopes radioactifs doivent être principalement présents dans le manteau de silicates. Supposons que les fractions de masse $X(t)$ des isotopes radioactifs dans la roche de la planète soient similaires aux fractions terrestres, pour un âge t donné en milliards d'années. Ces fractions de masse s'expriment [TURCOTTE & SCHUBERT, 2002]

$$X(t) = X_{\oplus} \exp \left[(4,56 - t) \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}} \right], \quad (4.14)$$

où X_{\oplus} représente la fraction de masse terrestre actuelle—la Terre est âgée de 4,56 milliards

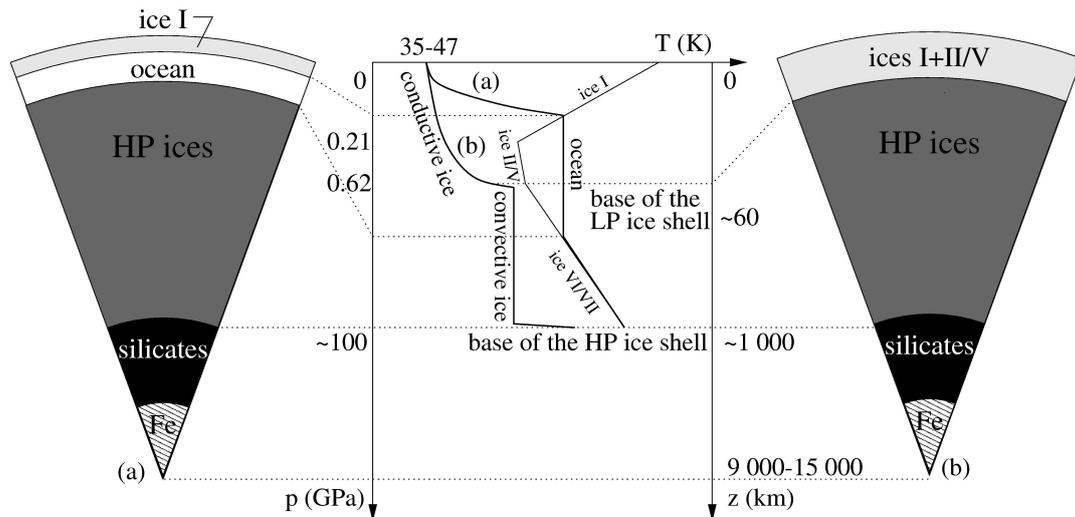


FIG. 4.4 – STRUCTURES INTERNES POSSIBLES D’UNE PLANÈTE-OCÉAN FROIDE. Le rapport de masse entre le manteau rocheux [*en noir*] et le noyau métallique [*hachuré*] est fixé à 2/1, comme dans le cas d’une planète pauvre en eau (*cf.* Fig. 4.3), mais dans le cas présent le manteau de glace haute pression [*en gris foncé*] représente une grande partie de la masse planétaire. Celui-ci est recouvert par une couche de plus basse pression [*en gris clair*] constituée de glace I et, suivant la température à la base de la couche de glace, d’eau liquide, de glace II ou de glace V. La base de ce couvercle de glace basse pression se situe à la transition entre les phases II et V/VI à 0,62 GPa (*cf.* Fig. 4.5). Deux profils de températures possibles, correspondant aux modèles (a) et (b), sont représentés au centre. Ils montrent l’évolution de la température à travers le couvercle de glace basse pression. (a) Le profil de température traverse la courbe de fusion de la glace I [*trait fin*] et permet l’existence d’un océan [*en blanc*] coincé entre le couvercle basse pression et le manteau de glace haute pression. Le profil de température, isotherme ou adiabatique dans l’océan, finit par rejoindre et la courbe de fusion des phases haute pression de la glace. Il la suit jusqu’au pied du manteau de glace haute pression. (b) Le profil de température ne croise pas la courbe de fusion de la glace I; il n’y a pas d’océan et le couvercle basse pression est entièrement gelé. La figure n’est pas à l’échelle.

Isotope	Chaleur produite h (W kg ⁻¹)	Demi-vie $\tau_{1/2}$ (milliard d'années)	Fraction de masse X
²³⁸ U	$9,37 \times 10^{-5}$	4,47	$25,5 \times 10^{-9}$
²³⁵ U	$5,69 \times 10^{-4}$	0,704	$1,85 \times 10^{-10}$
²³² Th	$2,69 \times 10^{-5}$	14,0	$1,03 \times 10^{-7}$
⁴⁰ K	$2,79 \times 10^{-5}$	1,25	$3,29 \times 10^{-8}$

TAB. 4.2 – Propriétés des isotopes radioactifs à longue durée de vie présents dans le manteau terrestre. D'après Cox [2000].

d'années—de l'isotope considéré et $\tau_{1/2}$ représente sa demi-vie. Ces valeurs sont données dans la Table 4.2.

Le taux h_{rad} de chaleur radiogénique produite par unité de masse est

$$h_{\text{rad}} = \sum_i h_i X_i(t), \quad (4.15)$$

où h_i est la chaleur produite par unité de masse par l'isotope i , donnée dans la première colonne de la Table 4.2. La production de chaleur par unité de masse du manteau de silicates est de $6,2 \times 10^{-12}$ W kg⁻¹ à $t = 4,56$ milliards d'années; elle n'est plus que de $3,2 \times 10^{-12}$ W kg⁻¹ à $t = 10$ milliards d'années, l'âge probable d'OGLE 390Lb.

En considérant que les isotopes radioactifs sont uniquement contenu dans le manteau de silicates de la planète, nous pouvons exprimer h'_{rad} , le taux de chaleur radiogénique produite par unité de masse de la planète,

$$h'_{\text{rad}} = h_{\text{rad}} f_{\text{sil}}. \quad (4.16)$$

Précédemment, nous avons estimé f_{sil} à 68, 51 ou 34 wt% suivant la valeur du rapport glace/roche—respectivement, $2,5 \times 10^{-4}$, 1/3 et 1). À $t = 10$ milliards d'années, h'_{rad} vaut, respectivement, 2, 2, 1, 6 et $1,1 \times 10^{-12}$ W kg⁻¹. Nous pouvons maintenant estimer le flux de chaleur radiogénique q_{rad} émis par unité de surface à une profondeur z dans une planète de masse et de rayon donnés,

$$q_{\text{rad}}(z, t) = \frac{h'_{\text{rad}}(t) M_p}{4\pi(R_p - z)^2}. \quad (4.17)$$

À la surface d'une planète âgée de 10 milliards d'années et dont la masse est comprise dans une fourchette [3; 11] M_{\oplus} , q_{rad} se situe dans des intervalles différents : [40; 70], [24; 44] et [13; 24] mW m⁻² pour des rapports glace/roche de $2,5 \times 10^{-4}$, 1/3 et 1. Ces valeurs sont-elles suffisantes pour faire fondre la base du couvercle de glace basse pression ?

4.5 De l'eau liquide peut-elle subsister sous la surface ?

Bien que l'eau liquide soit exclue de la surface d'OGLE 390Lb, une couche liquide pourrait exister à la base de la couche de glace I à basse pression. La glace, en effet, est chauffée par la chaleur radiogénique émise par le manteau rocheux sous-jacent. Un océan au profil thermique isotherme ou adiabatique peut être présent si la température atteint la température de fusion de la glace I. Envisageons les deux cas suivants :

- (1) **La planète est une super-Terre avec peu d'eau** ($G/R \sim 10^{-4}$). La chaleur produite dans les roches peut être transmise par *conduction*⁴ ou par *convection* à travers la couche de glace basse pression. Des exemples de profils conductifs sont dessinés dans la Fig. 4.3.
- (2) **La planète est une planète-océan riche en eau** ($G/R \sim 1$). La chaleur est transmise différemment par les couches de glaces basse et haute pressions. Dans le manteau de glace haute pression VI/VII, la chaleur se propage efficacement par convection du sommet du

⁴On parle aussi de *diffusion* de la chaleur.

manteau silicaté jusqu'à la base de la couche de glace basse pression I/II, à l'interface II/VI (*cf.* Fig. 4.5). La chaleur se propage ensuite dans la couche de glace basse pression par conduction ou par convection, comme dans le cas (1).

Pour déterminer la présence ou l'absence d'un océan subglaciaire, l'idée est d'étudier le cas limite où la chaleur est transmise uniquement par conduction (§ 4.5.1) et le cas où la convection s'est déclenchée dans la glace (§ 4.5.2).

4.5.1 Conduction dans la glace

La chaleur interne est transmise à la surface de la planète par conduction thermique dans la partie supérieure de la couche de glace. On parle de « couvercle conducteur ». Les profils de température attendus sont semblables à ceux schématisés dans les Figs. 4.3 et 4.4.

Nous faisons l'hypothèse d'un équilibre entre la production de chaleur interne et les pertes en surface. Les conditions aux limites sont :

- (1) **En surface**, la température est $T_{\text{surf}} \equiv T_{\text{surf}}(M_p)$, calculée à partir des éqs. (4.1), (4.3), (4.4) et (4.6).
- (2) **À la base du couvercle conducteur**, la chaleur produite par unité de masse h'_{rad} est une constante permettant de déterminer le flux de chaleur par unité de surface q_{rad} avec l'éq. (4.17).

Lorsqu'il n'existe aucune source de chaleur supplémentaire *dans* la couche de glace, la conservation de l'énergie s'écrit

$$\frac{\partial q_{\text{rad}}(r)}{\partial r} + \frac{2}{r} q_{\text{rad}}(r) = 0, \quad (4.18)$$

où $q_{\text{rad}}(r)$ est le flux de chaleur dans le couvercle conducteur à une distance radiale r du centre de la planète, donné dans le cas purement diffusif par la loi de FOURIER,

$$q_{\text{rad}}(r) = -k(T) \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (4.19)$$

où la conductivité thermique k obéit à la loi empirique

$$k(T) = \frac{k_0}{T}, \quad (4.20)$$

avec $k_0 = 567 \text{ W m}^{-1}$ [KLINGER, 1980].

L'expression du profil thermique s'obtient en combinant les éqs. (4.17), (4.18), (4.19), et (4.20),

$$T(r) = T_{\text{surf}} \exp \left[\frac{h'_{\text{rad}} M_p}{4\pi k_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_p} \right) \right]. \quad (4.21)$$

Les profils obtenus pour les cas où le rapport glace/roche vaut $2, 5 \times 10^{-4}$, $1/3$ et 1 sont tracés dans la Fig. 4.5.

Afin de calculer le profil thermique en pratique, nous allons définir δ , un coefficient diffusif tel que

$$\delta(r) \equiv \frac{T(r)}{T_{\text{surf}}}. \quad (4.22)$$

À proximité de la surface de la planète, $g \approx GM_p/R_p^2$, soit $z \approx p/(\rho g)$. Donc, en remplaçant r par $R_p - z$ dans l'éq. (4.21), nous obtenons

$$\delta \equiv \delta(p, h'_{\text{rad}}) \approx \exp \left(\frac{h'_{\text{rad}} p}{4\pi G k_0 \rho} \right). \quad (4.23)$$

Ainsi, δ ne dépend pas de la masse de la planète mais seulement de la pression p dans la couche de glace et de la production de chaleur interne h'_{rad} . Grâce à δ et connaissant la température de surface, nous pouvons calculer le profil de température en appliquant l'éq. (4.22).

Le point le plus froid où l'eau liquide peut exister dans la couche de glace correspond au point triple I/III/liquide à une température de 251 K et une pression $p_I = 0,21$ GPa (*cf.* Fig. 4.5). De surcroît, le sommet d'un océan isotherme ou adiabatique ne peut se situer en deça de ce point, car un profil isotherme rencontrerait immédiatement la courbe de solidification de la glace haute pression. À 0,21 GPa et pour les valeurs de h'_{rad} estimées plus haut pour les différents rapports glace/roche = $2,5 \times 10^{-4}$, 1/3 et 1, le coefficient δ vaut respectivement 2,8, 2,2 et 1,7. Pour une masse planétaire dans l'intervalle [3; 11] M_{\oplus} , la température de surface est comprise dans l'intervalle [35; 47] K, ce qui donne les fourchettes de températures suivantes à p_I : [100; 135] K, [75; 105] K et [60; 80] K pour des rapports glace/roche respectifs de $2,5 \times 10^{-4}$, 1/3 et 1. Dans tous les cas, les températures au point triple I/III/liquide sont inférieures à la température de fusion (251 K). Il ne peut donc y avoir en aucun cas d'étendue d'eau liquide si l'on considère des profils de température purement conductifs.

Pour savoir si cette approche est valable, cherchons maintenant à prolonger les profils de température obtenus ci-dessus pour les cas où le rapport glace/roche permet d'aller jusqu'à l'interface entre le couvercle conductif et le manteau de glace haute pression, à $p_{\text{II}} = 0,61$ GPa. Le coefficient conductif s'exprime maintenant

$$\delta(p, h'_{\text{rad}}) \approx \exp \left[\frac{h'_{\text{rad}}}{4\pi G k_0} \left(\frac{p_I}{\rho_I} + \frac{p - p_{\text{II}}}{\rho_{\text{II}}} \right) \right], \quad (4.24)$$

où $\rho_I = 917 \text{ kg m}^{-3}$ et $\rho_{\text{II}} = 1\,160 \text{ kg m}^{-3}$ sont les densités des phases I et II de la glace. Pour des rapports glace/roche valant 1/3 et 1, nous trouvons respectivement $\delta = 7,3$ et $\delta = 3,7$. La température atteinte à la pression p_{II} sont $T(p_{\text{II}}) \approx \delta(p_{\text{II}})T_{\text{surf}}$, ce qui donne, en fonction de la masse de la planète, les fourchettes [250; 340] K et [130; 175] K. Les températures dans la fourchette correspondant au cas glace/roche = 1/3 excèdent la température du point triple V/VI/liquide, donc le profil de température croise la courbe de fusion sous le point triple I/III/liquide. Or, ceci n'est pas possible puisque le sommet d'une couche d'eau liquide ne peut se situer en-dessous du point où la pente de la courbe de fusion change de signe. Le cas purement conductif avec un rapport glace/roche de 1/3 n'est donc pas physiquement possible. Cela signifie qu'une couche de glace purement conductive n'est pas stable, et que la convection doit se déclencher.

4.5.2 Convection dans la glace

Contrairement à la conduction, la convection est un mécanisme de transfert de chaleur terriblement efficace. Si la convection s'avère possible, alors le profil thermique permet de distinguer plusieurs parties dans la couche de glace d'OGLE 390Lb, à partir de la surface de la planète : un fin couvercle de glace conductif, une couche-limite thermique supérieure, une couche adiabatique bien mélangée par les mouvements de convection et dont la température T_{conv} est quasiment constante avec la profondeur, et enfin une couche-limite thermique inférieure [HUSSMANN *et al.*, 2002; SPOHN & SCHUBERT, 2003; SOTIN & TOBIE, 2004].

D'après SPOHN & SCHUBERT [2003], le flux de chaleur à travers la couche de glace convective s'exprime

$$q_{\text{conv}} = c_1 \left(\frac{\alpha g}{\kappa \eta_{\text{conv}}} \right)^{c_2} k \Delta T^{1+c_2} \Delta z_{\text{conv}}^{3c_2-1}, \quad (4.25)$$

où la diffusivité thermique $\kappa = 1,47 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et le coefficient d'expansion thermique $\alpha = 1,56 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ sont ceux de la glace I, et η_{conv} est la viscosité de la couche convective d'épaisseur Δz_{conv} . La viscosité dépend de la température comme

$$\eta(T) = \eta_0 \exp \left[27 \left(\frac{T_f}{T} - 1 \right) \right], \quad (4.26)$$

avec $\eta_0 = 5 \times 10^{13} \text{ Pa s}$, la viscosité à la température de fusion de la glace T_f . La différence de température ΔT sur toute l'épaisseur de la couche convective représente le double de la différence de température ΔT_{CLT} sur l'épaisseur de chaque couche-limite thermique [SOTIN &

TOBIE, 2004],

$$\Delta T_{\text{CLT}} = T_f - T_{\text{conv}} = -1,43 \left[\left. \frac{\partial \ln \eta}{\partial T} \right|_{T=T_{\text{conv}}} \right]^{-1}, \quad (4.27)$$

où T_f et T_{conv} sont les températures de fusion et de la couche de glace convective, adiabatique et bien mélangée. SPOHN & SCHUBERT [2003] utilisent les coefficients $c_1 = 0,2$ et $c_2 = 0,25$, tandis que DESCHAMPS & SOTIN [2001] prennent $c_1 = 0,79$ et $c_2 = 0,263$. Une valeur plus élevée de c_1 correspond à un transport plus efficace de la chaleur par convection. Dans ce cas, la température reste proche de la température de surface et n’atteint pas la température de fusion. La présence de glace en lieu d’un océan est favorisée. Au contraire, une faible valeur de c_1 favorise la présence d’un océan au pied de la couche de glace convective. Par la suite, nous envisagerons ces deux hypothèses.

4.5.3 Contraintes sur la présence d’eau liquide

Méthode

Pour qu’une couche d’eau liquide, un océan, existe au sein de la couche de glace enveloppant une planète comme OGLE 390Lb, la température dans la couche de glace doit atteindre la température de fusion *au-dessus* du point triple I/III/liquide à 0,21 GPa et 251 K. En d’autres termes, le profil de température dans un diagramme p - T doit être suffisamment raide pour atteindre la courbe de fusion de la glace, dont la pente est négative à travers la couche de glace I. Le point d’intersection entre ces deux courbes définit le sommet de l’océan. Le profil de température devient quasi-isotherme dans l’océan, jusqu’à la base de celui-ci. La profondeur de l’océan est limitée par la courbe de fusion de la glace haute pression, dont la pente est positive. En-dessous, enfin, c’est le manteau de glace haute pression (*cf.* Figs. 4.3 et 4.4).

À l’aide des équations détaillées dans les §§ 4.5.1 et 4.5.2, nous avons pu évaluer la pression minimale (respectivement maximale) à laquelle la température atteint le point de fusion lorsque le flux de chaleur est transmis par conduction (respectivement par convection) à travers l’enveloppe de glace. Si, dans le premier cas, le cas conductif, la pression minimale est supérieure à la pression du point triple I/III/liquide, il ne peut y avoir de couche liquide. Dans le second cas, convectif celui-ci, si la pression maximale où le point de fusion est atteint est inférieure à la pression de ce même point triple, alors la présence d’un océan est garantie.

Résultats

Regardons les profils de température obtenus lorsque seule la conduction œuvre au transfert de la chaleur à travers la couche de glace (4.5). Ceux-ci n’atteignent pas la courbe de fusion pour les cas glace/roche = $2,5 \times 10^{-4}$ et 1. Une couche d’eau liquide ne peut donc subsister sous une croûte de glace I dans ces deux cas. Lorsque le rapport glace/roche = $2,5 \times 10^{-4}$, il n’y a tout simplement pas assez d’eau dans la planète ; la couche de glace ne peut être suffisamment épaisse pour que la température en son sein atteigne la température de fusion.

Dans le cas où le rapport glace/roche = 1, l’épaisseur de glace totale est plus importante, mais l’épaisseur de glace I reste sensiblement la même car la pression maximale supportable par la glace I, $p_i = 0,21$ GPa, est rapidement atteinte considérant la forte gravité de la planète. De plus, le gradient de température dans ce cas est plus faible que lorsque le rapport glace/roche est plus faible car moins de roche signifie moins de chauffage radiogénique. De fait, dans le cas glace/roche = 1, la température n’atteint jamais la température de fusion, ni à p_i , ni même à p_{II} .

Pour un rapport glace/roche intermédiaire, comme dans le cas glace/roche = 1/3, il est possible que le profil de température coupe la courbe de fusion de la glace. Cependant, le point d’intersection se situe à $p > p_i$, la pression du point triple I/III/liquide (*cf.* Fig. 4.5). Cela ne permet pas l’apparition d’un océan à l’intérieur duquel le profil de température est isotherme ou légèrement adiabatique. Un tel profil de température, en effet, rencontrerait immédiatement la courbe de solidification de la glace haute pression. En fait, la conduction n’est ici pas capable

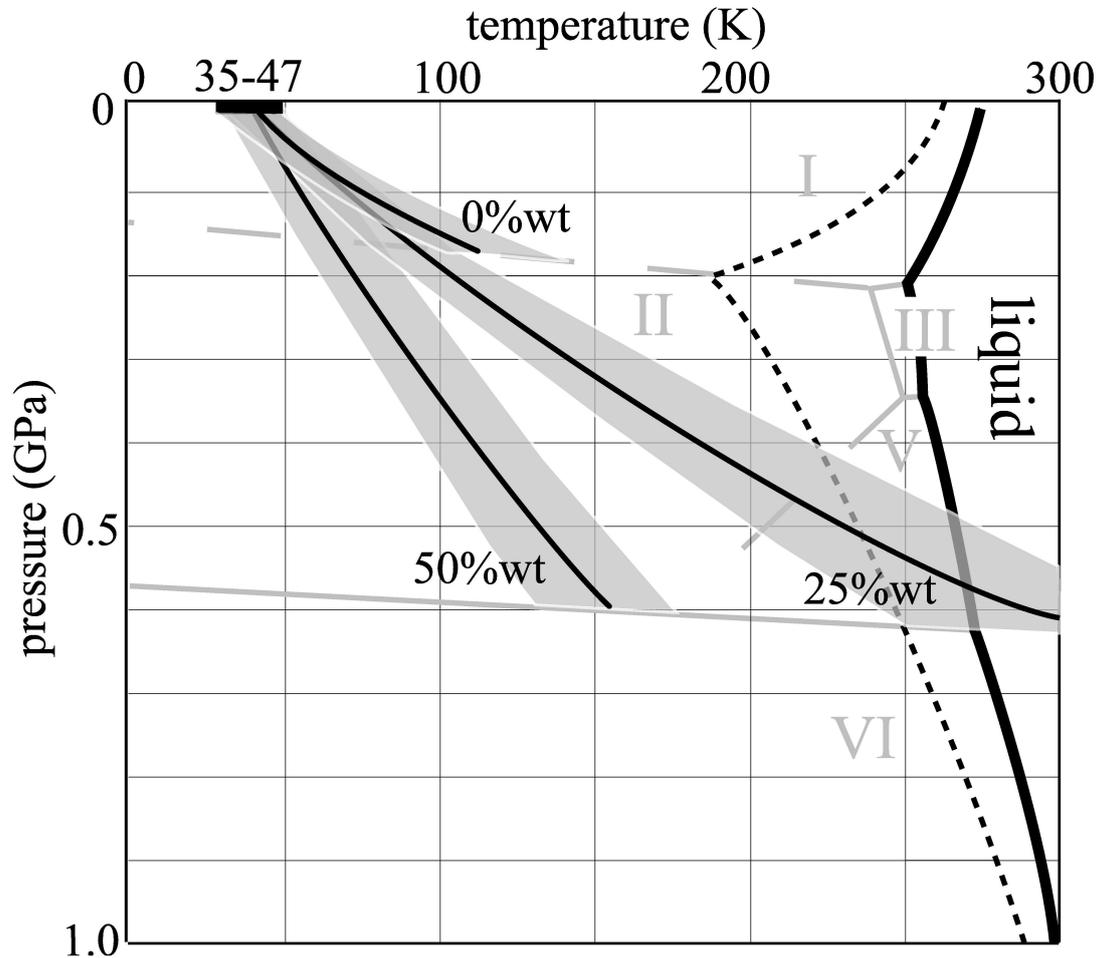


FIG. 4.5 – PROFILS DE TEMPÉRATURE DANS LE COUVERCLE DE GLACE BASSE PRESSION obtenus dans le cas conductif, pour les différents cas de rapport glace/roche envisagés. Dans chaque cas, le profil dépend du choix de la masse planétaire M_p . La température de surface est corrélée avec M_p de sorte qu'elle varie de 35 à 47 K [trait épais horizontal] quand la masse varie entre 3 et 11 M_\oplus . Les profils possibles sont représentés [bandes grisées] pour chaque cas. Le profil de température le plus probable, correspondant à la masse la plus probable d'OGLE 390Lb (5,5 M_\oplus), est précisé [lignes pleines dans les bandes grisées]. La conduction thermique seule est suffisante pour évacuer la chaleur interne dans les cas $f_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ wt% (glace/roche $\sim 10^{-4}$) et $f_{\text{H}_2\text{O}} = 50$ wt% (glace/roche = 1), que la glace soit de l'eau pure ou un mélange eau-ammoniac. En effet, les profils de température ne coupent les courbes de fusion ni de l'eau pure [trait épais], ni de l'eau ammoniaquée [tirets]. Le cas où $f_{\text{H}_2\text{O}} = 25$ wt% (glace/roche = 1/3) est plus ambigu : le profil de température coupe bien la courbe de fusion de la glace, mais en-deçà du point triple I/III/liquide, là où un océan isotherme ne peut plus exister. Cela signifie en fait qu'une couche de glace purement conductive n'est pas stable dans le cas $f_{\text{H}_2\text{O}} = 25$ wt% et que la convection se déclenche. La température n'atteint pas, en réalité, la température de fusion. Un diagramme de phase complet est donné dans la Fig. 3.2

d'évacuer la chaleur interne à travers la couche de glace. Un équilibre conductif n'est pas possible dans ce cas et le profil de température esquissé dans la Fig. 4.5 n'est pas réaliste.

La couche de glace est dite *instable à la convection* ; celle-ci transfère la chaleur dans la glace haute pression et rend le profil de température quasi-isotherme (*cf.* courbe (b) dans la Fig. 4.4). Nous utilisons alors l'éq. (4.25) pour déterminer le flux de chaleur à $t = 10$ milliards d'années et choisissons les coefficients c_1 et c_2 typiques d'un transfert de chaleur très efficace [DESCHAMPS & SOTIN, 2001]. Dans ce cas, l'épaisseur de la couche convective ne permet pas au profil de température d'atteindre la température de fusion de la glace. Si nous choisissons maintenant c_1 et c_2 typiques d'une convection moins efficace [SPOHN & SCHUBERT, 2003], la température de fusion de la glace II – en-dessous du point triple I/III/liquide – est atteinte au pied de la couche convective. Cela n'autorise pas la présence d'un océan, mais signifie que la convection dans la glace à l'état solide ne permet pas d'évacuer toute la chaleur interne et, par conséquent, la couche de glace II/V doit être partiellement fondue.

La possibilité d'un océan

Suivant les trois principales hypothèses que nous avons posées, à savoir

- (1) la température de surface est égale à la température d'équilibre ;
- (2) la glace est uniquement composée de glace d'eau ;
- (3) la chaleur interne provient uniquement de la décomposition des isotopes radioactifs à longue durée de vie ;

nous pouvons conclure qu'OGLE 390Lb, quelque soit le rapport glace/roche envisagé et les propriétés de la planète (masse, *etc.*) dans l'espace des paramètres borné par les incertitudes de la mesure de BEAULIEU *et al.* [2006], est entièrement gelée. Il ne peut en effet exister d'océan entre la croûte de glace I basse pression et le manteau de glace haute pression.

Reste la possibilité, pour un rapport glace/roche intermédiaire proche de 1/3, que le manteau de glace II/V soit partiellement fondu, car dans ce cas ni la conduction ni la convection ne sont capables d'évacuer toute la chaleur interne de la planète, à moins que la convection dans la glace soit aussi efficace que DESCHAMPS & SOTIN [2001] le propose.

En fait, la possibilité d'un océan est le résultat d'une compétition entre, d'une part, le chauffage h'_{rad} et, d'autre part, l'épaisseur de la couche de glace. Pour une masse planétaire donnée dans l'intervalle fixé au début de cette étude, [3; 11] M_{\oplus} , plus la planète contient de glace, moins la masse du manteau de silicates est importante, et donc moins celui-ci produit de chaleur radiogénique. Cependant, plus la planète contient de glace, plus l'enveloppe de glace sera épaisse et mieux celle-ci joue le rôle d'une couche isolante, retenant la chaleur et permettant d'atteindre des températures proches de la fusion.

Ce raisonnement est limité par le déclenchement de la convection lorsque la couche de glace est suffisamment isolante pour atteindre la température de fusion, mais insuffisamment pour atteindre celle-ci au-dessus du point triple I/III/liquide, et par le fait que pour des quantités non-négligeables de glace dans la planète, l'épaisseur de la couche de glace basse pression—où peut exister un océan—est dictée par la gravité plus que par la quantité de glace présente.

4.6 Influence de divers paramètres

Nous allons maintenant discuter de la sensibilité du résultat obtenu—OGLE 390Lb est entièrement gelée—aux trois hypothèses décrites au § 4.5.3.

4.6.1 Effet d'une augmentation de la température de surface

La présence d'une atmosphère suffisamment épaisse pour déclencher un effet de serre important et/ou un faible albédo peuvent significativement augmenter la température de surface, jusqu'alors considérée égale à la température d'équilibre de la planète, entre [35; 47] K. Par exemple, un albédo proche de zéro augmenterait la température d'un facteur $\sqrt[4]{2}$ soit environ

19%. Nous allons évaluer l'augmentation minimale de la température de surface qui permettrait de changer notre conclusion, c'est-à-dire d'autoriser la présence d'un océan entre les couches de glace basse et haute pression.

Dans une première approche, nous utilisons le formalisme de coefficient diffusif développé dans § 4.5.1. Au point triple I/III/liquide à $p_t = 0,21$ GPa et $T_{f_1} = 251$ K, le rapport de température avec la surface s'exprime grâce au coefficient $\delta(p_t) = T_{f_1}/T_{\text{surf}}$ (cf. éq. [4.22]). Nous cherchons l'écart de température en surface ΔT_{surf} tel que

$$\delta(p_t)[T_{\text{surf}} + \Delta T_{\text{surf}}] = T_{f_1}. \quad (4.28)$$

À l'aide de cette équation, nous trouvons qu'une température de surface comprise dans les intervalles [40; 55], [65; 80] et [100; 115] K permet d'obtenir la fonte partielle de la couche de glace, respectivement dans les cas où le rapport glace/roche = $2,5 \times 10^{-4}$, 1/3 et 1. Cependant, ces valeurs ne peuvent être obtenues simplement en jouant sur l'albédo; de même il paraît difficile de les attribuer à un effet de serre considérant le peu d'énergie que la planète reçoit de son étoile et l'atmosphère tenue de diazote envisagée précédemment.

4.6.2 Effet de la composition de la glace

Nous avons supposé que l'enveloppe glacée d'OGLE 390Lb n'était constituée que de glace d'eau, dans ces différentes phases solides et, éventuellement, liquide. Cependant, en raison de la faible température de surface, non seulement l'eau, mais aussi l'ammoniac, le méthane, et peut-être même le diazote peuvent se retrouver sous forme de glaces. Un modèle précis de l'enveloppe de glace devrait donc prendre en compte ces différentes espèces. Les mélanges ont en effet des propriétés thermodynamiques différentes de celles des corps purs. De nombreuses études ont par exemple montré qu'un mélange eau-ammoniac se cristallise à une température plus basse que l'eau pure [voir par exemple SOTIN *et al.*, 1998; SPOHN & SCHUBERT, 2003]. La courbe de fusion d'un tel mélange est comparée à la courbe de fusion de l'eau dans la Fig. 4.5.

Prendre cette courbe en compte plutôt que la courbe de fusion de l'eau pure ne change pas qualitativement nos résultats, puisque les températures calculées à la base de la couche de glace I sont toujours plus basses que les températures de fusion de l'eau pure et ammoniaquée. Dans le chapitre suivant, nous estimerons la quantité d'ammoniac, et d'autres molécules, qui pourraient rentrer dans la composition des glaces d'une planète semblable à OGLE 390Lb.

4.6.3 Effet de la chaleur interne

Dans une approche similaire à celle suivie en § 4.6.1, nous pouvons calculer de combien il faut augmenter le chauffage interne pour faire fondre partiellement l'enveloppe de glace. La production de chaleur minimale h'_{liq} pour laquelle la température peut atteindre la température de fusion T_{f_1} de la glace I à $p < p_t$ —la pression du point triple I/III/liquide—est donnée par

$$h'_{\text{liq}} = h'_{\text{rad}} \frac{\ln [T_{f_1}/T_{\text{surf}}(M_p)]}{\ln [\delta(p_t, h'_{\text{rad}})]}. \quad (4.29)$$

La production de chaleur calculée dans le cas conductif à $t = 10$ milliards d'années peut être multipliée par un facteur d'au moins 1,6 à 1,9 pour obtenir une couche d'eau liquide dans le cas où le rapport glace/roche = $2,5 \times 10^{-4}$. Ce facteur est compris entre 2,1 et 2,5 dans le cas glace/roche = 1/3 et entre 3,2 et 3,8 dans le cas glace/roche = 1.

Avec la convection dans la glace, le taux de chauffage doit être plus important pour pouvoir obtenir une couche d'eau liquide. Dans le cas d'une convection peu efficace—faible valeur du coefficient c_1 —, cela change peu les résultats obtenus. Dans le cas d'une convection plus efficace dans la croûte de glace I, les taux de chauffage nécessaires pour obtenir de l'eau liquide doivent être augmentés de 75 à 100% par rapport à ceux obtenus dans le cas conductif.

Par exemple, pour une planète de $5,5 M_{\oplus}$ contenant 25 wt% d'eau (rapport glace/roche = 1/3), le taux de chauffage nécessaire pour atteindre la température de fusion dans la couche de glace basse pression, est respectivement 3,9 et 2,2 fois supérieur au taux à $t = 10$ milliards

d'années, pour de grande et petite valeurs du coefficient c_1 . Ces résultats sont peu changés par la présence d'ammoniac.

Bien qu'à présent, OGLE 390Lb soit probablement entièrement gelée, le chauffage nécessaire à la présence d'eau liquide au sein de la couche de glace basse pression n'est que quelques fois plus important que le chauffage actuel. Rappelons que le chauffage radiogénique n'est qu'un chauffage minimal, puisqu'il néglige la part de chaleur fossile, datant de la formation de la planète. Cette chaleur fossile n'est certainement pas négligeable, particulièrement pour une planète aussi massive, relativement à la Terre, qu'OGLE 390Lb ; elle pourrait être du même ordre de grandeur que la chaleur radiogénique. De plus, dans le passé le chauffage radiogénique était plus intense. Grâce à l'éq. (4.14), nous pouvons calculer qu'il était respectivement 2 à 4 fois plus important lorsque la planète était âgée de 4,4 et 1,8 milliards d'années. Cela nous autorise à suggérer que de l'eau liquide *était* présente dans le passé, pendant plusieurs milliards d'années, sous la surface d'OGLE 390Lb.

4.7 Des océans subglaciaires dans la Galaxie

La détection d'une planète par microlentille a peu de chances d'être confirmée par une autre approche, vélocimétrie radiale ou occultation. En effet, l'événement microlentille a lieu lorsque le mouvement propre d'une étoile (la lentille) en avant-plan amène cette dernière à passer à proximité angulaire d'une étoile d'arrière-plan (la source). D'une part, l'événement n'est pas périodique, donc pas reproductible. D'autre part, pour observer directement la lentille, il faut pouvoir la distinguer de la source, et donc attendre que son mouvement propre l'amène suffisamment loin de celle-ci.

Dans le cas de l'événement OGLE 2005-BLG-390, la lentille et la source se séparent à une vitesse de 7,6 millisecondes d'angle par an, ce qui pourra permettre de résoudre l'étoile-lentille dans un futur envisageable. En revanche, le contraste entre la lentille et la source, de l'ordre de 7 à 8 magnitudes dans la bande K , et plus encore dans le visible, rendra extrêmement délicate le suivi d'OGLE 390Lb, peut-être la première super-Terre jamais détectée.

Quel est alors l'intérêt du travail, très spéculatif au demeurant, présenté ici autour de cette planète ? Des éléments de réflexion autour de cette question sont amenés dans [EHRENREICH & CASSAN \[2007\]](#). Tout d'abord, les intervalles de masses planétaires (entre 3 et 11 M_{\oplus}) et de distances à l'étoile (entre 2 et 4 UA) envisagés nous laissent la latitude d'appliquer le modèle présenté ci-dessus à une grande variété d'objets, dans la catégorie des super-Terre ou des planètes-océans froides. De nouvelles planètes de ce type seront vraisemblablement détectées dans le futur, non seulement par microlentille, mais aussi par vélocimétrie radiale, notamment autour des étoiles de type M (*cf.* [UDRY *et al.* \[2007\]](#)).

Ce que nous apprend, en substance, la détection d'OGLE 390Lb par microlentille, c'est que de telles planètes peuvent être nombreuses dans la Voie lactée, et qu'OGLE 390Lb peut être tout à fait représentative d'une grande partie des planètes existantes, mais non encore détectées, autour d'étoiles dont les masses sont comprises entre 0,1 et 0,4 M_{\odot} . Pourquoi ? C'est ce que nous allons voir à présent en nous intéressant à l'efficacité de détection par microlentille.

4.7.1 Efficacité de détection par microlentille

Les recherches actuelles d'événements microlentille sont menées depuis le sol et ont pour but de déceler, à plusieurs milliers de parsecs de distance, des compagnons planétaires froids, de quelques masses terrestres, situés entre 1 et 10 UA de leurs étoiles, préférentiellement des étoiles de types M ou K. Dans cette optique, la collaboration PLANET/Robonet (*Probing Lensing Anomalies NETWORK*) opère un suivi de tout événement microlentille survenant en direction du sud, vers le bulbe galactique, à l'aide d'une série de télescope de 1 à 2 m de diamètre disposés dans l'hémisphère sud (Chili, Afrique du Sud, Australie).

Ce réseau a jusqu'à présent permis de détecter deux géantes gazeuses de quelques masses joviennes, MOA 2003-BLG-53Lb [[BOND *et al.*, 2004](#)] et OGLE 2005-BLG-071Lb [[UDALSKI](#)]

et al., 2005], une planète de masse neptunienne OGLE 2005-BLG-169Lb [GOULD *et al.*, 2006] ainsi que la petite planète OGLE 390Lb dont il a été question [BEAULIEU *et al.*, 2006].

La probabilité de détection, par le réseau PLANET, d'une planète semblable à OGLE 390Lb, n'excède pas 3% (KUBAS *et al.*, soumis). En revanche, les mêmes auteurs calculent que la probabilité de détecter une planète de masse jovienne par cette méthode est supérieure à 50% si le demi-grand axe de la planète est compris entre 1,1 et 2,3 UA. La planète OGLE 390Lb a donc pu être détectée en dépit d'une probabilité de détection très faible. Cela supporte la théorie de formation de planètes par instabilité nucléée [POLLACK *et al.*, 1996], qui prédit que les planètes de masses sous-neptuniennes doivent être plus abondantes que les planètes géantes autour d'étoiles de type M [LAUGHLIN *et al.*, 2004]. Cela a déjà été souligné par GOULD *et al.* [2006] lors de la détection d'OGLE 2005-BLG-169Lb (0,7 M_{Ψ}).

Il est possible d'aller plus loin en calculant l'efficacité de détection de la recherche de planètes par microlentille. Il s'agit de déterminer jusqu'à quel point on peut exclure la détection d'un compagnon planétaire autour de l'étoile lentille pour un grand nombre d'événements. CASSAN *et al.* (en préparation) fourniront une analyse complète et détaillée, incluant onze années d'observations du réseau PLANET; un résultat préliminaire peut d'ors-et-déjà être tiré de cette étude, pour l'année 2004 [CASSAN & KUBAS, 2006].

Sur la Fig. 4.6 sont représentés les isocontours d'efficacité de détection du réseau PLANET. Ces estimations sont basées sur 14 événements microlentille détectés par PLANET en 2004. En pratique, le diagramme provient du calcul, pour chaque événement, de l'efficacité de détection en fonction du rapport des masses planétaire et stellaire q et de la séparation instantanée d de la microlentille. Le calcul fait appel à un modèle galactique et les paramètres q et d sont convertis en masse et demi-grand axe de la planète à l'aide d'une analyse bayésienne [DOMINIK, 2006]. Les quatre planètes détectées jusqu'à présent sont incluses dans la figure, qui permet d'esquisser une conclusion qualitative.

En mettant en regard les détections existantes et les efficacité de détection correspondantes, il est possible d'évaluer quelles planètes devraient être facilement trouvées mais ne le sont pas spécialement, et quelles autres sont détectées bien qu'elles soient supposées difficiles à trouver. Malgré la différence d'efficacité de détection de planètes de $\sim 1 M_{\text{J}}$ d'une part, et de planètes de 1 à 15 M_{\oplus} d'autre part, le même nombre d'objets a été détecté dans chaque catégorie. Cela suggère que des planètes de 1 à 15 M_{\oplus} sont plus abondantes que les planètes géantes autour d'étoiles de faibles masses.

Bien entendu, il faut tempérer cette affirmation en regard du faible nombre de détections. Cependant, cette tendance est en accord avec la théorie de formation des planètes par instabilité nucléée, qui prévoit précisément une surabondance de planètes peu massives autour d'étoiles elles-mêmes peu massives [LAUGHLIN *et al.*, 2004]. Comme la plupart des étoiles de la Galaxie sont dans cette gamme de masses [CHABRIER, 2001], les détections réalisées par GOULD *et al.* [2006] et BEAULIEU *et al.* [2006] impliquent que les planètes peu massives sont abondantes dans la Voie lactée.

4.8 Conclusions

Parce qu'OGLE 390Lb est distante de quelques UA de sa faible étoile de type spectral M, et parce que le système est vraisemblablement âgé de 10 milliards d'années, la planète est probablement entièrement gelée. Dans le scénario que nous favorisons, cette planète n'a pas d'atmosphère proéminente, sa température de surface est proche de la température d'équilibre d'un corps noir (entre 35 et 47 K); sa surface doit donc être gelée.

Si OGLE 390Lb contient une quantité d'eau semblable à la Terre (ou beaucoup plus), elle doit être recouverte par une enveloppe de glace d'environ 10 km (d'environ 1 000 km) d'épaisseur. Le chauffage radiogénique, qui dépend du rapport glace/roche dans la planète, n'est probablement pas suffisant pour prévenir, au bout de 10 milliards d'années, la cristallisation complète d'un océan subglaciaire potentiellement présent dans le passé, peut-être durant plusieurs milliards d'années.

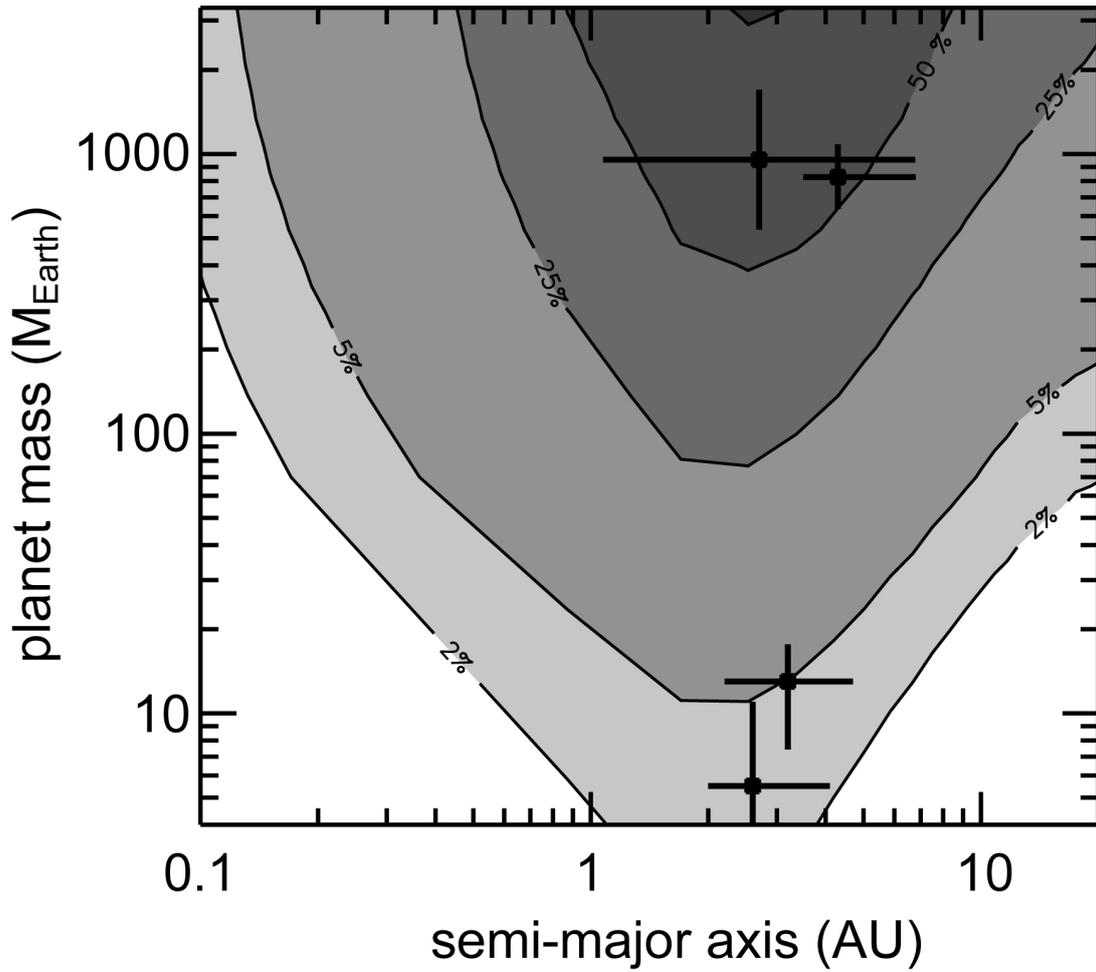


FIG. 4.6 – EFFICACITÉ DE DÉTECTION MOYENNE des planètes par la technique des microlentilles, en fonction de la masse et du demi-grand axe des planètes, et en supposant des orbites circulaires. Les isocontours proviennent d'une analyse préliminaire de 14 événements microlentille détectés en 2004 par le réseau PLANET. Les quatre événements ayant donné lieu à la détection d'une planète extrasolaire sont superposés à ces contours, avec leurs barres d'erreur associées. Pour des planètes de masse jovienne ($> 300 M_{\oplus}$), l'efficacité de détection atteint 50%. Elle n'est plus que de quelques pourcents pour des planètes de quelques masses terrestres.

Comme dans le cas des satellites glacés des planètes géantes du Système solaire, cet océan était circonscrit entre un couvercle de glace basse pression et le manteau de silicates (rapport glace/roche faible) ou le manteau de glace haute pression (rapport glace/roche élevé).

D'une certaine manière, OGLE 390Lb, l'une des planètes extrasolaires les plus proches de la Terre en terme de masse, ouvre un nouveau pan de la modélisation de planètes extrasolaires : celui des super-Terre froides. Le travail présenté dans le présent chapitre est une première approche de ce type d'objets.

Chapitre 5

Composition des glaces des planètes extrasolaires gelées

LA COMPOSITION des planètes extrasolaires dépend des conditions de formation au sein des disques protoplanétaires. Nous nous intéressons ici à la composition en espèces volatiles (glaces), susceptibles de se retrouver dans les atmosphères de ces planètes et d’y être observées. En supposant que les glaces se forment dans les disques à partir d’hydrates, de clathrates et de composés purs, nous calculons leurs fractions massiques dans des planétésimaux gelés pour une grille de modèles de disques. La composition obtenue ne dépend que faiblement des conditions thermodynamiques adoptées dans le disque, mais fortement de la composition initiale de la phase gazeuse du disque. En jouant sur la composition, et notamment sur le rapport d’abondance du carbone à l’oxygène, il est possible d’appliquer les résultats obtenus à une grande variété de systèmes planétaires, des planètes froides détectées par microlentille, aux hypothétiques planètes-océans et planètes de carbone ■

5.1 Introduction

Il est envisageable que la migration planétaire entraîne des planètes gelées de faible masse, comme celle dont il a été question au chapitre précédent, de l’autre côté de la ligne des glaces, dans le système planétaire interne. C’est une origine proposée des hypothétiques planètes-océans [KUCHNER, 2003; LÉGER *et al.*, 2004]. Nous allons à présent nous intéresser aux compositions possibles de ces objets, et en particulier celles des phases volatiles condensées – les glaces – avec, toujours à l’esprit, l’analogie avec les satellites glacés du Système solaire, où la présence d’espèces minoritaires comme l’ammoniac rendrait notamment possible l’existence de couches liquides subglaciaires.

LÉGER *et al.* [2004] proposent que si une planète-océan contient 50% d’eau en masse, elle doit également héberger des quantités non négligeables d’espèces dites minoritaires, présentes également sous forme de glaces. Ces glaces pourraient notamment être apportées, comme l’eau, par l’accrétion, sur l’embryon de planète, des nombreux planétésimaux glacés se trouvant au-delà de la ligne des glaces. Parmi toutes les espèces volatiles à prendre en considération, les

plus couramment envisagées dans la composition des glaces planétaires sont le monoxyde de carbone (CO), le dioxyde de carbone (CO₂), le méthanol (CH₃OH), le méthane (CH₄), l’ammoniac (NH₃), le diazote (N₂) et le sulfure d’hydrogène (H₂S). Nous évoquerons également la condensation de quelques gaz rares, tels l’argon (Ar) et le xénon (Xe).

Le travail présenté ici, objet d’un article soumis [EHRENREICH *et al.*, 2007b], a pour but de contraindre la fraction massique de chacune de ces espèces dans la phase condensée d’une super-Terre froide ou d’une planète-océan gelée. Nous examinons les conditions primitives menant à la formation de planétésimaux glacés susceptibles de former une planète comme OGLE 390Lb [BEAULIEU *et al.*, 2006]. La composition des glaces est en effet un paramètre-clef intervenant dans les modèles de structures internes et d’évolution thermique des intérieurs planétaires. Elle détermine la structure des manteaux glacés, l’existence de couches liquides au sein de ceux-ci et, éventuellement, la composition de l’atmosphère de la planète. Cela s’applique aux lunes glacées des planètes géantes dans le Système solaire et la réponse à la question de l’existence d’océans sous les glaces d’Europe, de Ganymède ou de Titan, dépend largement de la composition des glaces [SPOHN & SCHUBERT, 2003].

La composition des glaces dans les planétésimaux d’un disque protoplanétaire dépend à la fois des propriétés de l’étoile et du disque : la composition initiale de la phase gazeuse du disque, son évolution thermodynamique, la distance de formation des planétésimaux à l’étoile, les abondances relatives de carbone et d’oxygène (rapport C/O). Nous allons tout d’abord utiliser un modèle classique de disque d’accrétion [PAPALOIZOU & TERQUEM, 1999] pour déterminer des conditions thermodynamiques plausibles dans l’environnement où se forment les planétésimaux glacés. Puis, nous dériverons la composition des glaces en comparant l’évolution des conditions thermodynamiques dans le disque à la séquence de condensation des glaces. Enfin, nous discuterons les implications des résultats obtenus pour les modèles de planètes actuellement envisagés et les planètes de faibles masses détectées ou à découvrir par les méthodes de vélocimétrie radiale, d’occultation et de microlentille.

5.2 Modèles de disques protoplanétaires

La composition des glaces incorporées dans les planétésimaux est déterminée par leur séquence de condensation dans le disque protoplanétaire en cours de refroidissement. Les conditions thermodynamiques permettant la condensation d’une espèce chimique en glace pour une distance donnée à l’étoile correspondent, sur un diagramme pression-température comme celui de la Fig. 5.1, à l’intersection de la courbe de stabilité de cette espèce en phase gazeuse avec la courbe de refroidissement du disque calculée à la distance appropriée. La courbe de refroidissement à une distance radiale r donnée provient de la résolution de la structure verticale du disque. La structure verticale, suivant l’axe z en coordonnées cylindriques, est calculée grâce à un modèle évolutif de disque d’accrétion turbulent, décrit par PAPALOIZOU & TERQUEM [1999] et ALIBERT *et al.* [2005], et dont nous allons simplement donner les grandes lignes.

En supposant une symétrie cylindrique du disque protoplanétaire, la structure verticale selon l’axe z à une distance r de l’étoile centrale est calculée en résolvant les équations de l’équilibre hydrostatique, de la conservation de l’énergie et de la diffusion du flux radiatif. Les variables de ce système d’équations sont la pression $p(r, z)$, la température $T(r, z)$, la densité $\rho(r, z)$ et la viscosité $\nu(r, z)$ locales. D’après SHAKURA & SYUNYAEV [1973], la viscosité turbulente ν s’exprime en terme de fréquence de rotation keplérienne Ω et de vitesse du son c_s ,

$$\nu = \alpha \frac{c_s^2}{\Omega}. \quad (5.1)$$

Le paramètre α caractérise la forme de turbulence envisagée : si l’évolution du disque est principalement gouvernée par la viscosité et non par d’autres processus—comme la photoévaporation entraînée par l’étoile centrale ou par des étoiles proches—alors plus α est faible, plus le disque évolue lentement, et inversement.

Dans le cadre de cette approximation, la température et la pression moyennes du disque, ainsi que sa densité de surface, peuvent être déterminées pour une masse stellaire M_* , une

distance radiale r et un coefficient α donnés. L'évolution de la pression et de la température moyennes à une distance radiale donnée dessine la courbe de refroidissement du disque à cette distance de l'étoile. Deux courbes de refroidissement sont représentées dans la Fig. 5.1, pour $r = 2, 6$ et 10 UA, $\alpha = 2 \times 10^{-3}$ et $M_* = 0,22 M_{\odot}$, ce qui correspond à la masse de l'étoile hébergeant la planète OGLE 390Lb, déterminée par [BEAULIEU *et al.* \[2006\]](#).

Prenant en compte les incertitudes sur la masse de cette étoile, nous considérons plusieurs modèles de disques protoplanétaires, avec des étoiles centrales de masses $M_* = 0,11, 0,22$ et $0,43 M_{\odot}$ (nous restons néanmoins dans la gamme de masse des étoiles de type M). Différents coefficients de viscosité sont également envisagés et nous choisissons des $\alpha = 1 \times 10^{-4}, 2 \times 10^{-3}$ et 1×10^{-2} . Nous obtenons donc neuf modèles de disques à tester. De plus, pour chaque modèle, deux scénarii extrêmes de formation planétaire sont imaginés, afin d'encadrer les processus de formation actuellement envisagés pour des planètes situées au-delà de la ligne des glaces :

- une formation *in situ* de la planète (entre 2 et 4,1 UA pour OGLE 390Lb) ;
- une formation lointaine (10 UA) suivie d'une migration à grande échelle (jusqu'entre 2 et 4,1 UA).

Les résultats obtenus et décrits ci-après apparaissent tous consistants à $\sim 0,5\%$ près dans tous les cas, et donc *dépendent peu du modèle de disque choisi et du scénario de formation envisagé*. En conséquence, nous nous référerons dans la suite à un seul modèle, pour lequel $M_* = 0,22 M_{\odot}$, $\alpha = 2 \times 10^{-3}$ et $r = 2,6$ UA.

5.3 Formation de planétésimaux gelés

5.3.1 Glaces produites en phase gazeuse de composition solaire

Nous nous référons aux abondances dites « protosolaires » des éléments calculées par [LODDERS \[2003\]](#) pour définir les fractions volumiques des différentes espèces chimiques considérées dans les parties réfractaires et volatiles du disque protoplanétaire modélisé. Les éléments réfractaires comprennent les roches et les matériaux organiques (les « CHONs »). D'après [LODDERS \[2003\]](#), les roches contiennent environ 23% de l'oxygène total contenu dans la nébuleuse protosolaire. La fraction supposée de carbone dans les matériaux organiques est de 55% [[POLLACK *et al.*, 1994](#); [SEKINE *et al.*, 2005](#)], tandis que les rapports d'abondances de carbone, d'azote et d'oxygène dans ces mêmes matériaux sont définis à C/O/N = 1/0,5/0,12 [[JESSBERGER *et al.*, 1988](#); [SEKINE *et al.*, 2005](#)]. Le carbone, l'azote et l'oxygène restants sont supposés exister seulement dans les molécules H₂O, CO, CO₂, CH₃OH, CH₄, N₂ et NH₃. Le soufre est présent sous forme de H₂S et d'autres composés soufrés réfractaires (H₂S/H₂ = 0,7 × S/H₂, *cf.* [MOUSIS *et al.* \[2006\]](#)).

Nous allons supposer que les rapports d'abondance des molécules carbonées d'une part (par exemple CO/CH₄), et des molécules azotées d'autre part (N₂/NH₃), sont sensiblement les mêmes que dans les glaces du milieu interstellaire et restent peu affectés par les réactions chimiques en phase gazeuse dans le disque. Ce dernier point est justifié par [MOUSIS *et al.* \[2002\]](#) qui, en tenant compte de la diffusion turbulente dans le disque et de la cinétique des conversions chimiques, ont calculé que la chimie du carbone et de l'azote en phase gazeuse est inhibée au-delà de la ligne des glaces dans la nébuleuse solaire. Les temps caractéristiques de conversion chimique des espèces carbonées et azotées devraient être encore plus longs dans les disques protoplanétaires dont il est question ici, car ceux-ci sont moins massifs et plus froids que le modèle de nébuleuse solaire utilisé par [MOUSIS *et al.* \[2002\]](#).

Des rapports d'abondance CO/CH₄ = 10 et CH₃OH/CH₄ = 3 sont choisis en accord avec les mesures du milieu interstellaire d'[ALLAMANDOLA *et al.* \[1999\]](#). Le rapport CO₂/CO est pris dans un intervalle $1 \leq \text{CO}_2/\text{CO} \leq 4$, qui se veut représentatif des valeurs mesurées dans les environnements d'objets stellaires jeunes de faible masse [voir la Table 27 de [GIBB *et al.*, 2004](#)]. Enfin, plusieurs valeurs du rapport N₂/NH₃ sont testées : 0,1, 1 et 10.

La température dans les modèles de disque est initialement suffisamment élevée pour sublimer toute glace interstellaire entrant dans le disque, et particulièrement dans la zone de formation des planétésimaux qui prendront part à la formation de planètes. Puis, la diminution

de température et de pression dans le disque permet la re-cristallisation des différentes glaces. La présence de cristaux de glace d'eau au moment et à l'endroit où les autres espèces volatiles se re-cristallisent dans le disque déclenche des processus de clathration et d'hydratation de ces espèces. En d'autres termes, les molécules d'espèces volatiles se retrouvent piégées dans des « cages » formées par les molécules d'eau. L'efficacité de ces processus dépend de la quantité d'eau disponible lorsque les conditions permettant la condensation sont réunies. À mesure que le disque se refroidit, clathration et hydratation peuvent même s'arrêter s'il y a trop peu de molécules d'eau disponibles. Dans ce cas, les espèces restant en phase gazeuse sans avoir formé d'hydrates ou de clathrates à plus haute température, ne peuvent plus être piégées sous cette forme à plus basse température car toute l'eau disponible a déjà été utilisée. Ces espèces se condensent alors en glaces pures.

La Fig. 5.1 représente la séquence de condensation des différentes espèces volatiles présente dans le modèle de disque lors du refroidissement. Deux courbes de refroidissement sont figurées, pour des zones situés à 2,6 et 10 UA de l'étoile. La composition de la phase gazeuse du modèle est celle définie plus haut, soit $1 \leq \text{CO}_2/\text{CO} \leq 4$, $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4 = 3$ et $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 1$. Les courbes de stabilité des glaces pures proviennent de données expérimentales [LIDE, 2002; LUCAS *et al.*, 2005]. Le domaine de stabilité d'une glace donnée se situe sous la courbe de stabilité correspondante, dans la zone grisée. Les courbes de refroidissement et de stabilité de chaque espèce se croisent à température et pression données, donnant ainsi la séquence de condensation des volatiles dans le disque.

Des résultats similaires sont obtenues pour tous les jeux de paramètres (M_* , α , r) testés : NH_3 , H_2S , CH_4 et Xe sont entièrement piégés par l'eau, respectivement sous forme d'hydrate d'ammoniac $\text{NH}_3 \bullet \text{H}_2\text{O}$ et de clathrates de sulfure d'hydrogène $\text{H}_2\text{S} \bullet 5,75 \text{H}_2\text{O}$, de méthane $\text{CH}_4 \bullet 5,75 \text{H}_2\text{O}$ et de xénon $\text{Xe} \bullet 5,75 \text{H}_2\text{O}$. Environ 75% du CO se retrouve sous forme de clathrate de monoxyde de carbone $\text{CO} \bullet 5,75 \text{H}_2\text{O}$. Le monoxyde de carbone restant, aussi bien que N_2 , Kr et Ar , dont la clathration se produit à plus basse température, demeurent en phase gazeuse jusqu'à ce que la nébuleuse soit suffisamment froide pour autoriser la formation de glaces pures de ces espèces (entre 20 et 30 K). Au cours du refroidissement du disque, seul CO_2 se cristallise en glace pure avant de se faire piéger par H_2O sous forme de clathrate. La glace de CO_2 est donc la seule forme condensée de cette espèce présente dans le disque. Enfin, il n'existe pas, à notre connaissance, de données expérimentales concernant la courbe de stabilité du clathrate associé au méthanol; nous avons donc uniquement pris la glace pure de méthanol en considération.

La composition des glaces dans les planétésimaux se formant dans le disque ne dépend pas des paramètres du modèle de disque, mais plutôt de la composition initiale de la phase gazeuse. Pour une composition « protosolaire » du disque protoplanétaire [LODDERS, 2003], nous pouvons tester différentes valeurs du rapport CO_2/CO entre 1 et 4, tout en prenant $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4 = 3$ et $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 1$. La composition résultante des glaces dans les planétésimaux est représentée dans la Fig. 5.2 en fonction du rapport CO_2/CO . Les valeurs numériques sont données dans la Table 5.1. La glace des planétésimaux formés est principalement constituée, en masse, de glace d'eau pour $\text{CO}_2/\text{CO} < 3$. Au-delà, le composant principal, toujours en masse, devient la glace de CO_2 . De manière générale, les quantités relatives d'eau et d'espèces carbonées autre que le CO_2 décroissent lorsque le rapport CO_2/CO augmente.

5.3.2 Glaces produites en phase gazeuse enrichie en carbone ou en oxygène

La composition initiale de la phase gazeuse du disque protoplanétaire peut être différente de la composition « protosolaire ». Le rapport C/O peut notamment s'éloigner de la valeur solaire, $(\text{C}/\text{O})_{\odot} \approx 0,5$ [LODDERS, 2003]. Pour la suite, nous définissons le rapport $[\text{C}/\text{O}]$ relativement à la valeur solaire,

$$[\text{C}/\text{O}] \equiv \frac{(\text{C}/\text{O})_{\text{disque}}}{(\text{C}/\text{O})_{\odot}}, \quad (5.2)$$

où $(\text{C}/\text{O})_{\text{disque}}$ est la valeur du rapport C/O dans le modèle de disque considéré.

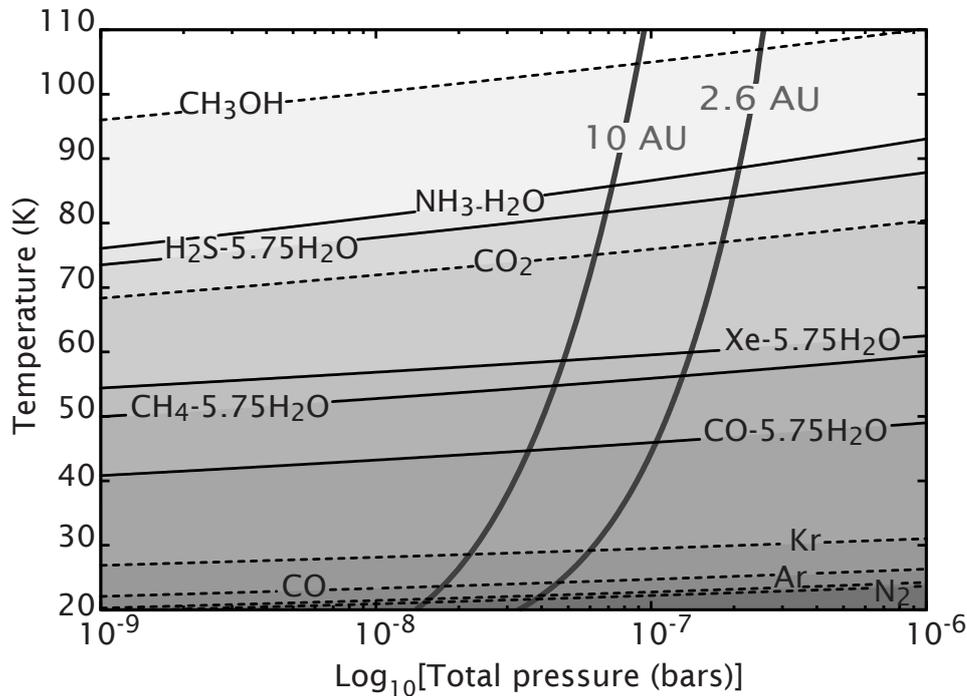


FIG. 5.1 – COURBES DE STABILITÉ ET DE REFROIDISSEMENT dans le disque protoplanétaire. Les courbes de stabilité des hydrates ($\text{NH}_3 \bullet \text{H}_2\text{O}$) et clathrates d'hydrates ($X \bullet 5,75 \text{H}_2\text{O}$) [traits pleins], et des glaces pures [traits tirets] sont représentées en fonction de la pression et de la température dans le disque. Les espèces demeurent dans la phase gazeuse au-dessus des courbes de stabilité; en-deça [régions grisées], elles se condensent ou sont piégées sous forme d'hydrates. Les deux courbes de refroidissement [traits épais et grisés] tracent l'évolution du disque à 2,6 et 10 UA de l'étoile centrale (l'évolution du disque va des hautes aux basses températures). Les abondances des éléments sont solaires et les rapports moléculaires en phase gazeuse sont $\text{CO}_2/\text{CO} = 1$, $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4 = 3$ et $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 1$.

KUCHNER & SEAGER [2005] suggèrent que des systèmes extrasolaires peuvent se former dans des environnements enrichis en carbone ($[\text{C}/\text{O}] > 2$). C'est peut-être le cas autour de l'étoile β Pictoris : la composition de la phase gazeuse de son fameux disque circumstellaire—postérieur à la formation d'éventuelles planètes—est fortement enrichie en carbone ($[\text{C}/\text{O}] \approx 18$ d'après ROBERGE *et al.* [2006]). Au contraire, des glaces peuvent s'être cristallisées dans des disques protoplanétaires provenant d'environnements enrichis en oxygène. Des observations de nuages interstellaires dans la ceinture d'Orion indiquent des rapports $[\text{C}/\text{O}] \approx 0,5$ [WALMSLEY *et al.*, 1999]. Ici, nous allons considérer un intervalle de valeurs extrêmement large afin de traiter la plupart des environnements, en choisissant $0,1 < [\text{C}/\text{O}] < 20$.

La séquence de condensation des glaces et la composition de glaces formées dans un disque de rapport $[\text{C}/\text{O}]$ donné s'obtiennent comme précédemment, pour un cas similaire à la nébuleuse solaire ($[\text{C}/\text{O}] = 1$, *cf.* § 5.3.1) mais en supposant que les abondances en phase gazeuse de tous les éléments à l'exception du carbone demeurent solaires. Les abondances de H_2O , CO_2 , CO , CH_3OH et CH_4 sont déduites des rapports CO_2/CO , CO/CH_4 et $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4$ adoptés en phase gazeuse et des rapports C/O/N adoptés pour les matériaux réfractaires (roches et espèces organiques). Comme justifié en § 5.3.1 ainsi que par MOUSIS *et al.* [2002], nous supposons que

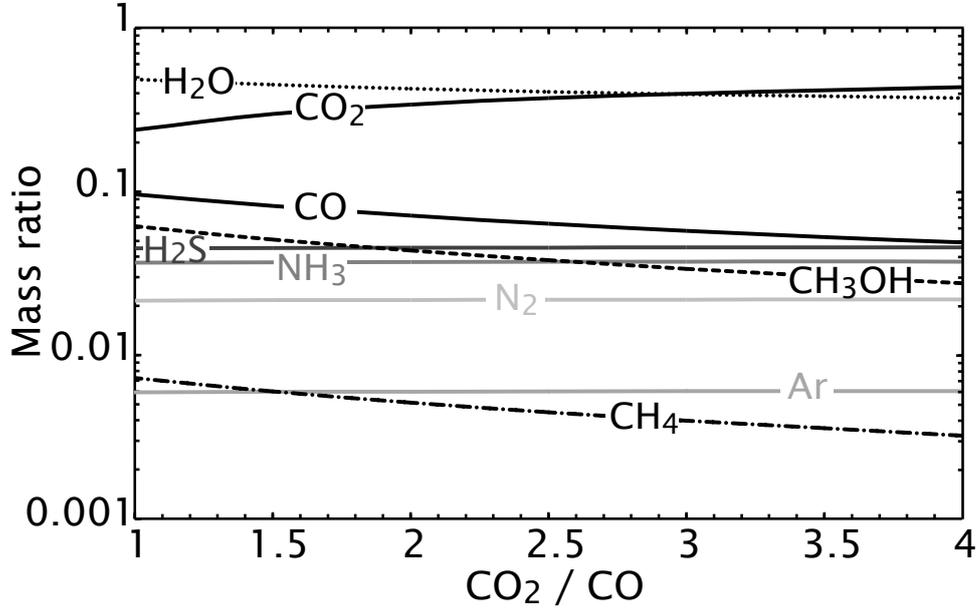


FIG. 5.2 – COMPOSITION DES GLACES FORMÉES EN FONCTION DU RAPPORT CO_2/CO . La composition est exprimée en fractions massiques (X_i correspond au rapport entre la masse de la glace i et la masse totale des glaces). Les abondances de tous les éléments sont solaires dans la phase gazeuse. Les rapports moléculaires fixés sont $\text{CO}/\text{CH}_4 = 10$, $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4 = 3$ et $\text{N}_2/\text{NH}_3 = 1$.

Glace	Rapport massique $M_i/\Sigma_i M_i$ (%)						
H ₂ O	48,6	45,2	42,7	40,9	39,5	38,4	37,4
CH ₄	0,726	0,602	0,515	0,448	0,398	0,358	0,323
CO	9,65	8,20	7,14	6,37	5,77	5,30	4,90
CH ₃ OH	6,16	5,11	4,37	3,82	3,38	3,04	2,76
CO ₂	23,9	29,8	34,2	37,4	39,9	41,8	43,5
NH ₃	3,69	3,71	3,72	3,73	3,74	3,75	3,74
N ₂	2,16	2,17	2,18	2,19	2,19	2,20	2,19
H ₂ S	4,50	4,53	4,54	4,56	4,57	4,58	4,57
Ar	0,595	0,599	0,600	0,602	0,604	0,605	0,604
Kr	9,93 (-4)	9,99 (-4)	1,00 (-3)	1,00 (-3)	1,01 (-3)	1,01 (-3)	1,01 (-3)
Xe	2,52 (-4)	2,53 (-4)	2,54 (-4)	2,55 (-4)	2,55 (-4)	2,56 (-4)	2,56 (-4)
CO ₂ /CO =	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4

TAB. 5.1 – COMPOSITION DES GLACES FORMÉES EN FONCTION DU RAPPORT CO_2/CO

Glace	Rapport massique $M_i/\Sigma_i M_i$ (%)							
H ₂ O	84,9	70,1	48,6	38,1	1,57	traces	traces	traces
CH ₄	5,41 (-2)	0,304	0,726	0,947	1,04	7,46	36,4	96,4
CO	0,833	4,71	9,65	10,3	15,9	15,0	10,2	traces
CH ₃ OH	0,465	2,58	6,16	8,02	14,2	13,5	9,12	traces
CO ₂	1,78	10,0	23,9	31,1	55,0	52,3	35,4	traces
NH ₃	3,66	3,62	3,69	3,75	3,84	3,42	1,54	traces
N ₂	4,08	4,01	2,16	2,20	2,25	1,99	0,880	traces
H ₂ S	3,47	3,81	4,50	4,89	5,46	5,55	5,67	3,15
Ar	0,767	0,841	0,595	0,646	0,801	0,814	0,833	0,462
Kr	1,04 (-3)	1,14 (-3)	9,93 (-4)	1,08 (-3)	1,34 (-3)	1,36 (-3)	1,39 (-3)	7,71 (-4)
Xe	1,94 (-4)	2,13 (-4)	2,52 (-4)	2,73 (-4)	2,53 (-4)	2,57 (-4)	2,63 (-4)	1,46 (-4)
[C/O] =	0,1	0,5	1	1,2	1,7	2	3,2	10

TAB. 5.2 – COMPOSITION DES GLACES FORMÉES EN FONCTION DU RAPPORT [C/O]

la composition initiale du gaz n'est pas affectée par la chimie homogène en phase gazeuse.

Une fois les abondances de CO, CO₂, CH₃OH et CH₄ déterminées, l'oxygène restant donne l'abondance de H₂O. Lorsque le rapport [C/O] augmente, la quantité d'oxygène restant diminue, de sorte que la phase gazeuse s'appauvrit en eau, jusqu'à finir par s'en trouver dénuée lorsque tout l'oxygène est passé dans les matériaux organiques réfractaires, dans CH₃OH, CO et CO₂. Le carbone en surplus se retrouve alors principalement sous forme de CH₄. Cette approche est compatible avec les modèles chimiques utilisés dans les nuages denses où se forment les glaces interstellaires pour différentes valeurs du rapport [C/O] [WATT, 1985]. Si l'on continue à augmenter le rapport [C/O], les abondances de NH₃, N₂, CO, CO₂ et CH₃OH décroissent à mesure que les quantités d'oxygène et d'azote augmentent dans les matériaux organiques. En effet, les abondances d'oxygène et d'azote relatives au carbone restent figées à C/O/N = 1/0, 5/0, 12 dans les matériaux organiques [JESSBERGER *et al.*, 1988; SEKINE *et al.*, 2005].

La Fig. 5.3 retrace l'évolution des abondances des différentes espèces en fonction du rapport [C/O]. Pour [C/O] = 1, les valeurs sont celles obtenues en § 5.3.2 avec CO₂/CO = 1. Des résultats remarquables sont reportés dans la Table 5.2. Nous pouvons délimiter trois domaines, suivant la glace dominante, en masse, la composition des planétésimaux.

- (1) Pour $0,1 < [C/O] < 1,2$, l'eau reste la principale composante de la glace, avec $85 > X_{\text{H}_2\text{O}} > 38\%$ (en masse).
 - (2) Pour $1,2 < [C/O] < 3,2$, le dioxyde de carbone devient majoritaire (en masse), avec $X_{\text{CO}_2} \geq 31\%$ et un pic à 55% pour [C/O] = 1, 7.
 - (3) Pour $[C/O] \geq 3,2$, la glace la plus représentée (en masse) est le méthane, avec $X_{\text{CH}_4} \geq 36\%$.
- Enfin pour [C/O] > 10, c'est le domaine des glaces « exotiques », où les oxydes n'existent plus qu'à l'état de traces et où les glaces principales sont CH₄ (avec $X_{\text{CH}_4} > 95\%$), H₂S (~ 1%) et quelques terres rares, comme Ar.

5.3.3 Discussion et implications pour les planètes extrasolaires

Jusqu'à présent, les modèles de planètes-océans ou de super-Terre [KUCHNER, 2003; LÉGER *et al.*, 2004; SOTIN *et al.*, 2007; SELSIS *et al.*, 2007; VALENCIA *et al.*, 2007a] considéraient, assez naturellement, l'eau comme unique espèce volatile susceptible d'être présente. LÉGER *et al.* [2004] estimaient cependant que d'hypothétiques planètes-océans devraient contenir des espèces volatiles « mineures », avec des abondances correspondant à la composition des glaces cométaires. Ces abondances sont déduites de mesures de la composition des comètes, et peuvent à ce titre être affectées par plusieurs phénomènes [DESPOIS & COTTIN, 2005] :

- (1) la sublimation différentielle—les noyaux cométaires peuvent être déplétés ou enrichis dans certaines espèces très volatiles en fonction de la distance au Soleil ;

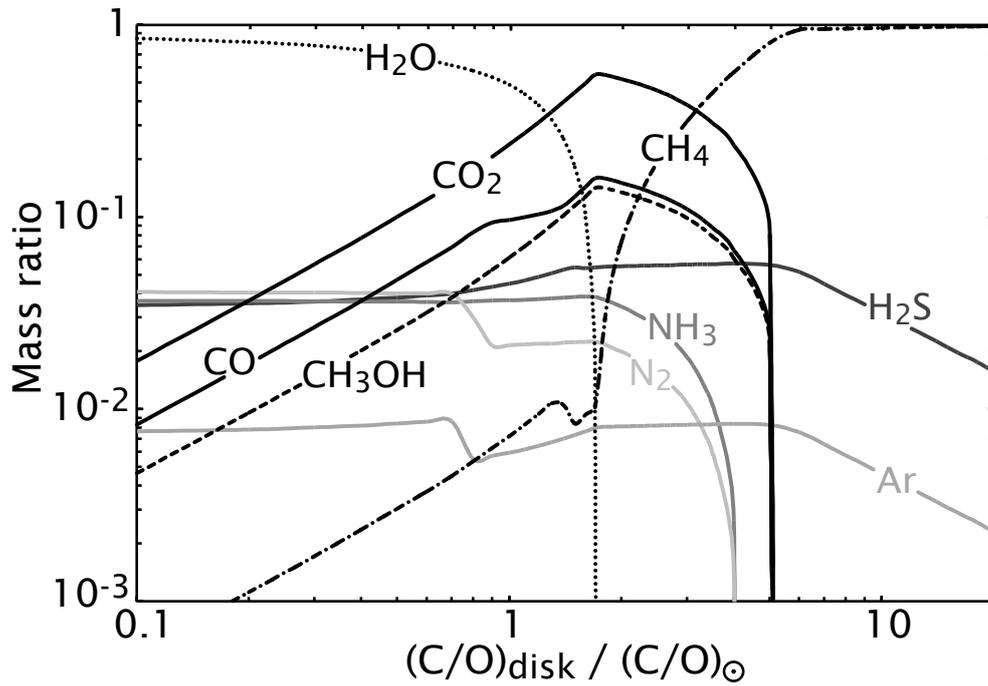


FIG. 5.3 – COMPOSITION DES GLACES EN FONCTION DU RAPPORT $[C/O]$. Les fractions massiques sont données en fonction du rapport d'enrichissement C/O relatif à la valeur solaire, $[C/O] = (C/O)_{\text{disque}} / (C/O)_{\odot}$. Les rapports moléculaires initiaux sont similaires à ceux de la Fig. 5.2, avec $CO_2/CO = 1$. On peut distinguer trois domaines de glace, respectivement dominés par la glace d'eau ($[C/O] \leq 1,2$), la glace de CO_2 ($1,2 < [C/O] \leq 3,2$) et la glace de méthane ($[C/O] > 3,2$).

Molécule	Glace cométaire			Glace interstellaire	Ce travail
	Halley (a)	Hyakutake (b)	Hale-Bopp (b,c)	(d)	(e)
H ₂ O	100	100	100	100	100
CH ₄	< 0,8	0,7	0,6	~ 1	1,7
CO	17	6-30	23	10-40	12,7
CH ₃ OH	1,25	2	2,4	< 4-10	7,1
CO ₂	3,5	< 7	6	1-10	20
NH ₃	1,5	0,5	0,7	5-10	8

TAB. 5.3 – COMPARAISON DES COMPOSITIONS des glaces cométaires et interstellaires avec quelques valeurs issues du présent travail. Les abondances sont normalisées à celle de l'eau, $Y_i/Y_{\text{H}_2\text{O}}$, avec $Y_i = n_i/n$ (n étant la densité volumique en cm^{-3}).

(a) [ALTWEGG *et al.* \[1999\]](#).

(b) [CROVISIER & BOCKELÉE-MORVAN \[1999\]](#).

(c) [DESPOIS & COTTIN \[2005\]](#) et leurs références.

(d) [ALLAMANDOLA *et al.* \[1999\]](#) et leurs références.

(e) [EHRENREICH *et al.* \[2007b\]](#), pour $[\text{C}/\text{O}] = 1$ et $\text{CO}_2/\text{CO} = 1$.

- (2) l'effet de source étendue—les molécules observées ne proviennent pas directement du noyau cométaire mais plutôt de la coma, et sont les produits de photodissociations ou de dégradations thermiques d'espèce parentes ;
- (3) les réactions chimiques dans la coma qui altèrent les taux de production observés des molécules.

De plus, la composition des glaces cométaires déduite des observations peut considérablement varier d'une comète à l'autre [voir par exemple [DESPOIS & COTTIN, 2005](#)]. La Table 5.3 présente les abondances de quelques unes des glaces objets du présent travail et à la fois mesurées dans le milieu interstellaire et dans les comètes Halley (1P/Halley), Hyakutake (C/1996 B2) et Hale-Bopp (C/1995 O1).

Nous avons, quant à nous, quantifié la composition des espèces volatiles dites « mineures » dans des planétésimaux glacés. Cette composition devrait mieux refléter celle des glaces planétaires que la composition de la glace cométaire pour les raisons citées plus haut. Elle est de plus adaptable en fonction des conditions initiales régnant dans le disque protoplanétaire. Cependant, le jeu de valeurs obtenues devrait être appréhendé comme la composition *initiale* en espèces volatiles de planètes formées par accrétion « froide » de planétésimaux. Les fractions de masse pour chaque espèce devraient être considérées comme des limites supérieures en l'absence de puits.

Comparaison avec le Système solaire

Dans le cadre de la formation des planètes géantes du Système solaire, nous relevons que nos calculs reproduisent les abondances d'espèces volatiles dans les atmosphères de Jupiter et Saturne [[MOUSIS & MARBOEUF, 2006](#)]. De plus, ils peuvent expliquer les abondances mesurées par la sonde *Huyghens* dans l'atmosphère de Titan [[ALIBERT & MOUSIS, 2007](#)]. La composition des corps glacés dépourvus d'atmosphère est plus difficile à déterminer. Les mesures spectroscopiques ne permettent en effet que d'effleurer la surface de ces objets. Bien que de nombreuses molécules, dont H₂O, CO, CO₂, CH₄ et NH₃, ont été identifiées à la surface de plusieurs lunes glacées [[BROWN & CRUIKSHANK, 1997](#)], nous n'avons actuellement pas de réelle « fenêtre » sur la composition des manteaux glacés de ces objets. Les modèles de structure interne considèrent généralement des manteaux d'eau pure et ajustent les fractions massiques des espèces « mineures » comme des paramètres libres.

Implications pour des planètes extrasolaires froides et peu massives

Nous avons montré au chapitre 4 (voir aussi [EHRENREICH *et al.* \[2006a\]](#)) comment une planète extrasolaire froide et peu massive pouvait être décrite comme une planète-océan gelée, avec une couche d'eau liquide subsistant entre deux couches de glace haute et basse pression. La source de chaleur permettant l'existence de la couche liquide est dans ce cas l'énergie radiogénique provenant du manteau rocheux sous-jacent. Comme cette source de chaleur décroît avec le temps, l'océan subglaciaire finit par geler au bout de quelques milliards d'années. C'est le scénario favorisé pour OGLE 390Lb (5,5 M_{\oplus}), âgée de ~ 10 milliards d'années. Cependant, la cristallisation de l'océan peut être ralentie si la phase volatile de la planète contient une petite quantité d'ammoniac. En effet, le mélange eau-ammoniac se condense à plus basse température que l'eau pure [voir par exemple [GRASSET & PARGAMIN, 2005](#)]. Un océan subglaciaire d'eau ammoniacuée peut exister dans le domaine de [C/O] où l'eau reste la glace majoritaire, tandis que la fraction massique de NH_3 reste $\sim 3\text{-}4\%$, soit pour $[\text{C}/\text{O}] \leq 1, 2$.

Implications pour des planètes-océans chaudes

Nos résultats peuvent être utilisés pour contraindre la composition en volatiles de planètes chaudes ou tempérées qui se seraient formées au-delà de la ligne des glaces et qui auraient par la suite migré plus près de l'étoile. C'est le cas des planètes-océans décrites par [KUCHNER \[2003\]](#), [LÉGER *et al.* \[2004\]](#) et [SELSIS *et al.* \[2007\]](#). Ces auteurs ont noté qu'une présence significative de CO_2 dans une planète-océan pouvait considérablement altérer son refroidissement et sa structure, car un effet de serre entretenu par ce gaz maintiendrait l'atmosphère de la planète dans un état chaud, empêchant ainsi la condensation d'un manteau de glace et d'un océan. Une faible fraction massique de CO_2 , dans les glaces initialement incorporées dans la planète, serait suffisante pour déclencher un tel effet, car en raison du rapport glace/roche élevé d'une planète-océan (~ 1), cela représenterait en absolu plusieurs centaines de fois la quantité de CO_2 présent dans l'atmosphère de Vénus. En fait, nous prédisons une fraction massique de CO_2 élevée, entre 24 et 44% pour planète-océan formée dans un disque similaire à la nébuleuse solaire (avec $[\text{C}/\text{O}] = 1$). La fraction massique de CO_2 dans les glaces peut même être supérieure pour des rapport [C/O] plus élevés (jusqu'à 55% pour $[\text{C}/\text{O}] = 1, 7$ et $\text{CO}_2/\text{CO} = 1$).¹

Une telle quantité de dioxyde de carbone pourrait de plus contribuer à augmenter la densité moyenne d'une planète-océan, ce qui la rendrait alors plus difficile à discerner d'une super-Terre parmi les candidats-planètes de faible masse qui seront détectés dans les relevés effectués par *CoRoT* et *Kepler* [[SELSIS *et al.*, 2007](#)].

Implications pour des planètes de carbone

[KUCHNER & SEAGER \[2005\]](#) ont imaginé des planètes se formant dans des environnements riches en carbone. Pour des rapports $[\text{C}/\text{O}] > 1$, la séquence de condensation et les fractions massiques non seulement des volatiles, mais également des espèces réfractaires (métaux, roches, organiques) sont modifiées. Des « planètes de carbone » pourraient ainsi se former pour $[\text{C}/\text{O}] > 2$ dans le disque protoplanétaire. Des environnements circumstellaires riches en carbone pourraient être trouvés autour d'objets compacts, pulsars ou naines blanches, où des planètes pourraient se former [[LIVIO *et al.*, 1992, 2005](#)] ou, tout du moins, subsister [[WOLSZCZAN & FRAIL, 1992](#); [BACKER *et al.*, 1993](#)]. Un disque de débris, comme celui de β Pic, peut également posséder une phase gazeuse (très) enrichie en carbone [[ROBERGE *et al.*, 2006](#)], même s'il pourrait s'agir d'un effet d'enrichissement postérieur à la formation de planètes.

D'hypothétiques planètes formées dans ces environnements seraient constituées principalement de carbure de silicium (SiC) plutôt que des métaux et silicates d'usage à des rapports [C/O] solaires. Nous pouvons contraindre la composition de la phase volatile de ces planètes : pour $[\text{C}/\text{O}] \leq 3, 2$, la glace principale est le dioxyde de carbone, avec des fractions de masse comprises entre 31 et 55%. Les glaces des planètes de carbone comprendraient également CO , CH_3OH et CH_4 , qui en deviendrait le constituant quasi-exclusif pour $[\text{C}/\text{O}] > 10$.

¹La fraction massique de CO_2 devient ensuite négligeable pour des rapports [C/O] extrêmes > 10 .

5.4 Conclusion

Nous avons modélisé la formation de planétésimaux glacés dans des disques protoplanétaires afin d'estimer la composition des glaces présentes dans les planétésimaux ainsi que dans les planètes qu'ils formeront, au-delà de la ligne des glaces. Plusieurs modèles de disques—et donc plusieurs conditions de formation—ont été testés, suivant la masse de l'étoile centrale ($0,11 < M_*/M_{\odot} < 0,43$), la distance radiale de formation des planétésimaux ($2,6 < a_p < 10$ UA), la viscosité dans le disque ($10^{-4} < \alpha < 10^{-2}$) et la composition initiale de la phase gazeuse. Les compositions des planétésimaux en espèces volatiles ne sont que très peu sensibles aux variations de la masse de l'étoile—dans les limites d'étoiles peu massives—, de la distance de formation—tant que l'on reste derrière la ligne des glaces—et du paramètre α du disque. Elles dépendent en revanche fortement de la composition de la phase gazeuse, et notamment des rapports moléculaires (CO_2/CO , CO/CH_4 , $\text{CH}_3\text{OH}/\text{CH}_4$) ou élémentaires (C/O) envisagés.

Dans certaines conditions, par exemple dans des disques très enrichis en carbone, les espèces volatiles dites « mineures », CO_2 ou CH_4 , deviennent les composantes principales des glaces planétaires. Si une planète formée dans ces conditions vient à migrer près de son étoile, les volatiles présents dans le manteau de glace seront sublimés dans d'épaisses atmosphères. Une telle planète pourrait devenir une cible pour les missions *CoRoT* ou, plus tard, *Kepler*. La composition de son atmosphère sera peut-être, dans un futur plus lointain, accessible par spectroscopie de transmission à l'occasion d'un transit (*cf.* chapitre 7). Ces mesures, couplées avec les données venant des prochaines explorations *in situ* des lunes glacées du Système solaire, nous donneront une meilleure vision de la composition des planètes extrasolaires, et donc de leurs conditions de formation.

Troisième partie

Caractérisation de petites planètes
extrasolaires

Prélude, chapitre 6

Identifier la nature des planètes extrasolaires

DÉTECTER DES PLANÈTES ne permet pas forcément de les caractériser. Les missions *CoRoT* et *Kepler* sont dédiées à la détection de planètes d'une taille proche de celle de la Terre. Ces planètes pourront être des super-Terre ou des planètes-océans chaudes. La mesure de la densité moyenne des candidats-planètes pourrait permettre de déterminer leur nature, à condition qu'elles soient suffisamment proches de leurs étoiles et que ces dernières soient suffisamment brillantes ■

6.1 Détecter et/ou caractériser ?

Projetons-nous quelques dizaines d'années en avant. Le télescope spatial *Eratosthene* (*Extracting the Radii and Atmospheres of Transiting Objects with a Spectroscopic Tracking of Habitable Extrasolar Neptunes and Earths*), conçu pour découvrir et caractériser de nouvelles planètes en transit, vient précisément de détecter une planète extrasolaire d'environ $1,5 R_{\oplus}$ à $0,95$ UA autour d'une étoile de type solaire. Le spectrographe de haute précision, embarqué à bord d'*Eratosthene*, détermine par vélocimétrie radiale la masse de la planète : autour de $4 M_{\oplus}$.

La planète est tout d'abord placée dans un diagramme masse-rayon (Fig. 6.1). Les barres d'erreur obtenues sur le rayon et la masse de la planète y sont également portées. Que peut-on dire de la nature de cette planète en comparant la boîte d'erreur dans laquelle elle se trouve et les courbes d'isodensité obtenues grâce à des modèles de structure interne ? S'agit-il d'une super-Terre ou d'une planète-océan ?

Disposant d'un spectrographe, *Eratosthene* est également capable, comble du progrès, d'analyser la lumière stellaire filtrée par l'atmosphère planétaire lors du transit, ce qui permet de déterminer l'aéronomie et la composition de l'atmosphère de la planète, et d'obtenir des éléments permettant de répondre à la question : super-Terre ou planète-océan ?

Un tel instrument, permettant à la fois de découvrir et de caractériser des planètes extrasolaires peu massives, ne sera sans doute pas disponible dans un futur proche. En revanche, des projets de télescopes spatiaux permettant la caractérisation de planètes extrasolaires préalablement détectées sont actuellement en chantier. Nous ne citerons que les projets européen d'interféromètre *Darwin* [KALTENEGGER & FRIDLUND, 2005] et américains de coronographe et/ou d'interféromètre *Terrestrial Planet Finder* [BEICHMAN *et al.*, 2004]. Ces projets visent à

caractériser, par l'image ou la spectroscopie, des compagnons planétaires en masquant (coronographe) ou en annulant (interférométrie en franges sombres) leurs étoiles-hôtes.

Dans le chapitre 7, nous proposons et évaluons un autre concept, qui cherche à *profiter* de l'étoile—plutôt que de s'en débarrasser—à l'occasion de transits, pour analyser la composition atmosphérique de planètes extrasolaires de petites tailles.

Actuellement, les missions *CoRoT* [BAGLIN & l'équipe *CoRoT*, 1998; ROUAN *et al.*, 2000], actuellement en orbite, et *Kepler* [KOCH *et al.*, 2006], dont le lancement est prévu en 2008, ont pour but de détecter—et non de caractériser—de « petites » planètes extrasolaires en transit et de déterminer leurs rayons. Les masses de ces planètes pourront être mesurées avec précision grâce à un suivi des vitesses radiales des étoiles-hôtes depuis le sol, avec des instruments comme HARPS, au télescope de 3,60 m de La Silla (Chili) ou SOPHIE, au télescope de 1,93 m de l'observatoire de Haute-Provence (France).

Peut-être n'est-ce qu'une question de mois avant que les questions précédemment exprimées ne se posent. Les planètes détectées par *CoRoT* et *Kepler* seront peut-être des super-Terre... ou des planètes-océans, suivant la précision à laquelle il est possible de contraindre la densité de la planète et de la placer dans un diagramme masse-rayon semblable à celui de la Fig. 6.1.



CoRoT et *Kepler*

CoRoT (CONvection ROTation and planetary Transits)¹ est une « petite mission » spatiale du CNES (coût de l'ordre de 60 M€) dont l'objectif est double : découvrir des planètes extrasolaires par occultation [ROUAN *et al.*, 2000] et sonder l'intérieur des étoiles en étudiant leurs ondes sismiques (astérosismologie ; BAGLIN & l'équipe *CoRoT* [1998]). *CoRoT* serait capable de détecter plusieurs dizaines de planètes de rayon $\geq 2 R_{\oplus}$ (en supposant que chaque étoile du relevé possède une planète de cette taille ; BORDÉ *et al.* [2003]) grâce à son télescope afocal d'un diamètre de 27 cm et ses deux détecteurs CCD dédiés, qui offrent un champ de vision de $3,5 \text{ deg}^2$. Le satellite peut ainsi observer simultanément près de 12 000 étoiles de magnitude $< 15,5$ continûment pendant 150 jours. Valider la détection d'un candidat-planète par la méthode des transits requiert l'observation consécutive d'au moins trois transits. La période d'une planète potentiellement détectable par *CoRoT* ne peut donc excéder 75 jours. Cela limite donc les détections de planètes autour d'étoiles de type solaire à celles dont le demi-grand axe est inférieur à 0,35 UA, et la température d'équilibre supérieure à 460 K (cf. éq. [4.6]). Lancé le 27 décembre 2006, le satellite a reçu sa première lumière dans la nuit du 17 au 18 janvier 2007. La première détection d'une planète en transit a été annoncée le 3 mai 2007². La planète, *CoRoT-Exo-1b*, est un Jupiter chaud de $1,3 M_{\lambda}$. Son rayon annoncé ($1,65 R_{\lambda}$) est énorme et très surprenant en regard des planètes précédemment détectées par transit (voir Fig. 1.4).

Le lancement du télescope spatial *Kepler*³ [KOCH *et al.*, 2006] est prévu pour 2008. L'orbite de *Kepler* sera héliocentrique, « à la traîne » de la Terre, pour une période de 4 ans. Il sera équipé d'un télescope de SCHMIDT d'un diamètre de 0,95 m et aura un champ de vue de $\sim 100 \text{ deg}^2$. Équipé de 42 CCDs et capable d'atteindre une précision photométrique inférieure à 20 ppm (pour 6,5 h d'intégration sur une étoile de type solaire de magnitude 12), l'instrument est prévu pour détecter des planètes de $0,5$ à $10 M_{\oplus}$ de période $\leq 1,33$ an autour d'étoiles de type solaire, ce qui correspond à un demi-grand axe maximal de 1,21 UA et une température d'équilibre minimale de 250 K. *Kepler* pourrait donc détecter une planète semblable à la Terre, autour d'une étoile semblable au Soleil.

■

Que sera-t-il alors rapidement possible de dire des candidats-planètes découverts ? C'est

¹<http://corot.oamp.fr/>

²<http://exoplanet.eu/papers/PR-CoRoT-1.pdf>

³<http://kepler.nasa.gov>

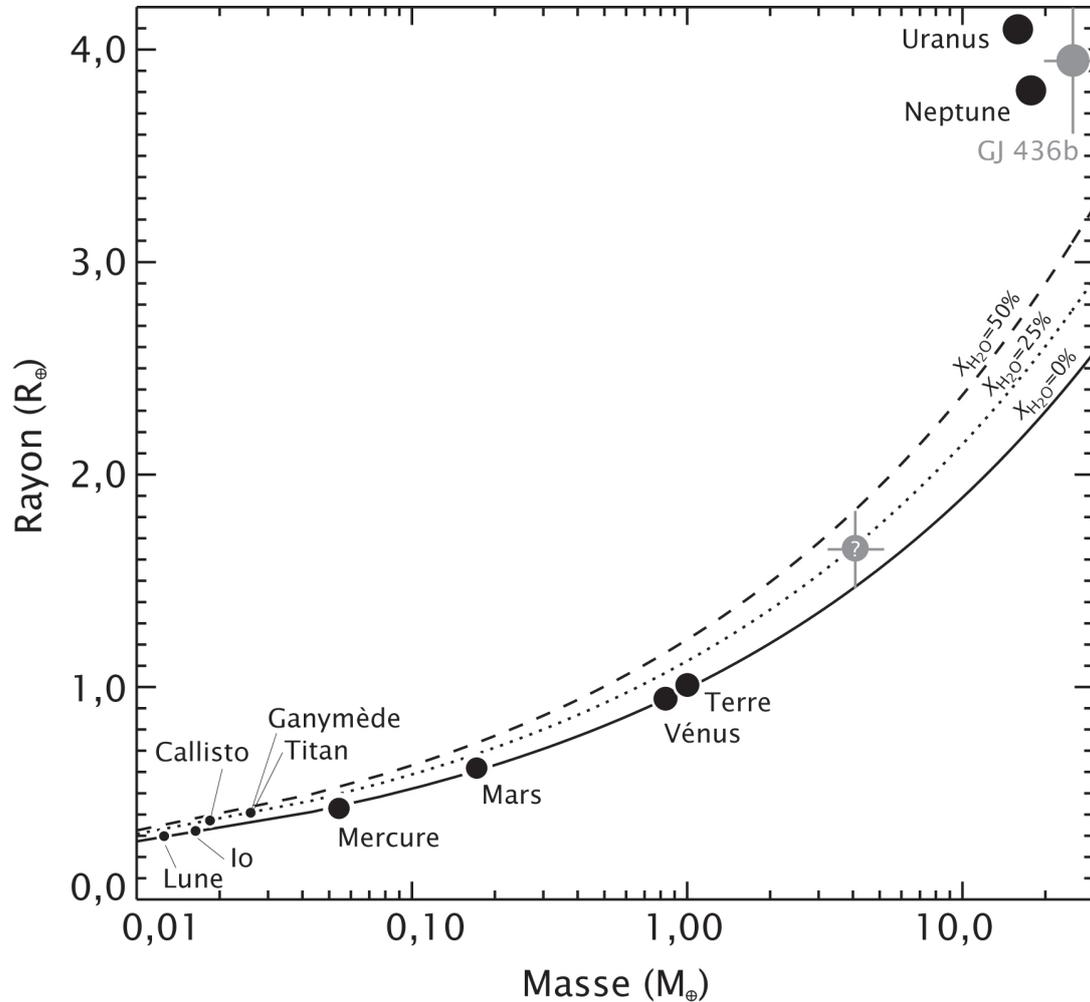


FIG. 6.1 – DIAGRAMME MASSE-RAYON incluant les planètes telluriques du Système solaire [*ronds noirs*], les deux géantes de glace Uranus et Neptune [*gros ronds noirs*], les cinq satellites les plus massifs [*petits ronds noirs*] ainsi que GJ 436b [*gros rond gris*]. Cette planète extrasolaire est la plus petite et la moins massive des planètes à transit découvertes jusqu'à présent [?]; elle est représentée avec les barres d'erreur de la mesure. Trois courbes d'isodensité sont tracées : elles sont identiques à celles présentées dans la Fig. 4.2 et sont calculées grâce aux lois de puissance issues du modèle de SOTIN *et al.* [2007] pour des fractions massiques d'eau contenue dans la planète X_{H_2O} de 0,025% [*trait continu*], 25% [*pointillés*] et 50% [*tirets*]. GJ 436b, de même qu'Uranus ou Neptune, est vraisemblablement composée de glace d'eau et de $\sim 10\%$ d'hydrogène et d'hélium [?]; ces trois planètes sont moins denses que des planètes-océans avec $X_{H_2O} = 50\%$. D'après SELSIS *et al.* [2007].

l'objet du présent chapitre, qui tient lieu d'introduction à la description d'une caractérisation plus poussée dans le chapitre 7.

L'évaluation de la précision de mesure nécessaire pour discriminer les planètes-océans des super-Terre a été publié par SELSIS *et al.* [2007], dont nous présentons brièvement le propos.

6.2 Les sources d'incertitudes

D'après les modèles de structure interne, la densité moyenne $\langle \rho \rangle$ doit permettre de distinguer, pour une masse M_p ou un rayon R_p donné, une super-Terre d'une planète-océan. Celle-ci s'exprime simplement

$$\langle \rho \rangle = \frac{3}{4\pi} \frac{M_p}{R_p^3}. \quad (6.1)$$

L'incertitude sur $\langle \rho \rangle$, ou plutôt $\langle \rho \rangle^{1/3}$ [SELSIS *et al.*, 2007], dépend donc des incertitudes sur la masse de la planète, mesurée par vélocimétrie radiale, et sur le rayon planétaire. Celui-ci s'obtient à partir de la profondeur de la courbe de transit $\mathfrak{R}' = \Delta F/F$, où ΔF représente la différence entre les flux de l'étoile mesurés hors transit et pendant le transit. Si l'on néglige l'effet d'assombrissement centre-bord, nous avons

$$R_p = R_\star \sqrt{\mathfrak{R}'}. \quad (6.2)$$

L'incertitude sur $\langle \rho \rangle^{1/3}$ s'exprime donc comme la somme quadratique des incertitudes sur la masse planétaire, le rayon de l'étoile et la profondeur mesurée du transit,

$$\frac{\sigma_{\langle \rho \rangle^{1/3}}}{\langle \rho \rangle^{1/3}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{M_p}}{3M_p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{R_\star}}{R_\star}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathfrak{R}'}}{\mathfrak{R}'}\right)^2}. \quad (6.3)$$

Pour une masse planétaire typique de $6 M_\oplus$, le rayon d'une super-Terre serait de $1,63 R_\oplus$ tandis que celui d'une planète-océan serait de $2 R_\oplus$ [LÉGER *et al.*, 2004; SOTIN *et al.*, 2007]. La différence relative entre les densités moyennes de ces deux objets est

$$\frac{\Delta \langle \rho \rangle^{1/3}}{\langle \rho \rangle^{1/3}} = \frac{\Delta R_p}{R_p} = \frac{2 - 1,63}{1,8} = 20,6\%. \quad (6.4)$$

Faire la différence entre ces deux objets, avec un intervalle de confiance de 95% (2σ) requiert donc

$$\frac{\sigma_{\langle \rho \rangle^{1/3}}}{\langle \rho \rangle^{1/3}} \leq 10,3\%. \quad (6.5)$$

La contribution de chacun des termes de l'éq. (6.3) est évaluée par SELSIS *et al.* [2007]. L'incertitude sur la masse de la planète est

$$\frac{1}{3} \frac{\sigma_{M_p}}{M_p} = 6,9\% \left(\frac{M_p}{6 M_\oplus}\right)^{-1} \left(\frac{M_\star}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{a_p}{0,1 \text{ UA}}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta t}{40 \text{ h}}\right)^{-1/2} \left(\frac{D}{3,6 \text{ m}}\right) 10^{0,2(m_v-12)}, \quad (6.6)$$

où Δt est le temps d'observation, D le diamètre du télescope, et m_v la magnitude apparente de l'étoile. L'instrument de référence est le spectrographe HARPS, installé au télescope de 3,6 m à La Silla, et pour lequel un temps maximal d'intégration de 40 h (5 nuits) a été envisagé.

L'incertitude liée à la mesure du rayon de l'étoile est estimée à

$$\frac{\sigma_{R_\star}}{R_\star} \sim 5\%, \quad (6.7)$$

pour des étoiles plus brillantes que $m_v \sim 13$ (*cf.* Fig. 6.2).

Enfin, l'incertitude sur la mesure de la profondeur du transit, $\mathfrak{R}' = \Delta F/F$, est donnée par

$$\frac{1}{2} \frac{\sigma_{\mathfrak{R}'}}{\mathfrak{R}'} = 2,7\% \left(\frac{R_p}{2 R_\oplus}\right)^{-2} \left(\frac{R_\star}{R_\odot}\right)^{3/2} \left(\frac{a_p}{0,1 \text{ UA}}\right)^{1/2} \left(\frac{\Delta t}{150 \text{ j}}\right)^{-1/2} \left(\frac{D}{0,27 \text{ m}}\right) 10^{0,2(m_v-12)}. \quad (6.8)$$

L'instrument de référence est *CoRoT*, qui possède un miroir de 27 cm et pose sur un champ stellaire donné continûment pendant 150 jours.

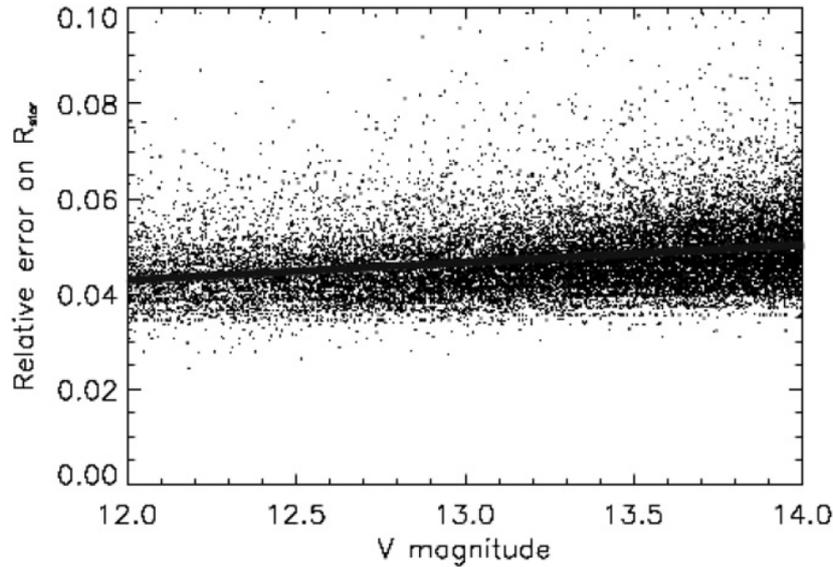


FIG. 6.2 – ERREURS RELATIVES SUR LES RAYONS STELLAIRES, estimées à partir des mesures des magnitudes V et K provenant du catalogue d'étoiles *CoRoT/exoplanètes*. Chaque erreur combine l'erreur sur le diamètre angulaire de l'étoile et l'erreur sur la distance de l'étoile [KERVALLA *et al.*, 2004]. La droite est un ajustement linéaire aux données. D'après SELSIS *et al.* [2007].

6.3 Super-Terre ou planète-océan ?

Les incertitudes sur la profondeur du transit (éq. [6.8]) et sur la masse planétaire (éq. [6.6]) ont une dépendance similaire à la magnitude apparente de l'étoile et au demi-grand axe du système. SELSIS *et al.* [2007] concluent que l'incertitude sur la masse de la planète domine l'incertitude sur la profondeur du transit, d'un facteur ~ 5 pour une configuration d'observation associant *CoRoT* et HARPS, et bien que le temps d'intégration envisagé sur l'instrument HARPS (40 h!) soit important et la surface collectrice de *CoRoT* plutôt réduite. Ce facteur explose (~ 800) si l'on envisage d'associer *Kepler* et HARPS. Le moyen d'améliorer la discrimination entre super-Terre et planètes-océans est donc de réduire l'incertitude sur la masse de la planète, par exemple en associant *Kepler* à un spectrographe semblable à HARPS mais monté sur un télescope de 8 m ($\sigma_{M_p}/\sigma_{\mathcal{R}'} = 160$).

Les diagrammes présentés dans la Fig. 6.3 représentent les régions où il est possible de discriminer les super-Terre des planètes-océans en fonction de ces deux paramètres, m_p et a_p , pour différentes masses planétaires et avec différentes combinaisons instrumentales (*CoRoT* + HARPS + télescope de 3,6 m, *Kepler* + HARPS + télescope de 3,6 m et *Kepler* + HARPS + télescope de 8 m). Ces régions sont bornées vers les faibles et les grandes valeurs de a_p .

En effet, près de l'étoile ($a_p \leq 0,05$ UA), la survie des planètes composées d'une fraction importante d'espèces volatiles n'est pas assurée. Les observations de VIDAL-MADJAR *et al.* [2003, 2004] ont montré que l'atmosphère de certains Jupiter chauds est soufflée par l'irradiation stellaire ; LCAVELIER DES ETANGS *et al.* [2004], puis LCAVELIER DES ETANGS [2007] ont prédit que des planètes de masses plus faibles pouvaient ainsi perdre la totalité de leur enveloppe volatile. De même, SELSIS *et al.* [2007] ont estimé qu'une intense exposition aux radiations de courtes longueurs d'onde ($\lambda < 100$ nm) ou au vent stellaire peut éroder l'important réservoir d'eau d'une planète-océan de $\sim 5 M_{\oplus}$ en ~ 5 milliards d'années. Ne resterait alors qu'une planète-océan dénuée de son eau, c'est-à-dire une super-Terre.

Loin de l'étoile, pour $a_p > 0,35$ UA (*CoRoT*) et $a_p > 1,21$ UA (*Kepler*), les périodes orbitales

deviennent trop longues pour permettre d'observer les trois transits requis pour valider une détection par *CoRoT* (temps de pose maximal de 150 jours) et *Kepler* (1,33 an).

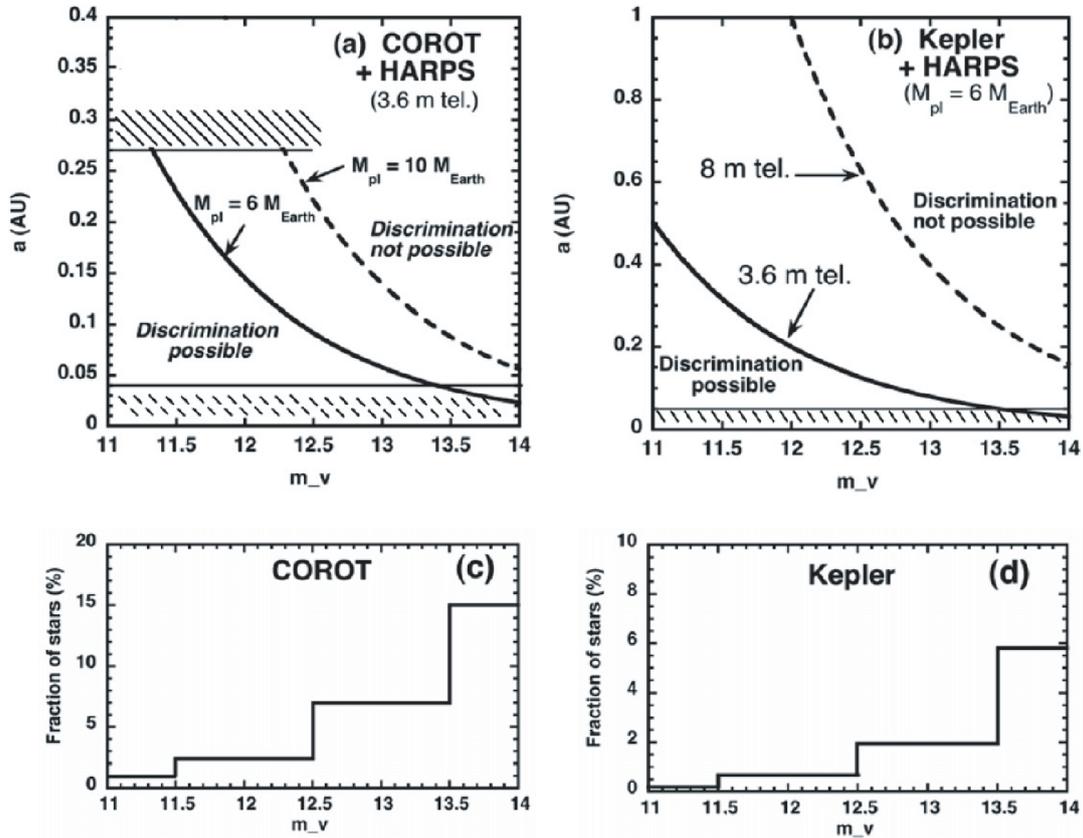


FIG. 6.3 – CAPACITÉ À DISCRIMINER LES SUPER-TERRE DES PLANÈTES-OCÉANS avec un intervalle de confiance de 95% (2σ , cf. éq. [6.5]) dans le plan magnitude stellaire m_v -demi-grand axe de la planète a_p , pour différentes masses planétaires. (a) Deux courbes sont représentées, pour des masses $M_p = 6$ [ligne continue] et $10 M_{\oplus}$ [tirets]. Une discrimination à 2σ est possible, pour chaque cas, dans la région sous la courbe. Les rayons planétaires sont supposés déterminés par *CoRoT*. Les masses planétaires sont supposées déterminées lors du suivi des vitesses radiales avec le spectrographe HARPS (observation de 40 h), actuellement monté au télescope de 3,6 m de La Silla. (b) Les rayons planétaires sont déterminés par *Kepler* et les masses sont déterminées avec HARPS [ligne continue] ou un instrument similaire à HARPS mais monté sur un télescope de 8 m de diamètre [tirets]. Les régions où la discrimination entre les deux types de planètes est possible sont bornées aux faibles et aux grands demi-grands axes [hachures], respectivement par l'érosion du réservoir d'eau d'une planète-océan (pour $a_p \leq 0,05$ UA), et par les contraintes instrumentales. Les panneaux (c) et (d) indiquent la fraction du nombre de cibles respectives de *CoRoT* et *Kepler* par intervalle de magnitude. D'après SELSIS *et al.* [2007].

Chapitre 7

Sonder les atmosphères de petites planètes en transit

UNE GRANDE VARIÉTÉ de planètes aux propriétés physiques différentes et aux atmosphères exotiques pourrait exister en-dehors du Système solaire. Certaines de ces planètes seront détectées en transit par les missions spatiales actuelles ou futures. Nous étudions ici les signatures atmosphériques qu'il serait possible d'obtenir lors du transit d'un planète extrasolaire de taille terrestre. En nous concentrant sur des cas simples, nous discutons la détectabilité dans l'atmosphère de ces planètes de molécules telles que l'eau, le dioxyde de carbone, l'ozone et l'oxygène moléculaire. Un modèle de transmission au limbe nous permet de simuler les spectres de transmission de l'ultraviolet jusqu'au proche infrarouge, et indique que des absorptions de quelques parties-par-million sont à attendre de ce genre d'observations. Nous évaluons ensuite le nombre de cibles potentielles et les moyens instrumentaux requis pour les caractériser. Les planètes peu denses, possédant une atmosphère étendue et occultant de petites étoiles sont favorisées ▀

7.1 Introduction

Lorsque qu'une planète géante passe devant son l'étoile, cette dernière n'est que très partiellement occultée ($\sim 1\%$). Les absorptions supplémentaires dans le spectre de la lumière stellaire transmise et filtrée par la basse atmosphère d'un Jupiter chaud sont par conséquent faibles, de $\sim 10^{-3}$ à 10^{-4} , comme prédit par les modèles de transmission au limbe [SEAGER & SASSELOV, 2000; HUBBARD *et al.*, 2001; BROWN, 2001].

Bien que difficile, ce type de détection a pu être réalisé, notamment grâce à l'instrument *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) à bord du *Hubble Space Telescope* (HST). Ainsi, lors du transit de HD 209458b, qui engendre une diminution de 1,6% du flux de l'étoile à toutes les longueurs d'ondes, CHARBONNEAU *et al.* [2002] ont détecté une baisse d'intensité supplémentaire d'un facteur $(2,32 \pm 0,57) \times 10^{-4}$ dans le doublet du sodium de l'étoile à 589,3 nm. Notons que la haute atmosphère de la planète, dans un état d'échappement hydrodynamique, provoque

des absorptions bien plus importantes dans les raies d'émission de l'étoile, à Lyman α ($15 \pm 4\%$), dans le carbone ionisé ($7, 5 \pm 3, 5\%$) et dans l'oxygène neutre ($13 \pm 4, 5\%$) [VIDAL-MADJAR *et al.*, 2003, 2004].

Dans le travail décrit ci-dessous, publié dans EHRENREICH *et al.* [2006b], nous discutons la possibilité de détecter et de caractériser les « basses » atmosphères de planètes extrasolaires grâce à des signatures comparables à celle mise en évidence par CHARBONNEAU *et al.* [2002]. L'idée est d'étendre l'usage de la spectroscopie de transmission aux hypothétiques planètes de taille terrestre dont il a été question dans les chapitres précédents [SCHNEIDER, 1994; WEBB & WORMLEATON, 2001]. Comme le transit d'une planète de taille terrestre doit causer une occultation de $\sim 10^{-5}$, nous pouvons estimer que les signatures atmosphériques de ces planètes doivent être au moins de deux ordres de grandeurs plus ténues que celles obtenues pour une planète géante.

La profondeur du transit ($\Delta F/F$, où F est le flux stellaire, peut s'exprimer $(R_p/R_\star)^2$, où R_p et R_\star sont respectivement les rayons de la planète et de l'étoile. L'atmosphère d'une planète de taille terrestre pourrait s'étendre sur quelques centaines de kilomètres—en ne considérant pas d'atmosphère supérieure. En fonction de leurs opacités, qui équivaldraient à une couche optiquement épaisse de ~ 10 km, les occultations dues aux absorption atmosphériques seraient de $\sim 10^{-7}$ à 10^{-6} .

Détecter les atmosphères de petites planètes de taille terrestre est certainement un défi. Les ordres de magnitude donnés précédemment soulèvent immédiatement plusieurs questions : est-il réaliste de rechercher des signatures aussi ténues ? Avec quel type d'instrument, disponible dans un futur plus ou moins proche ? Quelles sont les signatures les plus fortes et les plus à même d'être détectées ? Quel type de petite planète se prête le mieux à ce genre d'étude ?

Nous avons développé un modèle unidimensionnel de transmission au limbe pour apporter des réponses quantitatives à ces questions. Comme nous utilisons la lumière stellaire pour sonder les atmosphères de planètes extrasolaires, nous avons choisi de considérer le domaine de longueur d'onde qui maximise le nombre de photons collectés, c'est-à-dire entre 200 nm et 2 μ m.

7.2 Description du modèle

7.2.1 Géométrie

La géométrie générale d'une occultation est décrite par BROWN [2001]. Ici, nous utilisons un transit figé en phase nulle. En d'autres termes, la planète est considérée centrée par rapport à l'étoile dans la ligne de visée (configuration n°2 dans la Fig. 1 de BROWN [2001]). Cette configuration maximise la surface de l'atmosphère filtrant la lumière stellaire et minimise les effets liés à l'assombrissement centre-bord [SEAGER & SASSELOV, 2000].

La lumière stellaire est filtrée à travers le limbe de la planète, comme représenté dans la Fig. 1.6.

Opacité le long de la ligne de visée

L'opacité totale τ_λ de l'atmosphère modélisée est calculée le long d'une corde parallèle à la ligne de visée, comme la somme des opacités de chaque espèce i présente dans l'atmosphère,

$$\tau_\lambda = \sum_i \tau_{\lambda,i}. \quad (7.1)$$

Une corde est définie par son paramètre d'impact b et on peut écrire par symétrie

$$\tau_{\lambda,i}(b) = 2 \int_0^{+\infty} n_i(h) \sigma_i \lambda dl, \quad (7.2)$$

où $n_i(h)$ est la densité volumique de l'espèce i à l'altitude h dans l'atmosphère et $\sigma_i \lambda$ est la section efficace d'une molécule i à une longueur d'onde donnée. Par la suite, nous utiliserons

plutôt les *coefficients d'absorption* A exprimés en $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$, tels que

$$A_i(\lambda)\rho_i(h) = \sigma_i(\lambda)n_i(h), \quad (7.3)$$

si ρ_i est la masse volumique de l'espèce i . En posant $z = h + R_p$, où R_p est le rayon de la planète, l'Eq. (7.2) devient

$$\tau_{\lambda,i}(b) = 2 \int_0^{b_{\max}} A_i(\lambda)\rho_i(z - R_p) \frac{z dz}{\sqrt{z^2 - b^2}}, \quad (7.4)$$

où b_{\max} est la hauteur du plus haut niveau atmosphérique considéré. La méthode pour estimer b_{\max} est présentée plus loin.

Rapport spectral

Soient F_{in} le flux stellaire reçu pendant le transit de la planète et F_{out} le flux reçu lorsque la planète n'occulte pas l'étoile. BROWN [2001] définit \mathfrak{R} comme le rapport de ces deux quantités, et nomme \mathfrak{R}' le *rapport spectral*, tel que

$$\mathfrak{R}' = \frac{F_{\text{in}} - F_{\text{out}}}{F_{\text{out}}} = - \left(\frac{R_p(\lambda)}{R_\star} \right)^2, \quad (7.5)$$

où la dépendance en λ du rayon planétaire R_p est explicitée ci-après. Le rapport spectral, toujours négatif, peut être décomposé en deux types d'occultations :

- l'occultation due au « disque solide » de rayon R_p de la planète, optiquement épais à toutes les longueurs d'onde, et qui s'exprime simplement $(R_p/R_\star)^2$;
- l'occultation due au limbe gazeux qui entoure le « disque solide », et qui peut s'exprimer $\Sigma_\lambda/(\pi R_\star^2)$, où Σ_λ représente la surface équivalente d'absorption de l'atmosphère,

$$\Sigma_\lambda = \int_{R_p}^{b_{\max}} 2\pi b db \left[1 - e^{-\tau_\lambda(b)} \right] \quad (7.6)$$

Le rapport spectral peut donc s'exprimer également

$$\mathfrak{R}'(\lambda) = - \frac{\Sigma_\lambda + \pi R_p^2}{\pi R_\star^2}. \quad (7.7)$$

7.2.2 Description des profils atmosphériques

Le long d'une corde, les photons stellaires traversent plusieurs couches de l'atmosphère stratifiée en sphères concentriques, chacune caractérisée par une pression p , une température T et des rapports de mélange volumiques Y_i . Nous allons considérer différents types de profils possibles pour des planètes de taille terrestre. Des profils atmosphériques assimilables à celui de la Terre sont ainsi générés à partir des profils de TINETTI *et al.* [2006, 2005] et de FISHBEIN *et al.* [2003], tandis que des profils de type « cythéréens » sont générés à partir du *Venus International Reference Atmosphere* (VIRA [KLIORÉ *et al.*, 1985]). Ces atmosphères sont échantillonnées sur 50 niveaux, depuis le sol jusqu'à une altitude d'environ 80 km pour la Terre et 50 km pour Vénus. Tous ces profils s'arrêtent avant d'atteindre l'homopause, ce qui permet de supposer l'équilibre hydrostatique.

Une quantité utile pour décrire un profil atmosphérique hydrostatique est l'*échelle de hauteur* H , c'est-à-dire la hauteur au-dessus de laquelle la pression décroît d'un facteur e par rapport au niveau de référence. L'échelle de hauteur dépend explicitement de la température,

$$H = \frac{k_B N_A T}{\mu g}, \quad (7.8)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, N_A le nombre d'Avogadro et μ la masse molaire de l'atmosphère. Comme g représente l'accélération de la gravité, H dépend aussi implicitement

Type	μ (g mol ⁻¹)	Y_{N_2}	Y_{H_2O}	Y_{CO_2} (%)	Y_{O_2}	Y_{O_3}	Modèles
(A) N ₂ /O ₂	28.8	78	0.3	0.03	21	< 10 ^{-3*}	A1, A2, A3
(B) CO ₂	43.3	4	3 × 10 ⁻⁴	95	0	0	B1, B2, B3
(C) N ₂ /H ₂ O	28.7	80	10	10	0	0	C1, C2, C3

TAB. 7.1 – RAPPORTS DE MÉLANGE VOLUMIQUES

pour les trois types d’atmosphères considérés.

(*) L’ozone est seulement présent dans le modèle A1.

du rayon et de la densité de la planète. De ce fait, les objets moins denses ont généralement des atmosphères plus étendues qui sont plus facilement détectables [BROWN, 2001].

Densité et taille de la planète sont des paramètres-clefs quant à la caractérisation d’atmosphères planétaires par spectroscopie de transmission durant un transit. Pour estimer leurs influences, nous avons testé un jeu de différents types planétaires, incluant aussi bien des satellites de planètes géantes semblables à Titan ($\rho_p \approx 2 \text{ g cm}^{-3}$, $R_p \approx 0,5 R_\oplus$) que des « super-Terre » ($\rho_p \approx 6 \text{ g cm}^{-3}$, $R_p \approx 2 R_\oplus$). Les densités moyennes et les rayons des (hypothétiques) planètes considérées sont déterminées grâce à des relations masse-rayon et des modèles de structures internes [DUBOIS, 2002; SOTIN *et al.*, 2007; VALENCIA *et al.*, 2006, 2007b,a]. Les profils atmosphériques considérés sont mis à l’échelle en fonction de g et de la pression atmosphérique au niveau du sol.

Composition des atmosphères

Nos atmosphères simplifiées contiennent seulement les espèces moléculaires à même de produire d’intéressantes signatures spectrales dans le domaine de longueurs d’onde choisi (de 0,2 à 2 μm). Il s’agit de la vapeur d’eau (H₂O), du dioxyde de carbone (CO₂), de l’ozone (O₃) et du dioxygène (O₂). Le diazote (N₂) n’a pas de signature spectrale notable de l’ultraviolet jusqu’au proche infrarouge. Néanmoins, c’est le composant principal des atmosphères terrestre et titanésque et il peut signer sa présence aux courtes longueurs d’onde *via* la diffusion Rayleigh.

Nous définissons pour la suite trois types distincts d’atmosphères :

- (A) des atmosphères riches en N₂ et O₂ ;
- (B) des atmosphères riches en CO₂ ;
- (C) des atmosphères riches en N₂ et H₂O.

Les deux premiers types peuvent être associés à des atmosphères existant dans le Système solaire, à savoir les atmosphères terrestre et cythérées. Le dernier type pourrait correspondre à l’atmosphère d’une planète de masse terrestre riche en espèces volatiles, comme les planètes-océans décrites par LÉGER *et al.* [2004], qui jettent les bases nécessaires pour construire une atmosphère simpliste de planète-océan.

Les gradients verticaux de composition chimique et de température de chaque type d’atmosphère sont figurés dans les Fig. 7.1 ([A] N₂/O₂), Fig. 7.2 ([B] CO₂) et Fig. 7.3 ([C] N₂/H₂O).

Profils de températures

Comme mentionné plus haut, nous avons utilisé les profils verticaux de température terrestre et cythérée comme prototypes pour les atmosphères riches en N₂/O₂ et en CO₂, respectivement sur 80 et 50 km. Plus haut, dans la thermosphère, nous avons supposé des profils isothermes. Ce choix est conservatif par rapport aux véritables gradients de température thermosphériques, qui sont positifs. Nous verrons plus loin qu’un gradient de température positif améliore la détectabilité d’une atmosphère par spectroscopie de transmission.

Limite supérieure des atmosphères

Nos profils s’étendent jusqu’à une hauteur critique b_{max} depuis le centre de la planète, ou h_{max} depuis sa surface ($b_{\text{max}} = R_p + h_{\text{max}}$). Au-delà de cette altitude, les molécules considé-

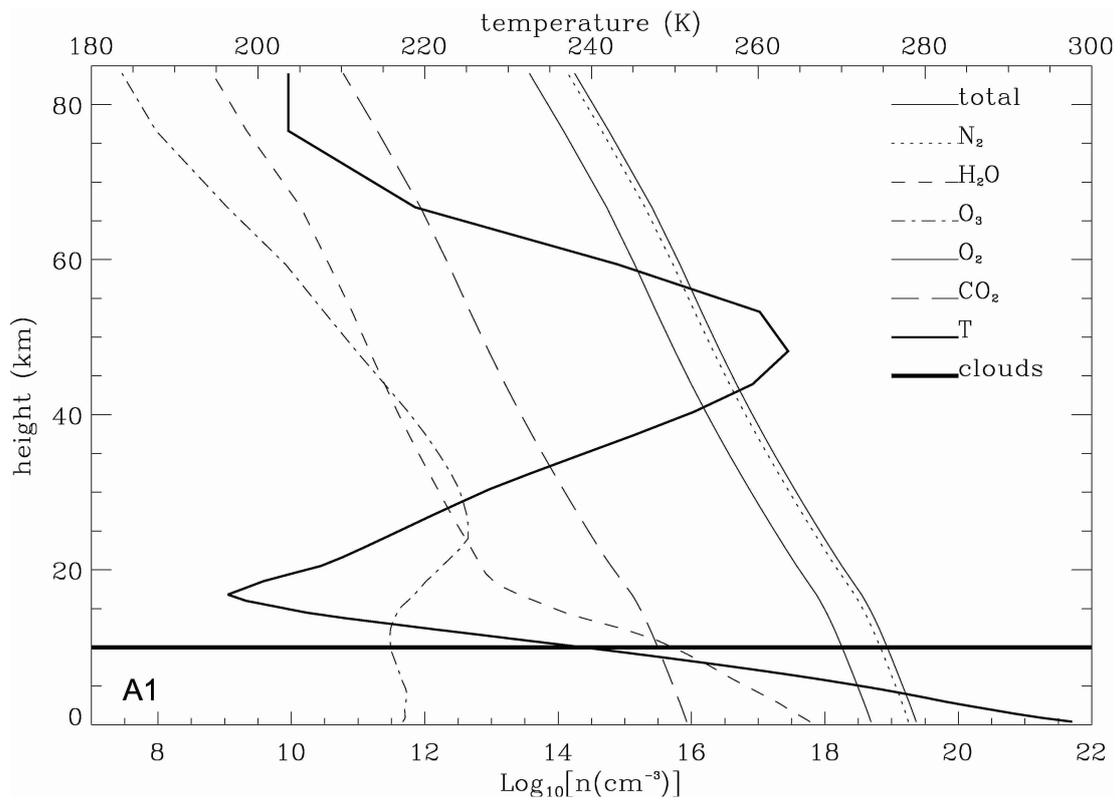


FIG. 7.1 – PROFIL ATMOSPHÉRIQUE DE TYPE TERRESTRE (A). Sont représentés, les profils de densités totale [*trait fin continu*] et partielles pour cinq molécules, à savoir, N_2 (*pointillés*), O_2 [*trait continu*], H_2O [*tirets courts*], CO_2 [*tirets longs*] et O_3 [*tirets-points*]. Le profil de température [*trait épais continu*] et les rapports de mélanges sont ceux de la Terre. La position des nuages est indiquée [*trait horizontal épais*].

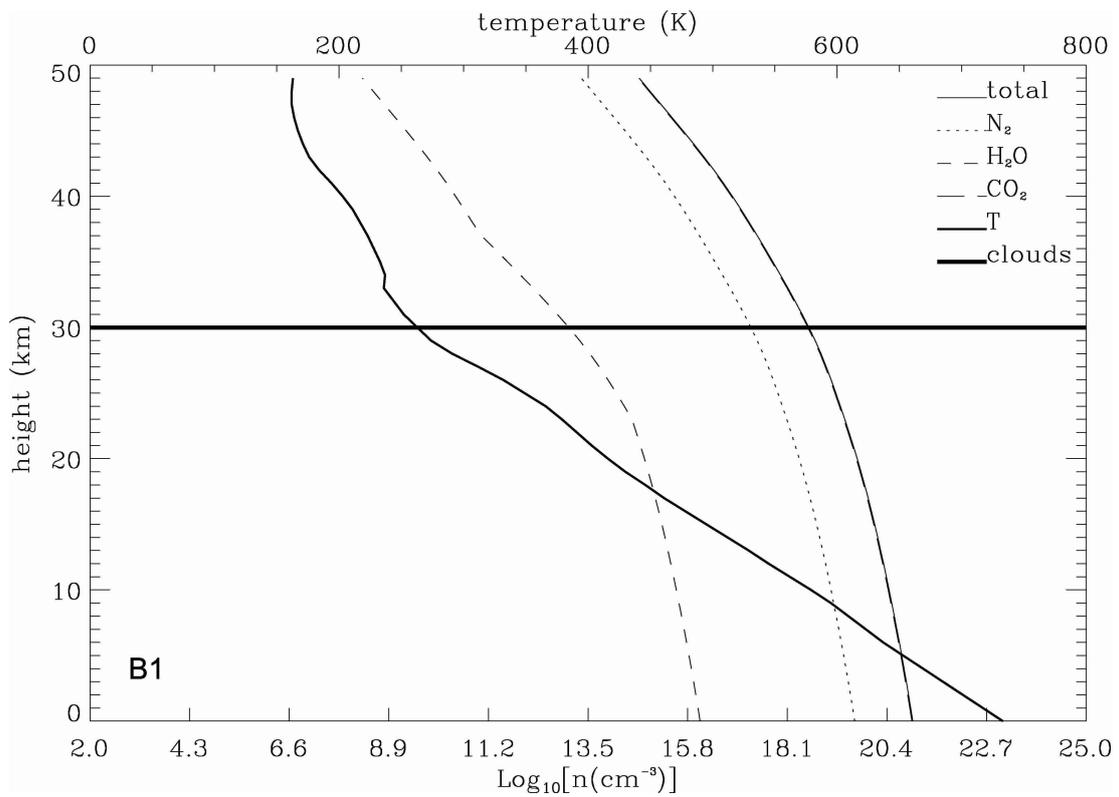


FIG. 7.2 – PROFIL ATMOSPHERIQUE DE TYPE CYTHÉREËN (B). La légende est la même que pour la Fig. 7.1. La température est supposée constante au-dessus de 50 km. Le profil de densité du CO₂, de loin le composant atmosphérique majoritaire, est confondu avec le profil de densité totale.

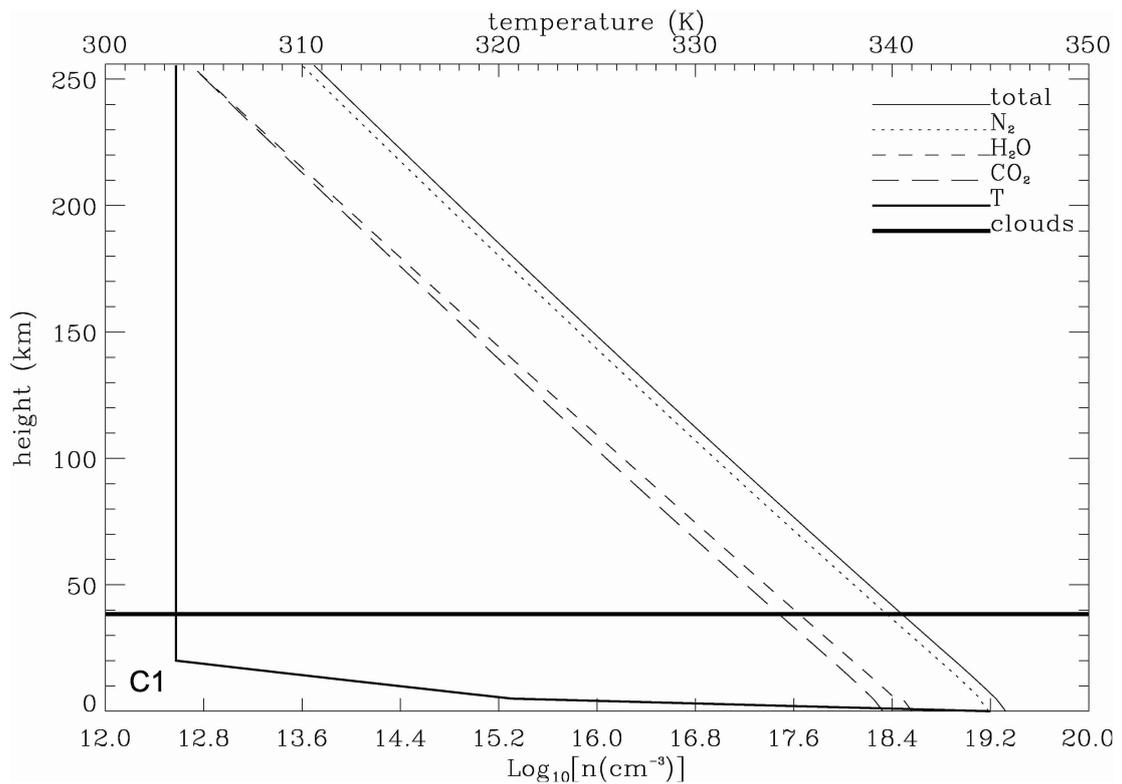


FIG. 7.3 – PROFIL ATMOSPHÉRIQUE DE PLANÈTE-OCÉAN (C). La légende est la même que pour les Figs. 7.1 et 7.2. Le profil de température suit un gradient adiabatique sec sur 10 km, jusqu'à ce que la pression partielle de vapeur d'eau e dépasse la pression de vapeur saturante. Au-dessus de ce point, le profil de température suit un gradient de température saturé jusqu'à une altitude de 20 km. Au-delà, le gradient est supposé isotherme. Le sommet de la couche nuageuse se situe une échelle de hauteur au-dessus du point de saturation. C'est à partir de ce point que le gradient de température devient isotherme.

rées (H_2O , O_3 , CO_2 , O_2) sont probablement détruites ou altérées par la photodissociation ou l'ionisation, causées par le rayonnement Lyman α ou l'extrême ultraviolet (EUV).

Sur Terre, cette limite correspond à la mésopause (vers 85 km d'altitude). En effet, la densité de colonne de l'atmosphère terrestre au-dessus de 85 km, $N_{\geq 85 \text{ km}}$, est suffisante pour absorber tout le flux Lyman α solaire incident au sommet de l'atmosphère. Cette densité de colonne est proportionnelle au produit de la densité volumique et de la hauteur d'échelle à 85 km d'altitude, $N_{\geq 85 \text{ km}} \propto (n_{85 \text{ km}})_\delta (H_{85 \text{ km}})_\delta$.

Nous déterminons de façon similaire l'altitude critique h_{max} d'une atmosphère donnée, pour laquelle la densité à h_{max} est $n_{h_{\text{max}}}$ et la hauteur d'échelle $H_{h_{\text{max}}}$. Au-dessus de h_{max} , la densité de colonne doit être égale à celle de l'atmosphère terrestre au-dessus de 85 km. Ceci est réalisé en s'assurant que

$$n_{h_{\text{max}}} H_{h_{\text{max}}} = (n_{85 \text{ km}})_\delta (H_{85 \text{ km}})_\delta. \quad (7.9)$$

Les valeurs de h_{max} obtenues grâce à cette équation pour les différents modèles atmosphériques considérés sont données dans la Table 7.2. Notons que la contribution des éléments ionisés au-dessus de h_{max} au spectre de transmission n'est pas prise en compte ici. Nous nous intéressons principalement à la basse atmosphère.

Nuages

Entre 0,2 et 2 μm , la surface de Vénus est complètement masquée par des nuages. Il peut donc être raisonnable de modéliser ces derniers au premier ordre en supposant qu'ils agissent comme une couche optiquement épaisse à une altitude donnée et à toutes les longueurs d'onde du domaine considéré. En conséquence, l'effet des nuages est d'augmenter artificiellement le rayon de la planète; le spectre de transmission ne fournit alors d'informations que sur ce qui se trouve au-dessus de la couche nuageuse. Le niveau du sommet de cette couche est un paramètre libre dans les modèles d'atmosphères terrestre (A) et cythéréeen (B), réglé respectivement à 10 et 30 km d'altitude. Le cas d'une atmosphère riche en eau (C) est traité différemment, car l'eau est une espèce hautement condensable.

Atmosphère possible d'une planète-océan

Le profil vertical de température d'une atmosphère contenant une part importante d'espèce(s) condensable(s) diffère significativement du cas où aucune condensation ne se produit. Or, une estimation correcte du gradient de température est nécessaire pour déterminer l'échelle de hauteur—et donc la détectabilité—de l'atmosphère.

L'atmosphère d'une planète-océan (type C) contient précisément beaucoup d'eau. L'évolution verticale du gradient adiabatique de température est alors gouverné par le rapport entre la pression partielle de vapeur d'eau e et la pression de vapeur saturante e_{sat} . Ce rapport e/e_{sat} détermine l'altitude à laquelle la vapeur d'eau se condense ($e/e_{\text{sat}} > 1$), c'est-à-dire le niveau où les nuages se forment.

Les conditions initiales au niveau de référence $z = 0$ (z^0) sont la température T^0 et la pression atmosphérique p^0 . La pression de vapeur saturante dépend uniquement de la température. Elle se détermine grâce à l'équation de Clausius-Clapeyron,

$$e_{\text{sat}}(T) = p^* \exp \left[\frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}} L_v}{N_{\mathcal{A}} k_{\mathcal{B}}} \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (7.10)$$

où p^* et T^* sont la pression ($1 \text{ atm} = 1,013 \times 10^5 \text{ Pa}$) et la température (373 K) de référence, $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ est la masse molaire de l'eau et L_v est la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($2,26 \times 10^{10} \text{ erg g}^{-1}$). En supposant que la planète soit une planète-océan « tropicale », *i.e.* couverte d'eau liquide [LÉGER *et al.*, 2004] avec une température de surface d'environ 340 K, l'humidité en surface doit être élevée, si bien que la pression partielle de vapeur d'eau e^0 peut représenter une fraction importante de la pression de vapeur saturante $e_{\text{sat}}(T^0)$. Nous choisirons pour la suite $e^0 = e_{\text{sat}}(T^0)/2$.

Le rapport de mélange volumique de l'eau peut s'exprimer $Y_{\text{H}_2\text{O}} = e/p$ et nous pouvons d'ores-et-déjà le calculer à z^0 . L'atmosphère d'une planète-océan peut aussi contenir une importante quantité de CO_2 , que nous réglons arbitrairement à $Y_{\text{CO}_2} = 0,1$ [LÉGER *et al.*, 2004]. Le diazote est le constituant principal des atmosphères de la Terre et de Titan, et le second composant en abondance de l'atmosphère de Vénus. Il pourra donc jouer ici le rôle d'un gaz « tampon » pour compléter la composition atmosphérique, de telle sorte qu'à chaque niveau atmosphérique,

$$Y_{\text{N}_2} = 1 - Y_{\text{CO}_2} - Y_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (7.11)$$

Si l'atmosphère contient seulement N_2 , H_2O et CO_2 , nous pouvons estimer à z^0 sa masse molaire moyenne $\mu^0 = \sum_i Y_i^0 \mu_i$, la masse molaire de l'air sec $\mu_s^0 = \mu^0 - Y_{\text{H}_2\text{O}}^0 \mu_{\text{H}_2\text{O}}$, la chaleur spécifique moyenne de l'air sec $C_p^0 = \sum_i C_{p_i} Y_i^0 \mu_i / \mu_s^0$ et la hauteur d'échelle H^0 .

Pour déterminer ces quantités au niveau z^{j+1} , nous avons besoin d'évaluer le gradient de température entre les niveaux z^j et z^{j+1} . Nous avons deux possibilités, selon que l'atmosphère est saturée en vapeur d'eau ou pas [TRIPLET & ROCHE, 1986] :

- $e^j < e_{\text{sat}}^j$, la température suit un gradient adiabatique sec,

$$\Delta T_{\text{sec}} = -\frac{g}{C_p^j}; \quad (7.12)$$

- $e^j = e_{\text{sat}}^j$, le gradient de température est saturé,

$$\Delta T_{\text{sat}} = \frac{\Delta T_{\text{sec}} \left(1 + r_{\text{sat}}^j\right) \left[1 + L_v r_{\text{sat}}^j / (R_{\text{sec}}^j T^j)\right]}{1 + \left(r_{\text{sat}}^j / C_p^j\right) \left[C_{p_{\text{H}_2\text{O}}} + L_v^2 \left(1 + r_{\text{sat}}^j R_{\text{H}_2\text{O}} R_{\text{sec}}^j\right) / (R_{\text{H}_2\text{O}} T^{j^2})\right]}, \quad (7.13)$$

où $r_{\text{sat}}^j = (\mu_{\text{H}_2\text{O}} e_{\text{sat}}^j) / [\mu_s^j (p^j - e_{\text{sat}}^j)]$ est le rapport de mélange de l'air saturé, $R_{\text{sec}}^j = N_{\text{AkB}} / \mu_{\text{sec}}^j$ et $R_{\text{H}_2\text{O}} = N_{\text{AkB}} / \mu_{\text{H}_2\text{O}}$ sont, respectivement, les constantes spécifiques de l'air sec à z^j et de l'eau.

Tant que $z^{j+1} < 20 \text{ km}$, nous choisissons le gradient approprié selon la valeur du rapport e/e_{sat} , et déduisons la valeur de la température $T^{j+1} = T^j$. Au-dessus de 20 km, nous supposons que le gradient thermique devient isotherme ($T^{j+1} = T^j$).

L'hypothèse d'une atmosphère isotherme en altitude, quelque peu arbitraire, est motivée par l'analogie avec l'atmosphère terrestre, où le gradient thermique devient positif de 20 à 50 km d'altitude—dans la stratosphère. Le choix d'un gradient isotherme mime de manière conservatrice, en quelque sorte, la présence d'une stratosphère. Il a cependant d'importantes conséquences, puisqu'en induisant un rapport de mélange constant [KASTING, 1988], un gradient isotherme autorise la présence de grandes quantités d'eau en altitude, au-dessus de la couche nuageuse. Comme la température cesse de décroître au-dessus de 20 km, la pression de vapeur saturante—qui ne dépend que de la température—cesse également de décroître, mais pas le rapport e/e_{sat} puisque la pression, elle, continue naturellement de décroître avec l'altitude. Ce faisant, le rapport e/e_{sat} redevient inférieur à 1 : il n'y a plus de condensation. Autrement dit, il n'y a pas, dans ce type d'atmosphère, de *piège froid* retenant la majeure partie de l'eau dans la troposphère.

Une autre conséquence du choix d'un gradient isotherme est de fixer la hauteur de la couche nuageuse au niveau où l'atmosphère devient isotherme—en fait, une hauteur d'échelle au-dessus de ce point.

Nous calculons donc successivement H^{j+1} , $p^{j+1} = p^j \exp(-z^{j+1}/H^{j+1})$, e_{sat}^j —avec l'Eq. (7.10)—et soit $e^{j+1} = e^j \exp[(z^j - z^{j+1})/H^{j+1}]$ si l'atmosphère n'est pas saturée, soit $e^{j+1} = e_{\text{sat}}^{j+1}$ si elle l'est. Nous déterminons finalement tous les rapports de mélange Y_i^{j+1} , de même que μ_s^{j+1} et C_p^{j+1} , et répétons ce procédé pour tous les niveaux j de l'atmosphère.

Les limites inférieure et supérieure de la couche nuageuse correspondent respectivement aux pressions maximale et minimale où $e = e_{\text{sat}}$. Dans tous les cas, nous supposons que l'épaisseur de la couche nuageuse n'excède pas une échelle hauteur. Notons une nouvelle fois qu'il est possible d'avoir $e \leq e_{\text{sat}}$ au-dessus de la couche nuageuse, et donc de la vapeur d'eau dans l'atmosphère au-dessus des nuages.

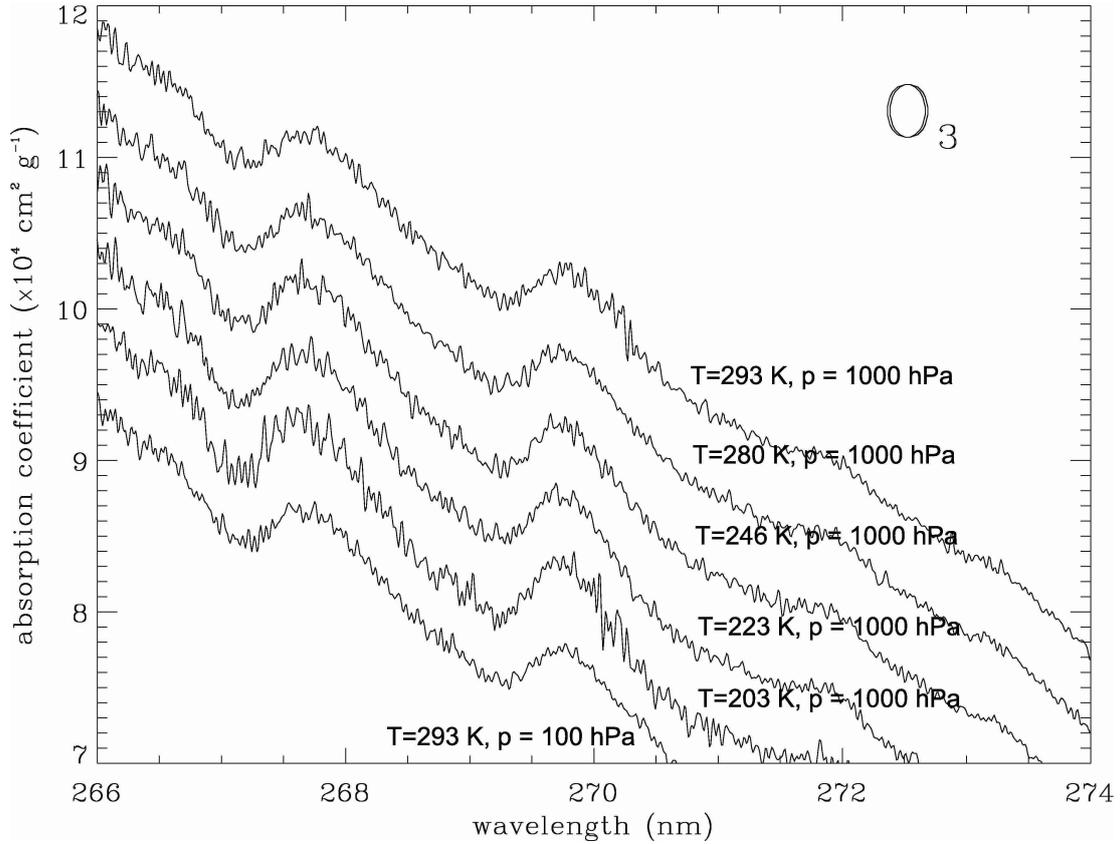


FIG. 7.4 – VARIATIONS DU COEFFICIENT D’ABSORPTION DE L’OZONE en fonction de la pression et de la température. Par commodité, chaque courbe a été décalée vers le bas de $5 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$.

7.2.3 Description des absorptions atmosphériques

Espèces chimiques

Nous avons utilisé le programme LBLABC [MEADOWS & CRISP, 1996] pour calculer les coefficients d’absorption de O_2 , CO_2 et H_2O entre 0,2 et $2 \mu\text{m}$ à partir de la liste de raies spectrales HITRAN 2000 [ROTHMAN *et al.*, 2003]. Après avoir vérifié que la dépendance de ces coefficients d’absorption à la pression et à la température n’influe pas significativement sur nos résultats (*cf.* § 7.4), nous avons décidé d’utiliser les coefficients d’absorption calculés aux pression et température régnant au niveau de la couche nuageuse, *i.e.* à 10 km d’altitude pour les modèles A1 à A3, 30 km pour les modèles B1 à B3 et de 25 à 70 km pour les modèles C1 à C3, puis de les déclarer constants avec l’altitude.

Le spectre d’absorption de l’ozone n’étant pas disponible dans HITRAN 2000 en-deçà de $2,4 \mu\text{m}$, nous avons récupéré les sections efficaces de photo-absorption σ_{O_3} (en cm^2), aux longueurs d’onde qui nous intéressent, dans la base de données GEISA [JACQUINET-HUSSON *et al.*, 1999]. Celles-ci incluent notamment les fortes bandes d’absorption de Hartley (200–350 nm) et de Chappuis (400–750 nm). Les sections efficaces sont simplement converties en coefficient d’absorption A_{O_3} ($\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$) *via*

$$A_{\text{O}_3} = \sigma_{\text{O}_3} N_A / \mu_{\text{O}_3}. \quad (7.14)$$

Comme indiqué dans la Fig. 7.4, les variations de pression et de température dans les limites considérées ici n’influe pas significativement sur A_{O_3} . Nous avons donc utilisé les valeurs obtenues pour $p = 1 \text{ atm}$ et $T = 300 \text{ K}$.

Les coefficients d’absorption de toutes les espèces considérées ici sont représentées dans la Fig. 7.5.

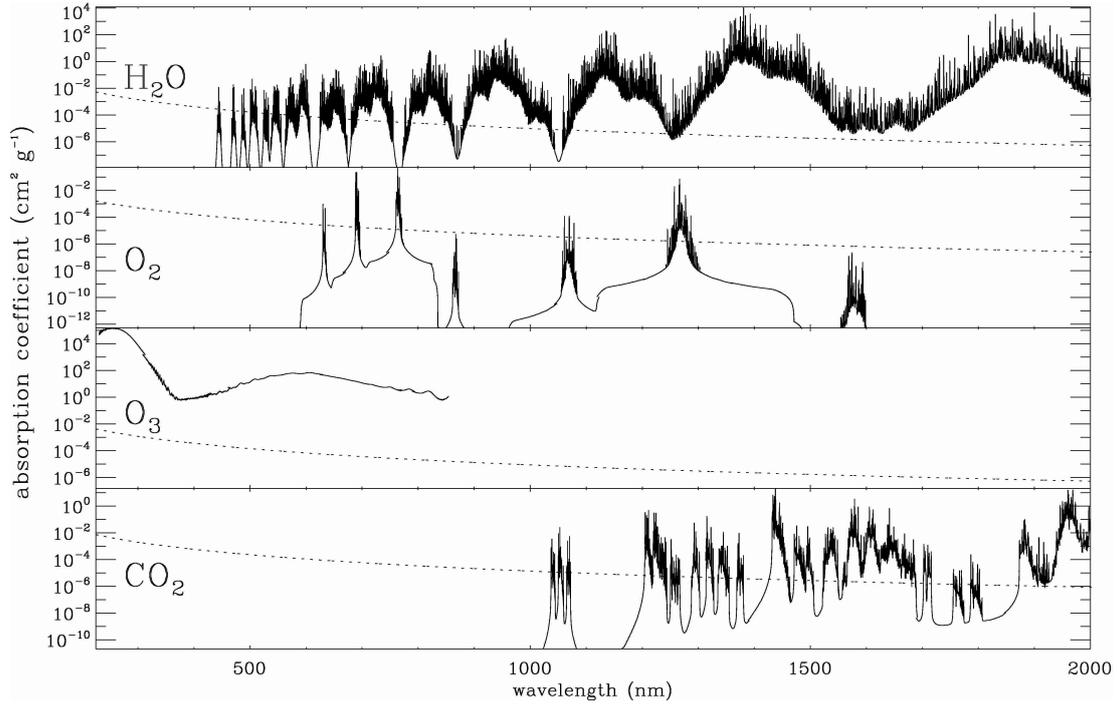


FIG. 7.5 – COEFFICIENTS D'ABSORPTION des différentes espèces atmosphériques considérées, en fonction de la longueur d'onde. Les coefficients de photo-absorption de H_2O , O_2 , O_3 et CO_2 (*lignes pleines*) sont représentées par rapport à leur coefficient de diffusion Rayleigh respectifs (*pointillés*), à l'exception de O_3 , comparé au coefficient Rayleigh de N_2 .

Diffusion Rayleigh

La lumière est plus efficacement dispersée aux courtes longueurs d'onde par des molécules atmosphériques dont les dimensions sont proches des longueurs d'onde en question. Si ce phénomène, la diffusion Rayleigh, peut être perçu au travers d'un spectre de transmission au limbe, il pourrait alors être un indicateur des molécules les plus abondantes de l'atmosphère. Le diazote, par exemple, ne présente aucune raie d'absorption entre 0,2 et 2 μm . Lors d'un transit de la Terre devant le Soleil, la présence de diazote pourrait néanmoins être inférée grâce à l'augmentation du continu du rapport spectral vers les courtes longueurs d'onde (l'augmentation est en $\sim \lambda^{-4}$, cf. Fig. 7.5, *troisième panneau, courbe en pointillés*).

Étant donnée la grande section efficace Rayleigh du dioxyde de carbone, le spectre de transmission des atmosphères de type cythérien (B), qui contiennent beaucoup de CO_2 , pourrait également présenter une importante contribution de la diffusion Rayleigh.

Nous avons estimé les sections efficaces de diffusion Rayleigh $\sigma_{\mathcal{R}}$ de chaque molécule considérée. En unités cgs, celles-ci s'expriment [BATES, 1984; NAUS & UBACHS, 2000; SNEEP & UBACHS, 2005]

$$\sigma_{\mathcal{R}}(\bar{\nu}) = \frac{24\pi^3 \bar{\nu}^4}{n^2} \left(\frac{r(\bar{\nu})^2 - 1}{r(\bar{\nu})^2 + 2} \right)^2, \quad (7.15)$$

où $\bar{\nu}$ est le nombre d'onde ($1/\lambda$), n est la densité volumique (cm^{-3}) et r l'indice de réfraction du gaz. La diffusion Rayleigh totale de l'atmosphère inclut les contributions des différentes espèces atmosphériques qui la composent (N_2 , CO_2 , O_2 et H_2O),

$$\sigma_{\mathcal{R}} = \sum_i Y_i \sigma_{\mathcal{R}i}, \quad (7.16)$$

de sorte qu'il nous faut connaître les indices de réfraction de toutes ces molécules. Nous trouvons ceux de N_2 , O_2 et CO_2 dans BATES [1984] et SNEEP & UBACHS [2005]. Les indices de

Modèle	Description	R_p (R_δ)	M_p (M_δ)	ρ_p (g cm^{-3})	g (m s^{-2})	p_0 (atm)	H_0 (km)	h_{max} (km)
A1	(\approx)Terre	1	1	5.5	9.8	1	8.8	85
B1	(\approx)Vénus	1	1	5.5	9.8	100	14.3	50
C1	planète-océan	1	0.5	2.8	4.9	1	20.0	260
A2	petite Terre	0.5	0.1	4.0	3.9	1	24.7	260
B2	petite Vénus	0.5	0.1	4.0	3.9	1	40.0	99
C2	petite planète-océan	0.5	0.05	1.8	2.0	1	61.4	499
A3	« super-Terre »	2	9	6.1	24.5	1	3.9	30
B3	« super-Vénus »	2	6	6.1	24.5	100	6.4	30
C3	grosse planète-océan	2	9	4.1	14.7	1	6.7	60

TAB. 7.2 – MODÈLES DE PLANÈTE TESTÉS

réfraction de la vapeur d'eau proviennent de [SCHIEBENER *et al.* \[1990\]](#). Des tests nous ont permis de constater l'absence de variation significative de ces indices de réfraction avec la pression et la température. Nous avons par conséquent utilisés les indices donnés pour des conditions standards de température (15°C) et de pression (1 atm).

Refraction atmosphérique

Suivant la longueur d'onde, la réfraction dans l'atmosphère planétaire peut rabattre sur la ligne de visée de la lumière stellaire provenant de diverses parties de l'étoile. Pour quantifier cet effet, nous pouvons calculer la déviation maximale $\Delta\theta$ due à la dépendance en λ de l'indice de réfraction atmosphérique, en utilisant la formule donnée par [SEAGER & SASSELOV \[2000\]](#) et l'indice de réfraction en surface (à z^0) entre 0,2 et 2 μm . Nous obtenons une déviation maximale $\Delta\theta \approx 0,3'$, ce qui représente environ 1,5, 1 et 0,5% du diamètre angulaire de l'étoile vu depuis la planète, suivant qu'il s'agisse respectivement d'une étoile de type F, G et K. L'effet de la réfraction peut donc être considéré comme négligeable, tant qu'il n'y a pas de variations du flux stellaire sur des échelles plus petites que les surfaces correspondant à ces nombres.

7.2.4 Choix des modèles à tester

Nous définissons neuf cas de planètes à tester, divisés en trois catégories : (1) des planètes ayant la même taille que la Terre pour les modèles A1, B1 et C1, (2) des petites planètes ou des satellites de planètes géantes ayant une taille deux fois inférieure pour les modèles A2, B2 et C2, et (3) des planètes ayant un rayon double de celui de la Terre pour les modèles A3, B3 et C3. Les paramètres de chaque modèle sont indiqués dans la Table 7.2. Entre 0,5 et 2 R_\oplus , la profondeur de l'occultation durant un transit varie d'un facteur ~ 16 . Notons que la facilité de détection d'une planète de taille terrestre en transit ne rime pas forcément avec la facilité de détection de son atmosphère en transit. Nous verrons, au contraire, que dans certains cas, l'atmosphère d'une planète difficile à détecter en transit—par exemple, une planète de 0,5 R_\oplus —est plus facilement détectable que l'atmosphère d'une planète dont le transit est plus évident—comme pour une planète de 2 R_\oplus . Dans tous les cas, avant de prétendre détecter et analyser l'atmosphère d'une planète de taille terrestre en transit, il faudra, bien entendu, s'assurer de la présence de la planète elle-même!

Le choix d'étudier des planètes de différentes tailles nous permet d'explorer une large gamme de caractères planétaires, comme la masse, le rayon et la densité. La densité de la Terre est $\rho_\delta = 5,5 \text{ g cm}^{-3}$. Une planète de même composition interne mais de rayon double aurait une masse ~ 10 fois supérieure à la Terre, tandis qu'une planète de même composition interne mais moitié moins grosse aurait une masse ~ 10 fois inférieure [[SOTIN *et al.*, 2007](#)]. De telles planètes auraient, respectivement, des densités moyennes de 6,1 et 4 g cm^{-3} .

Chacun de ces trois cas ($R_p = 0,5, 1$ et 2 R_\oplus) peut être couplé avec un des trois types d'atmosphère définis plus haut. Les modèles A1, A2 et A3 possèdent une atmosphère riche

en N_2/O_2 de type terrestre. Les modèles B1, B2 et B3 ont une atmosphère cythéréeenne riche en CO_2 . Notons que les profils de pression des cas A2 ($0,5 R_{\oplus}$) et A3 ($2 R_{\oplus}$) d'une part, B2 ($0,5 R_{\oplus}$) et B3 ($2 R_{\oplus}$) d'autre part, ont été mis à l'échelle à partir des profils des cas A1 et B1 ($1 R_{\oplus}$). Ce faisant, nous avons exclu toute espèce atmosphérique présentant un pic de concentration en altitude, telle la couche d'ozone du modèle A1. En effet, le pic d'ozone dans ce cas ne dépend pas seulement de l'équilibre hydrostatique—qu'il est facile de mettre à l'échelle lorsqu'on fait varier le rayon de la planète—mais aussi de l'équilibre photochimique au niveau de la tropopause terrestre. Pour cette raison, les modèles A2 et A3 ne contiennent pas d'ozone.

LÉGER *et al.* [2004] ont suggéré l'existence de planètes-océans dont la composition interne est particulièrement riche en H_2O —typiquement 50% de la masse de la planète. De telles planètes seraient bien moins denses que des planètes telluriques de même masse. Elles sont donc particulièrement intéressantes dans le cadre de notre étude puisqu'une faible densité planétaire entraîne une atmosphère plus étendue, et donc plus facilement détectable en transit. Des planètes-océans de $0,5$, 1 et $2 R_{\oplus}$ auraient des densités respectives de $1,8$, $2,8$ et $4,1 \text{ g cm}^{-3}$ [SOTIN *et al.*, 2007], certes faibles, mais raisonnablement envisageable lorsqu'on les compare aux densités des satellites de planètes géantes dans le Système solaire, qui sont également des corps riches en H_2O —la densité de Titan, par exemple, est de $1,88 \text{ g cm}^{-3}$. L'immense quantité d'eau en surface d'une planète-océan pourrait induire la présence d'une quantité substantielle de vapeur d'eau dans l'atmosphère, à condition que la température de surface soit suffisamment élevée. Une part non négligeable de dioxyde de carbone pourrait également entrer dans la composition de ces atmosphères, en l'absence de séquestration du CO_2 dans les couches internes de la planète [EHRENREICH *et al.*, en préparation]. L'atmosphère riche en N_2/H_2O de type (C), décrite plus haut, nous servira d'atmosphère pour nos modèles de planètes-océans C1, C2 et C3.

7.2.5 Choix des différents types d'étoiles

Les planètes de taille terrestre que nous considérons ici se trouvent dans la zone habitable de leur étoile. Ceci est imposé par le fait que nos modèles s'appliquent difficilement à des planètes dont l'orbite est trop rapprochée de l'étoile. Par exemple, le chauffage atmosphérique intense qui découle d'une proximité entre l'étoile et la planète comparable à celle des Jupiter chauds met très certainement à mal l'hypothèse d'équilibre hydrostatique que nous avons faite, en déclenchant des effets tels que l'évaporation hydrodynamique de l'atmosphère [LECAVELIER DES ETANGS *et al.*, 2004; TIAN *et al.*, 2005].

Nous définissons pour chaque modèle de planète considéré ici un demi-grand axe réduit a'_p , tel que

$$a'_p = a_p \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{-0,5}. \quad (7.17)$$

Nous fixons $a'_p = 1 \text{ UA}$, de sorte que nos planètes se retrouvent dans la zone habitable de n'importe quel type d'étoile que nous envisagerons par la suite. Nous nous limiterons ici aux types stellaires K, G et F. La zone habitable pour ces trois types d'étoiles est respectivement centrée autour de $0,5$, 1 et 2 UA .

7.3 Rapports signaux-sur-bruit d'observations idéales

Il est légitimement préférable de détecter des planètes de taille terrestre avant de songer à détecter et caractériser leurs atmosphères pendant un transit. Cette étape essentielle pourra être réalisée par des missions spatiales en cours ou planifiées. Des planètes de $2 R_{\oplus}$ en orbite serrée ($< 0,26 \text{ UA}$) se situent probablement à la lisière des capacités de détection du satellite *CoRoT*. En revanche, la mission *Kepler*, dont le lancement est prévu en 2008, devrait pouvoir détecter quelques spécimens au sein de la zone habitable d'étoiles peu massives. Le problème réside en fait dans la probabilité d'observer un transit dès que la planète n'est pas extrêmement rapprochée de son étoile. Cette probabilité s'exprime simplement en fonction de R_{\star} et de a_p

(cf. éq. 1.1) ; il est donc plus facile de détecter des planètes en transit dans la zone habitable de petites étoiles—types M ou K. Seul un relevé couvrant une large partie du ciel devrait permettre de détecter des planètes de taille terrestre en transit autour d'étoiles de type solaire (G) ou plus jeunes (F). Un tel relevé a été proposé dans le cadre de la *Cosmic Vision* de l'Agence spatiale européenne par [CATALA *et al.* \[2005\]](#), dont le projet *Plato* couvrirait $30^\circ \times 30^\circ$ du ciel.

Quoi qu'il en soit, la spectroscopie de transmission d'atmosphères planétaires en transit requiert l'usage d'un télescope spatial pourvu d'un grand miroir. Afin de déterminer la détectabilité de ces signatures atmosphériques, il nous faut maintenant évaluer le rapport signal-sur-bruit (S/B) que l'on peut attendre de telles observations. En d'autres termes, nous devons définir plus clairement nos spécifications scientifiques—quel niveau de signal est attendu?—pour pouvoir estimer les spécifications techniques de l'instrument dont nous avons besoin pour les détecter.

7.3.1 Instrumentation requise

Le premier paramètre instrumental pertinent est la surface effective S du collecteur de photons, *i.e.* la taille du miroir ! Celle-ci peut s'exprimer

$$S = \frac{\pi}{4}(\varepsilon D)^2. \quad (7.18)$$

Le coefficient ε^2 rend compte de l'efficacité instrumentale, de sorte que εD soit le « diamètre efficace » du miroir. Dans le domaine de longueur d'onde qui nous intéresse ici (de 0,2 à 2 μm), toutes les détections d'atmosphères de planètes extrasolaires ont été réalisées grâce à l'instrument STIS du *HST* [[CHARBONNEAU *et al.*, 2002](#); [VIDAL-MADJAR *et al.*, 2003, 2004](#); [BALLESTER *et al.*, 2007](#); [KNUTSON *et al.*, 2007b](#); [BARMAN, 2007](#)]. Cet instrument, à présent hors-service, était extrêmement versatile et n'était de ce fait pas conçu pour avoir une grande efficacité. Sa fonction instrumentale était $\varepsilon^2 \approx 2\%$ de 200 à 300 nm et $\varepsilon^2 \approx 10\%$ de 350 à 1 000 nm. Comme la plupart des photons qui nous intéressent seront disponibles dans cette dernière bande spectrale, et comme les spectrographes les plus efficaces à l'heure actuelle ont une efficacité de $\varepsilon^2 \approx 25\%$ dans le visible, nous pouvons raisonnablement estimer qu'un spectrographe moderne—STIS a été conçu il y a plus de 20 ans!—pourrait avoir un ε^2 moyen d'au moins 25% entre 200 et 2 000 nm, soit $\varepsilon = 50\%$.

Un autre paramètre instrumental important est la résolution spectrale R . Nous allons supposer dans la suite un instrument capable d'obtenir $R = 200$, c'est-à-dire capable de résoudre des raies d'absorption larges d'au moins 10 nm.

Enfin, il est légitime de s'interroger sur la capacité d'un instrument à détecter des signatures aussi ténues, de l'ordre de 10^{-6} dans le spectre de transmission de planètes de taille terrestre. Rappelons que le sodium détecté dans HD 209458b grâce à STIS [[CHARBONNEAU *et al.*, 2002](#)] le fut avec une précision de 50 parties par million (ppm) sur une raie large d'environ 1 nm. D'après les résultats que nous présenterons dans la section suivante (§ 7.4), certaines raies ou bandes d'absorption d'une atmosphère planétaire de type terrestre ont une amplitude de l'ordre de 1 ppm sur ~ 100 nm de large, de sorte que la saut technologique requis pour passer de l'étude des atmosphères des Jupiter chauds—dont il est question dans la première partie de cette thèse—à celle des atmosphères de petites planètes, ne devrait pas être infranchissable. De plus, rappelons que nous parlons ici de mesures *relatives*—le signal en transit étant comparé au signal hors transit. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une calibration absolue parfaite des détecteurs. Une réponse au signal très stable sur des périodes de quelques heures est en fait tout ce dont nous aurions besoin.

Néanmoins, la précision instrumentale à atteindre reste un défi qu'il reste à relever dans de futures études plus élaborées. Une limite plus contraignante aux mesures que nous souhaitons réalisées vient en fait plus probablement de la physique stellaire elle-même, comme nous allons le voir.

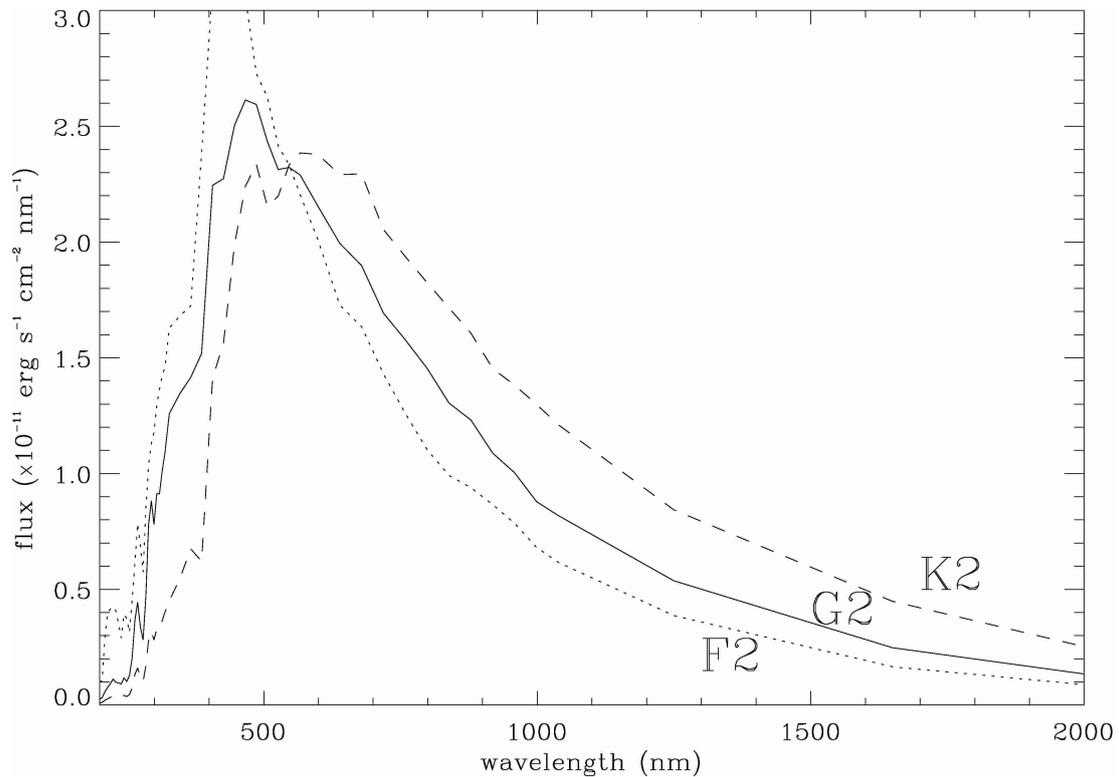


FIG. 7.6 – SPECTRES STELLAIRES de types K2 (*tirets*), G2 (*ligne pleine*) et F2 (*pointillés*) entre 0,2 et 2 μm . Les flux montrés correspondent à une magnitude apparente $V = 8$.

7.3.2 Contraintes physiques sur les observations

Le nombre de photons détectés en fonction de la longueur d'onde dépend du type spectral de l'étoile, tandis que le nombre total de photons reçus pendant un intervalle de temps t dépend de la magnitude apparente V de l'étoile. Des spectres stellaires de références $F_{\star}^{V=0}(\lambda)$ pour les différents types d'étoiles considérés proviennent des étoiles ρ Capricorni (F2 IV), HD 154760 (G2 V) et HD 199580 (K2 IV), répertoriées dans l'atlas spectrophotométrique de Bruzual-Persson-Gunn-Stryker [BRUZUAL *et al.*, 2005]. Les flux (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) sont donnés pour une magnitude apparente nulle ; nous les avons donc mis à l'échelle pour n'importe quelle magnitude V ,

$$F_{\star} = 10^{-0,4V} F_{\star}^{V=0}. \quad (7.19)$$

Les trois spectres stellaires correspondants sont calculés pour une magnitude apparente $V = 8$ et comparés dans la Fig. 7.6.

Le type spectral de l'étoile détermine son rayon et sa masse, ce qui joue sur la durée du transit du compagnon planétaire auquel nous nous intéressons, et donc sur le temps maximal d'exposition possible pendant ce même transit. Cela influe par conséquent sur le S/B qu'il sera possible d'obtenir. La durée du transit dépend également du demi-grand axe de la planète. Or, nous avons fixé celui-ci de sorte que la planète soit dans la zone habitable de n'importe quel type d'étoile. Donc, la durée du transit dépend de la luminosité stellaire (*cf.* Eq. [7.17]). Zombeck [1990] donne, pour différents types spectraux d'étoiles : les rayons $R_{F\star}/R_{\odot} \approx 1,25$ et $R_{K\star}/R_{\odot} \approx 0,75$, les masses $M_{F\star}/M_{\odot} \approx 1,75$ et $M_{K\star}/M_{\odot} \approx 0,5$ et les luminosités $L_{F\star}/L_{\odot} \approx 4$ et $L_{K\star}/L_{\odot} \approx 0,25$. En utilisant l'Eq. (7.17), la durée d'un transit—temps entre les premier et quatrième contacts, t_1 et t_{IV} —peut finalement s'exprimer

$$\Delta t_{\text{transit}} = t_{IV} - t_1 \approx \frac{13\pi/4}{1 \text{ h}} \frac{R_{\star}}{R_{\odot}} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-0,5} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{0,25}, \quad (7.20)$$

où $13\pi/4$ h représente la durée de transit d'une planète à 1 UA d'une étoile de type G, moyennée sur tous les paramètres d'impact possibles.¹ Nous obtenons des temps de passage moyens de 7,6, 10,2 et 13,6 h pour des planètes situées respectivement dans les zones habitables d'étoiles K, G et F. Nous considérerons dans la suite qu'il s'agit des temps d'exposition Δt maximaux de nos observations, et fixerons donc $\Delta t = \Delta t_{\text{transit}}$.

Dans un monde idéal, nos observations ne seraient limitées que par le bruit de photons. C'était d'ailleurs le cas pour la détection de sodium dans HD 209458b à une précision de ~ 50 ppm [CHARBONNEAU *et al.*, 2002]. Cependant, au niveau des faibles signaux que nous recherchons, nous avons vraisemblablement besoin de prendre en compte le bruit intrinsèque à l'étoile, *i.e.* la variabilité stellaire. L'activité stellaire et les mouvements de convection à la surface de l'étoile engendrent des variations dans l'intensité et la couleur de l'étoile ciblée, sur une large gamme de temps caractéristiques.

L'impact de la microvariabilité stellaire sur la détectabilité des transits photométriques a été traitée par un grand nombre d'études [AIGRAIN *et al.*, 2004; LANZA *et al.*, 2004; MOUTOU *et al.*, 2005], toutes convergeant vers un niveau de variabilité photométrique de ~ 100 – $1\,000$ ppm pour des temps caractéristiques de l'ordre de quelques jours. Cela est à comparer à la magnitude et à la durée des absorptions atmosphériques que nous recherchons : des variations de flux de ~ 1 ppm pendant quelques ~ 1 – 10 h. Nous pouvons espérer que la fréquence du signal recherché ainsi que sa variation spectrale pourra permettre de le différencier de la microvariabilité stellaire. Néanmoins, l'influence de la microvariabilité sur d'aussi faibles signaux ne devrait pas être sous-estimée et pourrait sérieusement compromettre la capacité à étudier les atmosphères de planètes de taille terrestre lors d'un transit. De ce point de vue, certains types spectraux peuvent être plus favorables que d'autres par rapport à la microvariabilité : AIGRAIN *et al.* [2004] suggèrent ainsi que les étoiles K sont plus adaptées à la recherche de petites planètes en transit que les étoiles G ou F.

D'un autre côté, l'accumulation d'observations de plusieurs transits pour chaque planète permettra de confirmer ou d'affiner une première détection. À titre d'exemple, une planète à $a'_p = 1$ UA d'une étoile K, avec une période de révolution d'environ 0,3 an, pourra être observée plusieurs fois pendant un intervalle de temps raisonnablement court. Enfin, la technique employée pour mettre en évidence des absorptions spectrales pendant un transit, en comparant les observations pendant et en-dehors du transit [VIDAL-MADJAR *et al.*, 2003, 2004], permet déjà d'éliminer une bonne partie des résidus stellaires. Pour toutes ces raisons, et en renvoyant à de futures études une quantification précise de la microvariabilité en fonction du type spectral de l'étoile, nous supposons par la suite avoir la capacité à s'affranchir de cette microvariabilité et n'être limité que par le bruit de photons. Bref, supposons un monde idéal!

7.3.3 Calcul du rapport signal-sur-bruit

Soit φ_* , le nombre maximal de photons récupérables pendant un temps Δt par élément de résolution. Ce nombre s'exprime

$$\varphi_* = \frac{F_*(\lambda)\lambda R S \Delta t}{h_{\mathcal{P}} c}, \quad (7.21)$$

où $h_{\mathcal{P}}$ est la constante de PLANCK et c la vitesse de la lumière. Certains photons sont absorbés par la planète en transit, de sorte que le nombre de photons reçus par élément de résolution est en fait

$$\varphi = \varphi_*(1 + \mathfrak{R}'). \quad (7.22)$$

D'après les observations, il est possible d'obtenir une estimation \tilde{R}_p du véritable rayon R_p de la planète en transit, par exemple, en utilisant la courbe de lumière intégrée ou un ajustement au rapport spectral. Cette valeur correspond alors au rapport spectral plat $\mathfrak{R}' = \text{constante}$ qui s'ajuste le mieux aux données. Le nombre de photons correspondant à cette estimation

¹Le paramètre d'impact indique la « latitude » du passage de la planète sur le disque stellaire, et s'exprime $b = (a_p/R_*) \cos i$, où i est l'inclinaison de l'orbite planétaire par rapport à la ligne de visée.

s'exprime

$$\tilde{\varphi} = \varphi_{\star} \left[1 - \left(\frac{\tilde{R}_p}{R_{\star}} \right)^2 \right]. \quad (7.23)$$

Le spectre des résidus de la différence pondérée entre φ et $\tilde{\varphi}$ peut nous révéler la présence ou l'absence d'une atmosphère autour de la planète en transit. Le χ^2 de cette différence pour tous les éléments de résolution k est

$$\chi^2 = \sum_k \left(\frac{\varphi_k - \tilde{\varphi}_k}{\sigma_{\varphi_k}} \right)^2. \quad (7.24)$$

Comme discuté plus haut, l'incertitude sur le nombre de photons reçus est dominé par le bruit de photon, soit

$$\sigma_{\varphi} = \sqrt{\varphi}. \quad (7.25)$$

Nous avons donc

$$\chi^2 = \sum_k \frac{\varphi_{\star k}}{1 + \mathfrak{R}'_k} \left[\mathfrak{R}'_k + \left(\frac{\tilde{R}_p}{R_{\star}} \right)^2 \right]^2. \quad (7.26)$$

Le rapport signal-sur-bruit de l'observation est alors simplement donné par

$$S/B = \sqrt{\chi^2}. \quad (7.27)$$

La meilleure estimation \tilde{R}_p du rayon de la planète peut être obtenue en minimisant le χ^2 , en posant

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \tilde{R}_p} = 0. \quad (7.28)$$

En combinant les Eqs. (7.26) et (7.28), nous pouvons calculer l'estimation du rayon de la planète à partir de l'observation,

$$\tilde{R}_p = R_{\star} \sqrt{- \frac{\sum_k [\varphi_{\star k} \mathfrak{R}'_k / (1 + \mathfrak{R}'_k)]}{\sum_k [\varphi_{\star k} / (1 + \mathfrak{R}'_k)]}}. \quad (7.29)$$

Le rapport signal-sur-bruit obtenu avec l'Eq. (7.27) détermine si l'atmosphère planétaire est observable. De même, nous pouvons utiliser une approche semblable afin de déterminer si la contribution de tel ou tel composant atmosphérique au signal total φ est détectable. Soit

$$\hat{\varphi}_i = \varphi_{\star} \left(1 + \hat{\mathfrak{R}}'_i \right), \quad (7.30)$$

le signal que nous obtiendrions en considérant que la lumière stellaire est filtrée par tous les composants atmosphériques à l'exception du composant i , et soit $\hat{\varphi}_i$ l'estimation de ce signal. Ici, $\hat{\mathfrak{R}}'_i$ est le rapport spectral calculé lorsque l'espèce i est supposée absente de l'atmosphère. De plus, en admettant que $\hat{\varphi}_i \approx \alpha_i \varphi_i$, il est possible de déduire la présence de l'absorbant i dans l'atmosphère en comparant l'ajustement réalisé en supposant son absence, $\alpha_i \hat{\varphi}_i$, au signal mesuré φ et en calculant le χ^2 de cette différence,

$$\chi_i^2 = \sum_k \frac{\varphi_{\star k}}{1 + \mathfrak{R}'_k} \left[(1 + \mathfrak{R}'_k) - \alpha_i (1 + \hat{\mathfrak{R}}'_{ik}) \right]^2, \quad (7.31)$$

où

$$\alpha_i = \frac{\sum_k \varphi_{\star k} (1 + \hat{\mathfrak{R}}'_{ik})}{\sum_k \varphi_{\star k} (1 + \hat{\mathfrak{R}}'_{ik})^2 / (1 + \mathfrak{R}'_k)}. \quad (7.32)$$

Modèle	Description	★	Rapport signal-sur-bruit					
			$(S/B)_{V=8, \epsilon D=10 \text{ m}}$					
			sans nuage	avec nuages	H ₂ O	CO ₂	O ₃	O ₂
A1	(≈)Terre	K	5.2	3.5	1.7	1.1	1.9	0.2
		G	3.2	2.3	0.8	0.5	1.2	0.2
		F	2.3	1.7	0.5	0.3	0.9	0.1
B1	(≈)Vénus	K	4.0	2.3	0.0	2.3	-	-
		G	2.1	1.2	0.0	1.2	-	-
		F	1.3	0.7	0.0	0.7	-	-
C1	Planète-océan	K	41	39	39	11	-	-
		G	22	20	20	5.4	-	-
		F	14	13	13	3.3	-	-
A2	Petite Terre	K	6.9	6.3	3.8	2.8	-	0.7
		G	4.3	4.0	1.8	1.4	-	0.5
		F	3.2	3.0	1.1	0.8	-	0.3
B2	Petite Vénus	K	5.8	3.3	0.0	3.3	-	-
		G	3.0	1.6	0.0	1.7	-	-
		F	1.9	1.0	0.0	1.0	-	-
C2	Petite planète-océan	K	47	46	46	17	-	-
		G	26	25	25	8.6	-	-
		F	17	16	16	5.2	-	-
A3	super-Terre	K	4.6	1.1	0.9	0.5	-	0.1
		G	2.5	0.6	0.4	0.2	-	0.1
		F	1.7	0.4	0.3	0.1	-	0.0
B3	super-Vénus	K	5.6	0	0	0	-	-
		G	2.9	0	0	0	-	-
		F	1.9	0	0	0	-	-
C3	Grosse planète-océan	K	20	13	12	3.2	-	-
		G	10	6.5	6.3	1.5	-	-
		F	6.7	4.1	4.0	0.9	-	-

TAB. 7.3 – RAPPORTS SIGNAUX-SUR-BRUIT OBTENUS avec un télescope de diamètre effectif $\epsilon D = 10$ m ciblant une étoile de magnitude apparente $V = 8$. Pour obtenir le rapport S/B avec différents diamètres de miroir ϵD , temps d'exposition t et/ou magnitude apparente de l'étoile V , il suffit d'appliquer le coefficient $(\epsilon D/10 \text{ m})(t/\Delta t_{\text{transit}})^{0.5} 10^{-0.2(V-8)}$ où $\Delta t_{\text{transit}}$ est défini par l'Eq. (7.20). Le rapport S/B calculé par espèce i est donné pour les modèles avec nuages.

Modèle	Description *	Miroir diam. eff. (m) (ϵD) _{S/B ≥ 5, V = 8} avec nuages	Magnitude limite (V_{lim}) _{S/B ≥ 5, $\epsilon D = 10$ m} avec nuages	Nombre d'étoiles	Nombre de cibles pour les modèles avec nuages			
					(a)	(b)	(c)	(d)
A1	(≈) Terre	K	14	7.22	2042	14	1	4
		G	22	6.31	96	< 1 (0.4)	< 1	< 1 (0.1)
		F	29	5.66	118	< 1 (0.3)	< 1	< 1 (0.1)
B1	(≈) Vénus	K	21	6.31	580	4	< 1 (0.4)	1
		G	43	4.90	13	< 1	< 1	< 1
		F	68	3.73	8	< 1	< 1	< 1
C1	Planète- océan	K	1.3	12.5	> 3 · 10 ⁶	19602	1984	6615
		G	2.5	11.0	63 095	321	32	108
		F	3.9	10.1	54 591	157	15	52
A2	Petite Terre	K	8	8.50	11 971	84	8	28
		G	13	7.51	508	2	< 1 (0.2)	< 1 (0.6)
		F	17	6.90	656	1	< 1 (0.1)	< 1 (0.3)
B2	Petite Vénus	K	15	7.10	1730	12	1	4
		G	31	5.52	32	< 1 (0.1)	< 1	< 1
		F	50	4.50	23	< 1	< 1	< 1
C2	Petite planète- océan	K	1.1	12.8	> 4 · 10 ⁶	33 569	3398	11 329
		G	2.0	11.5	125 892	600	60	202
		F	3.1	10.5	94 868	307	31	103
A3	super-Terre	K	45	4.71	63	< 1 (0.4)	< 1	< 1 (0.1)
		G	86	3.39	1	< 1	< 1	< 1
		F	121	2.51	1	< 1	< 1	< 1
B3	super-Vénus	K	> 10 ³	-	0	< 1	< 1	< 1
		G	> 10 ³	-	0	< 1	< 1	< 1
		F	> 10 ³	-	0	< 1	< 1	< 1
C3	Grosse planète- océan	K	4.0	10.1	109 182	682	69	230
		G	7.7	8.57	2 197	10	1	3
		F	13	7.57	1 656	4	< 1 (0.4)	1

TAB. 7.4 – TAILLE DE MIROIR ET NOMBRE DE CIBLES.

(a) Diamètre effectif (ϵD)_{S/B ≥ 5, V = 8} du miroir nécessaire pour obtenir $S/B = 5$ pour une étoile de magnitude $V = 8$, basé sur les résultats des modèles avec nuages (cf. Table 7.3).

(b) Magnitude limite correspondant au nombre de cibles donné dans la dernière colonne. Elle peut s'exprimer comme $(V_{\text{lim}})_{S/B ≥ 5, \epsilon D = 10 \text{ m}} = 5 \log_{10} \left[\left(S/B_{V=8, \epsilon D = 10} \right) / 5(\epsilon D) / 10 \text{ m} \right] + 8$.

(c) Nombre total d'étoiles du type spectral donné plus brillantes que la magnitude limite.

(d) Nombre de cibles potentielles calculé avec l'Eq. (7.33), pour le rapport S/B du modèle avec nuage et pour différentes valeurs de $\beta\gamma$. Lorsque le nombre de cibles potentielles est légèrement inférieur à 1, la valeur est donnée entre parenthèses. L'Eq. (7.34) permet de mettre à l'échelle la valeur donnée, pour n'importe quelle taille de miroir et rapport S/B minimum.

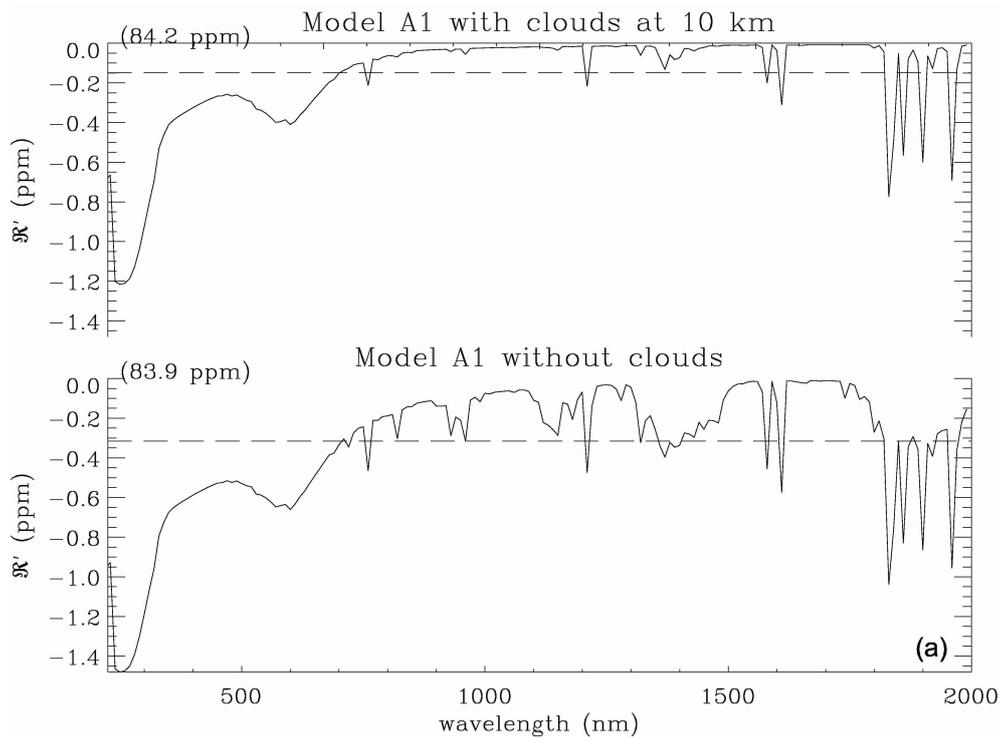


FIG. 7.7 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE A1. L'absorption due au disque solide de la planète, optiquement épais à toutes les longueurs d'onde, est donnée par la valeur entre parenthèses qui correspond au «0 ppm» de l'axe des ordonnées. Les absorptions supplémentaires à différentes longueurs d'onde sont le fait de l'atmosphère planétaire. Le rayon du disque solide est artificiellement accru par la présence de nuages [*en haut*] par rapport au modèle sans nuage [*en bas*]. La meilleure estimation possible de ce rayon, \tilde{R}_p , compte-tenu des absorptions atmosphériques supplémentaires, est indiqué [*tirets horizontaux*].

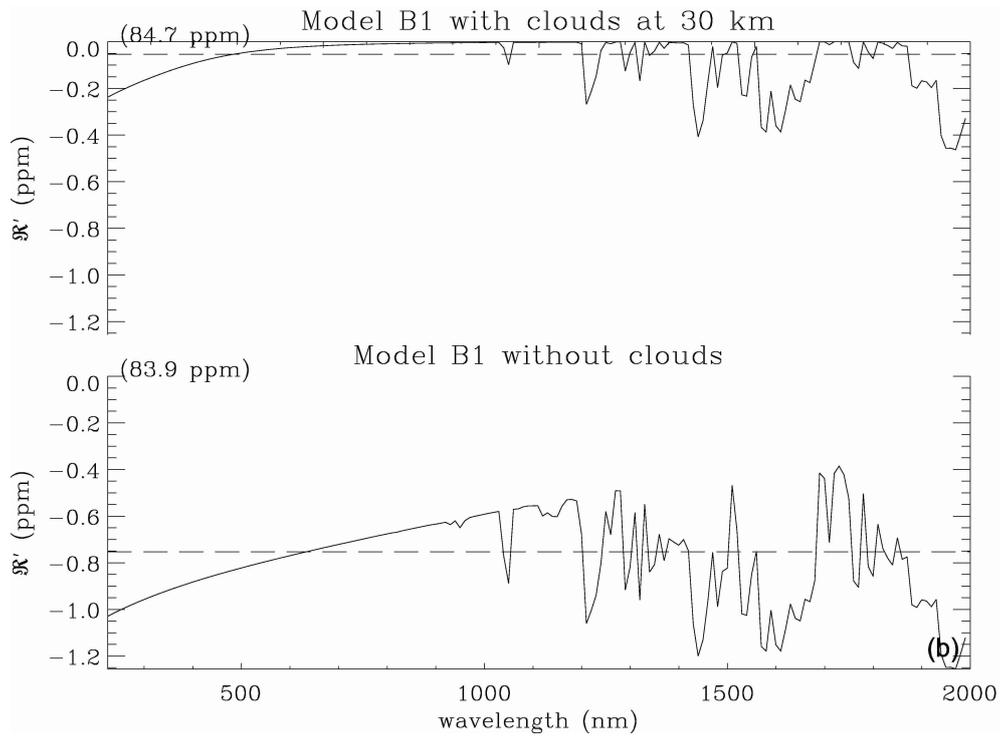


FIG. 7.8 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE B1. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

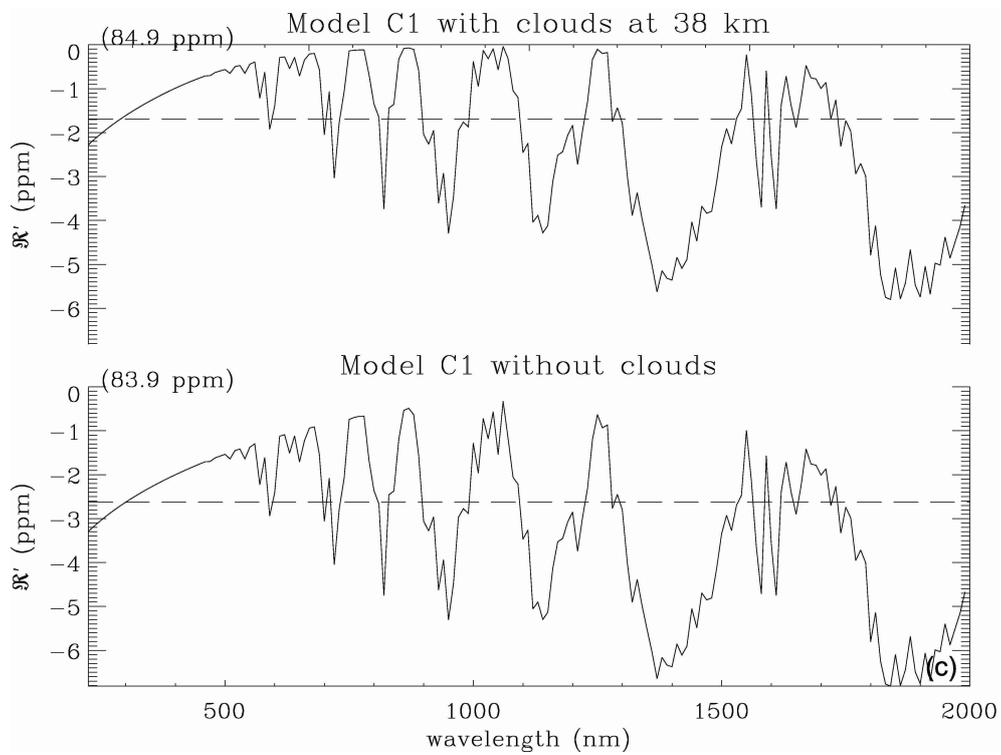


FIG. 7.9 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE C1. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

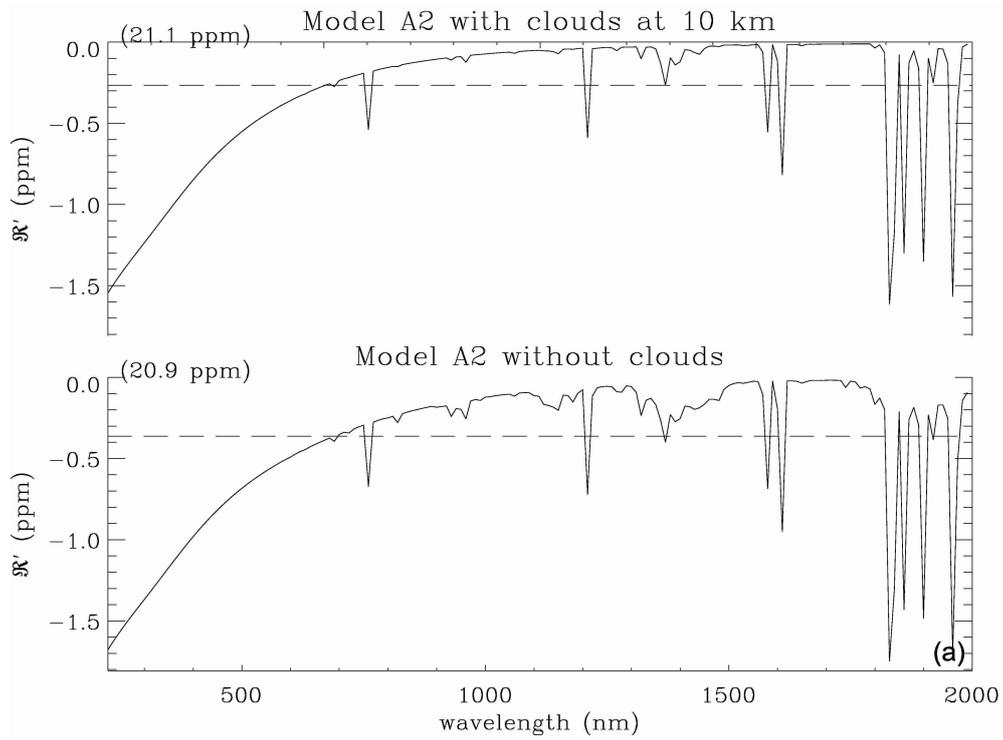


FIG. 7.10 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE A2. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

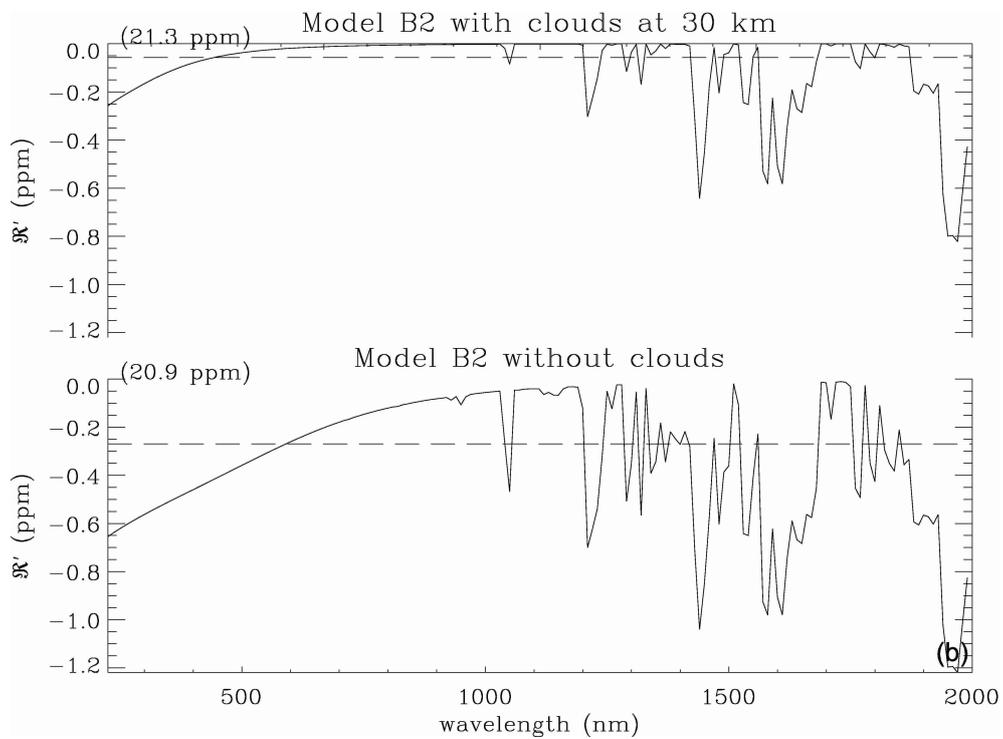


FIG. 7.11 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE B2. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

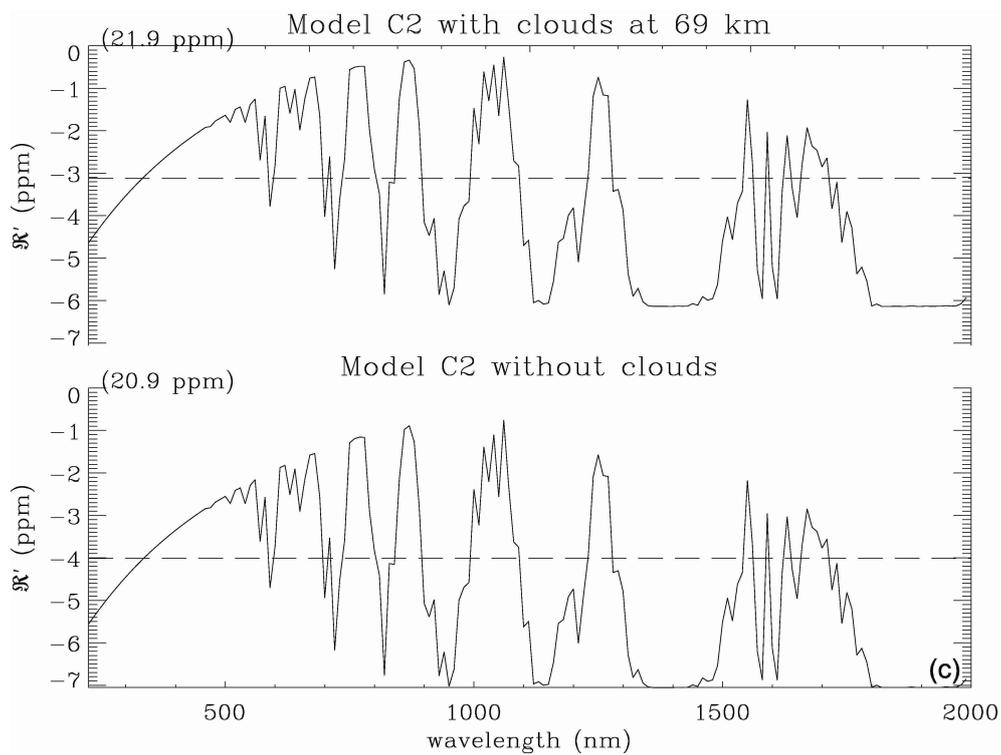


FIG. 7.12 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE C2. La légende est la même que pour la Fig. 7.7. L'effet de « saturation » des bandes d'absorption de H_2O est dû au fait que l'atmosphère est optiquement épaisse à ces longueurs d'onde au niveau h_{max} . Si l'on considère qu'au-dessus de ce niveau, l'eau est photodissociée, un tel spectre de transmission pourrait permettre de déterminer l'altitude où cette photodissociation se produit.

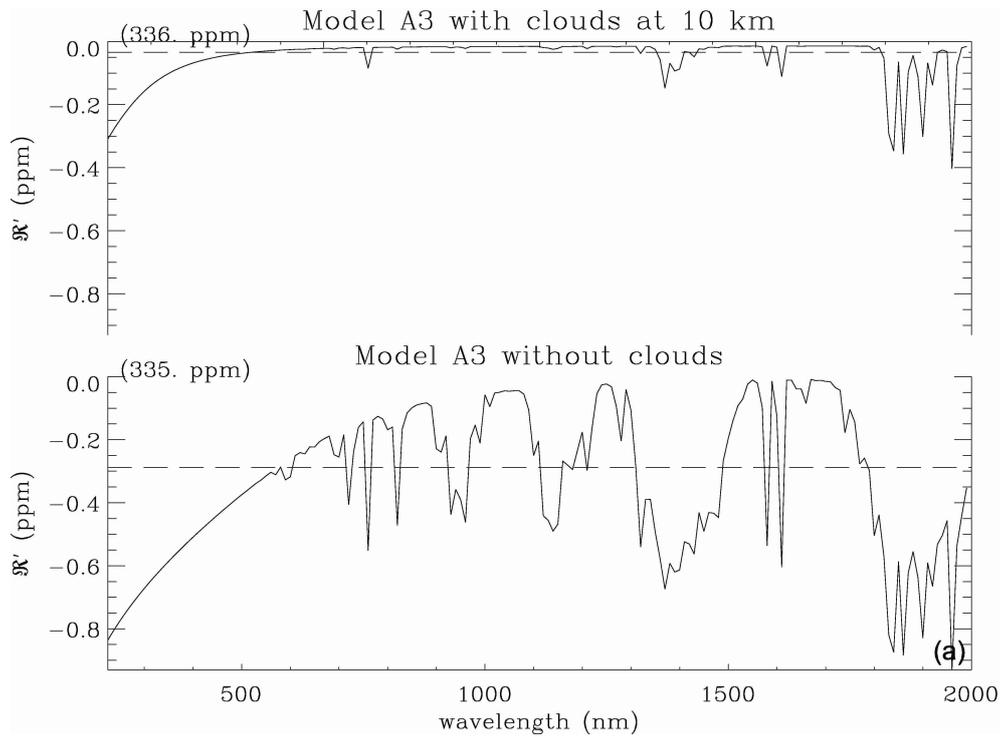


FIG. 7.13 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE A3. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

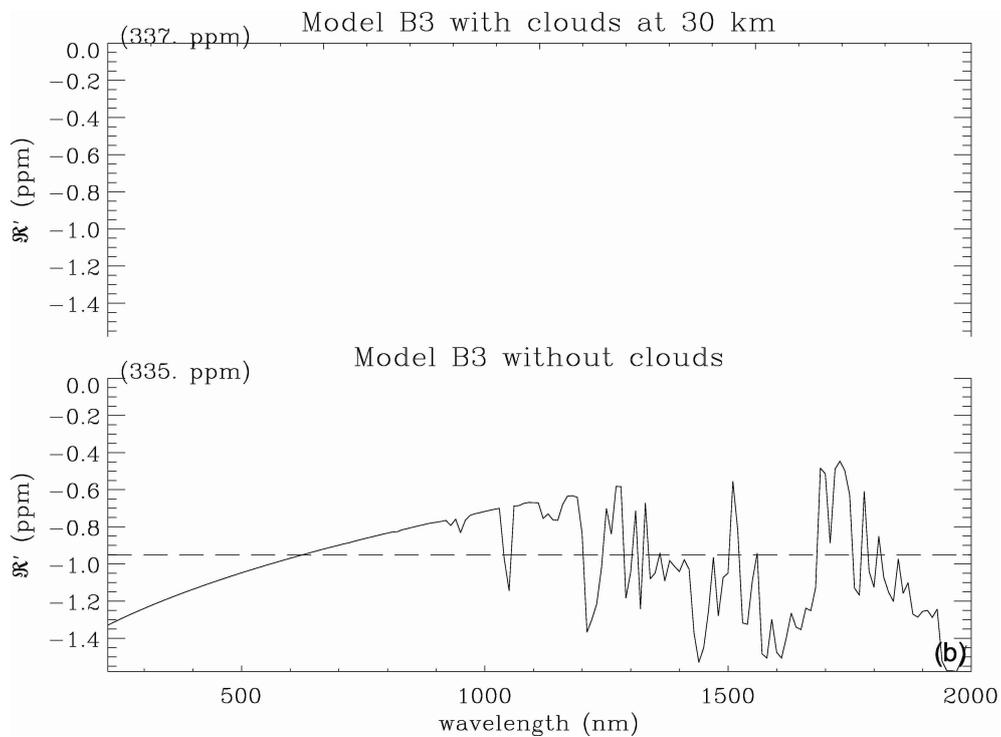


FIG. 7.14 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE B3. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

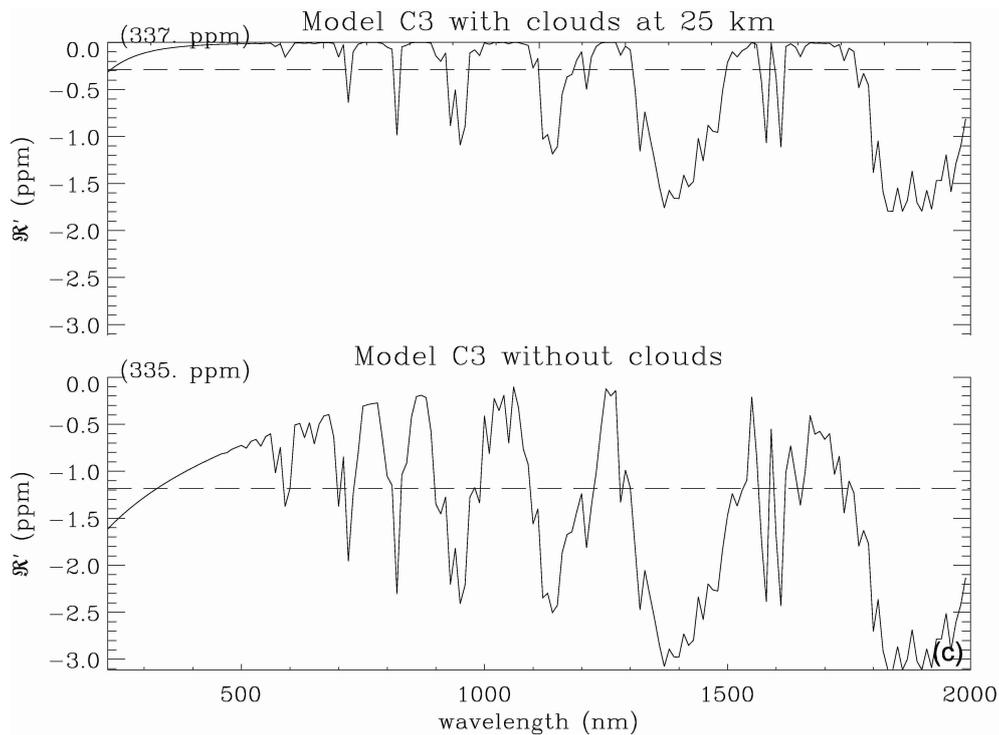


FIG. 7.15 – RAPPORT SPECTRAL DU MODÈLE C3. La légende est la même que pour la Fig. 7.7.

7.4 Résultats obtenus

Les résultats complets de nos calculs sont donnés dans les Table 7.3 et 7.4 ; ils sont également illustrés par des courbes de rapports spectraux dans les Figs. 7.7 à 7.15.

7.4.1 Signatures spectrales remarquables

Ici sont soulignées les contributions remarquables de chaque espèce atmosphérique considérée au spectre de transmission d'une planète de taille terrestre en transit, pour les différents modèles détaillés dans la Table 7.2. La résolution spectrale des Figs. 7.7 à 7.15 est de 10 nm.

Ozone

Dans le domaine spectral étudié, *i.e.* entre 200 et 2000 nm, les bandes de HARTLEY (200-350 nm) et de CHAPPUIS (420-830 nm) de l'ozone sont sans doute les meilleurs indicateurs d'une atmosphère de type terrestre. Ces bandes sont larges—respectivement 150 et 600 nm, et sont localisées entre le proche ultraviolet et le bleu, où les transitions de photoabsorption des autres molécules sont rares. Aucune méprise n'est notamment possible avec les bandes de l'eau—vers le rouge, tandis qu'il est facile de séparer les larges bandes de O_3 des fines transitions de O_2 . De plus, les bandes de HARTLEY et de CHAPPUIS émergent significativement de la diffusion Rayleigh. Elles correspondent à des transitions très fortes, compte-tenu de la faible concentration d'ozone dans l'atmosphère du modèle A1 ($Y_{O_3} < 10^{-5}$). L'ozone serait encore plus détectable s'il était présent dans l'atmosphère du modèle A2 (« petite Terre »).

Vapeur d'eau

Dans un spectre de transmission, la signature de la vapeur d'eau n'est visible que si l'eau se trouve en quantité substantielle au-dessus de la couche de nuages. Ce n'est pas le cas des

atmosphères de type terrestre des modèles A1, A2 et A3, où l'eau est assignée à résidence dans la troposphère en raison du fameux « piège froid ». Au contraire, dans les modèles de planètes-océans (C1, C2 et C3), les larges bandes de l'eau au-delà de 950 nm dominent le spectre de transmission, car H₂O reste abondant au-dessus de la couche nuageuse.

Dioxyde de carbone

Si les raies d'absorption du dioxyde de carbone sont d'une intensité proche de celles de l'eau, elles sont également souvent confondues avec ces dernières. Les transitions aux alentours de 1600 nm et celles autour de 1950 nm restent, à l'œil, les mieux identifiables ; les autres ne sont tout simplement pas observables en présence d'eau. En-deça de 1800 nm, les sections efficaces de photoabsorption et de diffusion Rayleigh du dioxyde de carbone sont comparables, si l'on excepte quelques fines (~ 10 nm) transitions. En fait, plus l'atmosphère est riche en dioxyde de carbone, plus elle devient opaque. Un observateur vénusien aurait en effet les pires difficultés à observer le Soleil depuis la surface de sa planète. Le dioxyde de carbone présente cependant de plus importantes transitions dans l'infrarouge, au-delà de notre domaine spectral.

Dioxygène

La détectabilité de l'oxygène moléculaire dans l'atmosphère d'une planète en transit a déjà été évoquée par SCHNEIDER [1994] et étudiée par WEBB & WORMLEATON [2001]. Pourtant, cette molécule—souvent et implicitement liée à une source biogénique, n'est ni une biosignature fiable [LÉGER *et al.*, 1993], ni une espèce facile à détecter dans les atmosphères où elle se trouvent (modèles A1, A2 et A3) en raison de la trop grande finesse de ses transitions à 620, 700, 760 et 1260 nm. La base plus large de ces transitions est, quant à elle, masquée par la diffusion Rayleigh propre à cette molécule (*cf.* Fig. 7.5). Notons cependant que la détection plus facile d'ozone dans l'atmosphère d'une planète extrasolaire indiquerait la présence du dioxygène, comme le soulignent LÉGER *et al.* [1993].

Diffusion Rayleigh

En l'absence des bandes de HARTLEY et de CHAPPUIS de l'ozone (tous les modèles sauf A1), la signature de la diffusion Rayleigh est clairement visible dans la partie bleue/violette du spectre de transmission. D'un côté, elle masque la présence de quelques transitions intéressantes, comme celles du dioxygène et du dioxyde de carbone, mais d'un autre côté elle fournit deux indices essentiels : (1) même en l'absence de signatures spectrales identifiables, la montée caractéristique du « continu » en λ^{-4} est une preuve que la planète possède une atmosphère ; (2) la diffusion Rayleigh signe indirectement la présence de la molécule la plus abondante de l'atmosphère, par exemple CO₂ ou N₂.

En résumé

Les signatures les plus visibles sont celles de l'ozone et de la vapeur d'eau. Le dioxyde de carbone est difficile à distinguer des bandes de l'eau et/ou de l'effet de sa propre diffusion Rayleigh. Les transitions du dioxygène sont trop étroites pour contribuer significativement au rapport spectral aux résolutions envisagées. Il devrait être possible de détecter l'atmosphère d'une planète de taille terrestre en transit même en l'absence de fortes raies d'absorption grâce à la contribution de la diffusion Rayleigh au spectre de transmission. Qui plus est, il est théoriquement possible de faire la différence entre une atmosphère riche en dioxygène—où l'ozone devrait être présent et facilement détectable [LÉGER *et al.*, 1993; SAGAN *et al.*, 1993], et une atmosphère riche en vapeur d'eau où la durée de vie de l'ozone devrait être particulièrement réduite, et sa signature, par conséquent, absente. En d'autres termes, le spectre de transmission d'une planète en transit pourrait permettre de différencier une planète riche en espèces volatiles—comme les planètes-océans, d'une planète tellurique. D'autre part, une meilleure résolution spectrale sera requise pour différencier une planète-océan d'une planète possédant une atmosphère riche en dioxyde de carbone (modèles B1, B2 et B3).

7.4.2 Paramètres influençant le rapport signal-sur-bruit

Influence du type de l'étoile

Il apparaît, d'après la Table 7.3, que les étoiles K sont de bons candidats pour l'observation d'atmosphères. En effet, le rapport signal-sur-bruit d'un spectre de transmission de l'atmosphère d'une planète en transit devant une étoile K est plus élevé que pour une étoile G ou F. Deux facteurs se conjuguent pour expliquer cela : (1) le rayon R_* de l'étoile—plus petit pour une étoile K que pour une étoile G ou F, qui influence indirectement le rapport S/B (*cf.* Eq. [7.26]) et la durée de l'occultation (*cf.* Eq. [7.2]), ainsi que (2) le demi-grand axe de l'orbite de la planète a_p , agissant à la fois sur la durée de l'occultation et la probabilité de l'observer depuis la Terre.

La probabilité d'observer une planète en transit dans la zone habitable d'une étoile K, donnée par l'Eq. (1.1), est de 0,7%. Comme les zones habitables des étoiles G et F sont plus éloignées de l'étoile, la probabilité d'y observer une planète en transit est plus faible, respectivement 0,5 et 0,3% pour des étoiles G et F.

Un autre avantage des étoiles K est leur nombre : un grand nombre de cibles potentielles sont des étoiles de ce type spectral. D'après le Centre de données astronomiques de Strasbourg (CDS), il y a approximativement $10\,000 \times 10^{0,6(V-8)}$ étoiles de la séquence principale plus brillantes qu'une magnitude V donnée, sur l'ensemble du ciel. Environ 3/5 de ces étoiles sont de type spectral K, contre 1/10 de type G.

Soient β , le nombre de planète(s) de taille terrestre par étoile et γ , la fraction du ciel couverte par un relevé conçu pour détecter et caractériser des atmosphères de planètes de taille terrestre en transit. Le nombre N de cibles potentielles d'un tel relevé est indiqué dans la Table 7.4 pour différentes valeurs du produit $\beta\gamma$, qui représente en quelque sorte l'efficacité du relevé à trouver des cibles avec des atmosphères caractérisables. Ce nombre N correspond aux cibles détectées par un télescope pourvu d'un miroir de 10 m de diamètre effectif et pour un rapport $S/B \geq 5$. Il est calculé de la manière suivante,

$$N_{S/B \geq 5, \varepsilon D = 10 \text{ m}} = N_0 \Pr\{\text{transit}\} \beta \gamma \left(\frac{S/B_{V=8, \varepsilon D = 10 \text{ m}}}{5} \right)^3, \quad (7.33)$$

où N_0 est le nombre d'étoiles de types K, G et F de magnitudes $V \leq 8$, valant respectivement 6 000, 1 000 et 3 000, $\Pr\{\text{transit}\}$ est donnée par l'Eq. (1.1) et $S/B_{V=8, \varepsilon D = 10 \text{ m}}$ est le rapport S/B attendu pour l'observation d'une étoile de magnitude 8 avec un télescope muni d'un miroir de 10 m de diamètre effectif. Cette dernière valeur est donnée dans la Table 3 (*dernière colonne*).

Aucune planète de taille terrestre n'ayant encore été découverte, nous ne possédons pas d'estimations sérieuses concernant β . Dans la suite, quand il ne sera pas considéré comme un paramètre libre, nous supposerons $\beta = 1$.² Le projet *Plato* [CATALA *et al.*, 2005] propose de détecter des planètes autour d'étoiles de magnitudes < 11 en couvrant environ 2% du ciel. Pour les années à venir, nous pouvons donc raisonnablement envisager un projet de caractérisation de planètes extrasolaires couvrant $\gamma = 2$ à 3% du ciel.

Soit $N_{S/B, \varepsilon D}$, le nombre de cibles potentielles qu'un tel relevé pourrait découvrir et à même de donner des observations avec le rapport S/B donné et pour une taille effective de miroir εD donnée. Ce nombre s'obtient d'après l'Eq. (7.33),

$$N_{S/B, \varepsilon D} = N_{S/B \geq 5, \varepsilon D = 10 \text{ m}} \left(\frac{S/B}{5} \right)^{-3} \left(\frac{\varepsilon D}{10 \text{ m}} \right)^3. \quad (7.34)$$

Le nombre de cibles planétaires potentielles pour lesquelles il sera possible d'étudier l'atmosphère est clairement en faveur des petites étoiles de type spectral tardif, comme les étoiles K. C'est également vrai quant à la détection du transit lui-même.

²Rappelons que $\beta = 2$ dans le Système solaire car celui-ci possède deux planètes de taille terrestre avec des atmosphères, la Terre et Vénus.

Effet du gradient thermique de l'atmosphère

Les épaisses atmosphères de type cythéréen riches en dioxyde de carbone (modèles B1, B2 et B3) sont plus difficiles à détecter que les autres cas et ce, même si nous ramenons le sommet de la couche nuageuse de 30 à 10 km d'altitude. C'est un peu surprenant, d'une part parce que le dioxyde de carbone dispose de fortes transitions, notamment dans le proche infrarouge, et d'autre part parce que l'échelle de hauteur de l'atmosphère est grande au niveau du sol à cause de la température infernale (~ 750 K) régnant en surface—14,3 km dans le modèle B1 contre 8,8 km dans le modèle A1. Nous nous attendrions donc à ce que l'atmosphère du modèle B1 soit plus étendue verticalement que celle du modèle A1. Il n'en est rien, car en réalité les atmosphères des cas B1, B2 et B3, contrairement au cas A1, sont dépourvues de stratosphère (*cf.* Figs. 7.2 *vs.* 7.1) : à 50 km d'altitude, la température du modèle B1 est inférieure, d'environ 60 K, à celle du modèle A1, qui bénéficie du réchauffement stratosphérique terrestre produit par l'absorption des rayons ultraviolets solaires dans les bandes de HARTLEY et de CHAPPUIS de l'ozone. De plus, la masse molaire moyenne d'une atmosphère riche en dioxyde de carbone ($\mu_{B1} = 43$ g mol⁻¹) est supérieure à celle d'une atmosphère riche en diazote ($\mu_{A1} = 29$ g mol⁻¹), ce qui contribue à rendre les atmosphères cythéréennes plus compactes et, finalement, plus difficilement détectables par cette technique que l'atmosphère terrestre.

Effet de la pression atmosphérique

La décroissante exponentielle de la pression avec l'altitude empêche l'écrasante pression de surface p_0 des modèles B1, B2 et B3 (~ 100 bar) de jouer un rôle important à des altitudes élevées, et ne permet notamment pas d'accroître l'altitude du dernier niveau atmosphérique h_{\max} , limitée par la photodissociation du rayonnement ultraviolet de l'étoile. Pour contrebalancer l'effet négatif du gradient de température (*cf.* § 7.4.2), et fournir des absorptions aussi facilement détectables que celles produites dans le modèle A1, p_0 devrait atteindre 10⁶ bar dans le modèle B1.

Effet de la gravité et de la densité de la planète

L'absorption due à l'atmosphère d'une planète extrasolaire occultant son étoile est approximativement proportionnelle au produit $R_p H$. À température et composition atmosphérique données, l'échelle de hauteur H est inversement proportionnelle à l'accélération de la gravité en surface g , ou encore à M_p/R_p^2 , où M_p et R_p sont la masse et le rayon de la planète. En conséquence, l'absorption est inversement proportionnelle à la densité moyenne de la planète ρ_p , et indépendante de la taille de cette dernière. Les exemples suivants fournissent une illustration du rôle joué par ρ_p .

La valeur de g est faible dans les modèles C1, C2 et C3, qui bénéficient donc tous d'une atmosphère plutôt étendue. Considérons la planète-océan décrite par le modèle C1, mais supposons que sa densité soit égale à celle de la Terre (A1) : dans ce cas, les résultats obtenus pour des atmosphères riches en N₂/H₂O (C) deviennent proches des résultats obtenus pour des atmosphères riches en N₂/O₂.

L'influence de g peut être appréciée en comparant les modèles A3 ou B3 ($g = 24,5$ ms⁻²) aux modèles A2 ou B2 ($g = 3,9$ ms⁻²) et le modèle C3 ($g = 14,7$ ms⁻²) au modèle C2 ($g = 2$ ms⁻²). Il est clair, d'après les résultats présentés dans les Tables 7.3 et 7.4, que la spectroscopie de transmission pendant un transit sera bien plus facile à appliquer aux petites planètes riches en éléments volatiles et généralement peu denses, comme les satellites glacés du Système solaire ou de petites et hypothétiques planètes-océans, qu'aux planètes principalement rocheuses comme la Terre.

Cependant, ces petites planètes peu denses pourraient ne pas être en mesure de conserver une atmosphère épaisse en raison de l'échappement de JEANS : l'agitation thermique des atomes et molécules d'atmosphères de planètes observables en transit, c'est-à-dire de planètes chaudes—car raisonnablement proches de l'étoile, serait telle que les particules se situant dans la queue de la distribution maxwellienne des vitesses pourraient s'échapper dans l'espace. Nous pouvons

donc nous interroger quant aux chances de découvrir un jour une planète de la taille de Titan ayant conservée une atmosphère digne de ce nom dans la zone habitable d'une étoile. Les modèles A2, B2 et C2 font partie de cette catégorie d'objets.

Selon WILLIAMS *et al.* [1997], une planète avec la densité de Mars pourrait retenir azote et oxygène pendant plus de 4,5 milliards d'années, à condition que la planète soit plus massive que $0,07 M_{\oplus}$. Les modèles de planètes A2 et B2 ont des masses de $0,1 M_{\oplus}$ et une densité équivalente à celle de Mars ($\approx 4 \text{ g cm}^{-3}$), de sorte qu'elles seraient capables de conserver au moins une partie de leurs atmosphères. La planète-océan du modèle C2 a une masse de $0,05 M_{\oplus}$ et une densité de $2,8 \text{ g cm}^{-3}$; toujours d'après WILLIAMS *et al.* [1997], elle ne devrait pas pouvoir garder son atmosphère. Néanmoins, une telle planète doit posséder un immense réservoir d'éléments volatiles à l'état condensé—le manteau de glace, de sorte qu'à des distances de l'ordre de 1 UA, ce réservoir permette d'alimenter et de se substituer, en fondant, à l'atmosphère en train de s'échapper.

Remarquons finalement qu'une atmosphère en état d'échappement hydrodynamique serait plus facile à détecter qu'une atmosphère stable, car ce type d'échappement entraîne des éléments lourds dans la très haute et très chaude atmosphère de la planète, où ils seront plus à même d'être trouvés. C'est le cas de l'atmosphère étendue du Jupiter chaud HD 209458b, dans laquelle non seulement l'hydrogène, mais aussi le carbone et l'oxygène ont été observés [VIDAL-MADJAR *et al.*, 2003, 2004]. JURA [2004] a proposé une modèle d'une planète-océan subissant ce genre d'échappement atmosphérique, et il serait intéressant de considérer les signatures dans le spectre de transmission d'une telle planète, aussi bien dans la basse atmosphère—les bandes de l'eau—que dans la haute atmosphère—les produits de photodissociation de H_2O et l'interaction avec le flux Lyman α de l'étoile.

7.5 Conclusion

L'étendue verticale de l'atmosphère est le paramètre-clef permettant de juger la faisabilité de sa caractérisation par la méthode de transmission au limbe durant un transit. Ceci tend à favoriser les objets les moins denses qui sont, pour les « petites planètes » qui nous intéressent ici, les satellites de planètes géantes, peut-être similaires à Titan, ou des planètes riches en éléments volatiles—en glaces, comme les planètes-océans, théoriquement envisagées mais non encore découvertes. Les atmosphères cythérées, comme celle de Vénus, présentent un défi observationnel plus difficile à relever. Les paramètres de surfaces, comme la pression atmosphérique ou la température, ne sont pas cruciaux. Un profil de température de type stratosphérique—gradient positif avec l'altitude—sert, en revanche, la détection de l'atmosphère. Nos résultats montrent également que les étoiles de types spectraux tardifs sont plus adaptées à la détection et à la caractérisation d'atmosphères de planètes en transit, car elles sont plus petites, plus nombreuses et la probabilité de transit d'une planète dans la zone habitable est plus élevée que pour des étoiles plus précoces.

Les signatures spectrales les plus fortes que nous attendons dans la basse atmosphère de ces planètes et pour le domaine spectral considéré—entre 0,2 et $2 \mu\text{m}$ —qui tend à maximiser le nombre de photons reçus de la part de l'étoile, sont celles de l'eau (à hauteur de 6 ppm pour les modèles d'hypothétiques planètes-océans), de l'ozone (entre 1 et 2 ppm), du dioxyde de carbone ($\sim 1 \text{ ppm}$).

La présence d'une atmosphère autour de centaines de planètes-océans (modèles C) pourrait être détectée avec un télescope spatial dans la gamme 10 à 20 m. Les atmosphères de dizaines de satellites d'exoplanètes géantes seraient détectables par un instrument pourvu d'un miroir de 20 à 30 m. Des atmosphères de type terrestre recouvrant des planètes semblables à la Terre ne seront accessibles qu'avec de pharaoniques télescopes spatiaux aux miroirs de 30 à 40 m de diamètre. Ces nombres supposent que les planètes de tailles terrestres soient fréquentes et efficacement détectées par ailleurs.

L'échappement atmosphérique pourrait cependant fournir un moyen d'observer et de caractériser de telles atmosphères à moindre coût. Des planètes-océans en état d'évaporation [JURA,

[2004](#)] ou des planètes en état d'échappement hydrodynamiques seraient le lien naturel entre les planètes modélisées ici et les Jupiter chauds déjà observés.

Conclusions et perspectives

L'ère de l'exoplanétologie comparée

LE TRANSIT DE VÉNUS DEVANT LE SOLEIL a permis d'identifier l'atmosphère cythérée dès le XVIII^{ème} siècle. Aujourd'hui, nous tentons de reproduire ce genre d'observations pour des transits de planètes géantes et chaudes en orbite autour de soleils lointains. Demain, nous essayerons d'entrevoir des Vénus extrasolaires et de sonder leurs atmosphères. Notre démarche, tout au long de cette thèse, a consisté à associer des observations issues de différentes approches—transits, microlentilles—à des modèles—atmosphères, structures internes, disques—basés sur notre connaissance du Système solaire. En d'autres termes, nous nous sommes efforcés de faire de l'exoplanétologie comparée.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons ainsi associé l'observation d'un transit à une prédiction de modèle atmosphérique afin de rechercher l'eau dans la planète extrasolaire HD 189733b. Si la méthode a déjà fait ses preuves, notamment grâce à l'utilisation du télescope spatial *Hubble* (*HST*), l'interprétation de ces observations infrarouges réalisées avec le *Spitzer Space Telescope* n'est pas simple. Bien que nous ayons mesuré des rayons planétaires similaires à deux longueurs d'onde dans l'infrarouge, ces résultats semblent contredire les prédictions des modèles et restent limités par les effets systématiques présents dans la courbe de transit, dont l'importance illustre le besoin d'observer plusieurs transits et d'acquérir pour chacun une ligne de base hors-transit suffisamment longue. Ces conditions doivent permettre d'atteindre la précision nécessaire à la caractérisation des planètes géantes par la spectroscopie de transmission. De même, les résultats préliminaires obtenus sur HD 209458b dans l'ultraviolet avec l'*Advanced Camera for Survey*, en remplacement des données perdues du *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS), montre qu'un spectrographe dédié reste l'instrument idéal pour analyser les atmosphères des planètes extrasolaires.

À cet égard, dire que la prochaine mission de service de *HST*, au cours de laquelle STIS sera réparé et le nouveau spectrographe *Cosmic Origins Spectrograph* (COS) installé, est attendue avec impatience, relève de la litote. Ces instruments fonctionnant dans le visible et l'ultraviolet, associés au futur *James Webb Space Telescope* (*JWST*) dans l'infrarouge, couvriront un domaine de longueurs d'onde conséquent et, en associant spectroscopie de transmission et analyse de la lumière émise par les planètes extrasolaires en transit, permettront une caractérisation poussée des Jupiter et Neptune chauds. Peut-être pourront-ils même commencer à s'atteler au suivi des « petites » planètes qui devraient être détectées ces prochaines années par *CoRoT* et *Kepler*.

Ces deux missions ont en effet la capacité de débusquer des planètes extrasolaires d'une taille avoisinant celle de la Terre. Mais qui dit taille similaire ne sous-entend pas nature identique... L'extraordinaire diversité déjà révélée au sein de l'échantillon des quelques 250 exoplanètes détectées nous pousse à envisager des modèles de planètes n'existant pas dans le Système solaire, comme les planètes-océans. De telles planètes, dont la structure évoque néanmoins celle des lunes glacées des planètes géantes du Système solaire, sont particulièrement intéressantes du point de vue de l'habitabilité et de l'exobiologie.

Dans un deuxième temps, nous avons utilisé des modèles de structure interne ainsi que des modèles de disques protoplanétaires pour apporter des contraintes sur la nature d'OGLE 2005-BLG-390Lb, une planète froide de faible masse observée par microlentille gravitationnelle. Cette étude de cas nous enseigne que des planètes *a priori* inhabitables pourraient en fait abriter des

océans subglaciaires entretenus par chauffage radiogénique. Les premières détections de planètes par effet de microlentille suggèrent que les objets de ce type sont nombreux, comme prédit par les modèles de formation des planètes par instabilité nucléaire. Il est donc possible que des planètes abritant des océans extrasolaires soient fréquentes dans la Voie lactée, et que certaines, ayant migré près de l'étoile, aient la bonne idée d'occulter celle-ci de temps à autre...

Les icebergs dans les océans de ces planètes ne seront pas nécessairement composés d'eau, mais pourront être formés par des mélanges exotiques de glaces dominés par le dioxyde de carbone ou le méthane, suivant la composition de la phase gazeuse du disque protoplanétaire où les planètes se forment. *A contrario*, l'analyse de la composition des atmosphères de ces planètes étranges pourra peut-être permettre de contraindre leurs mécanismes de formation.

Il faudra bien entendu détecter ces planètes avant de pouvoir les caractériser comme nous commençons à le faire pour les Jupiter chauds. La mesure de la densité moyenne—un moyen simple d'estimer la nature de la planète—, réalisée en combinant la mesure du transit et celle de la vitesse radiale de l'étoile, ne pourra être effectuée dans un premier temps que pour les planètes suffisamment proches de leurs étoiles, elles-mêmes suffisamment brillantes. *In fine*, nous serons limités par l'incertitude sur la masse de la planète plus que par la mesure de son rayon lors d'un transit. L'idéal sera alors de placer des spectrographes de haute précision aux foyers de grands télescopes, comme cela est proposé dans le cadre du projet Espresso, qui consiste à associer un « super-HARPS » à un télescope de 8 m et qui vise une précision en vitesse radiale de $0,05 \text{ m s}^{-1}$.

Plus tard, un télescope spatial de grande envergure, équipé d'instruments travaillant depuis Lyman α jusqu'au moyen infrarouge, permettra de caractériser l'atmosphère de planètes terrestres, planètes-océans ou autres en transit, dans le but de rechercher des « bio-indicateurs », combinaisons de molécules présentes en déséquilibre chimique dans les atmosphères de ces planètes. Dans la dernière partie de la thèse, nous avons simulé les spectres que pourrait réaliser un tel instrument, et quantifié la détectabilité de quelques unes de ces signatures en modélisant des atmosphères inspirées, là encore, des planètes du Système solaire. Ces spectres contiendront, peut-être, les premiers indices d'une vie existant ailleurs dans l'Univers.

*« Amusons-nous sur la terre et sur l'onde ;
malheureux celui qui se fait un nom ;
richesses, honneurs, faux éclats de ce monde ;
tout est bulles de savon. »*

Eugène BOUDIN, cité par Pierre-Gilles de GENNES en 1991

Bibliographie

- S. AIGRAIN, F. FAVATA & G. GILMORE— Characterising stellar micro-variability for planetary transit searches. *Astronomy & Astrophysics*, 414:1139–1152, février 2004.
- AIR LIQUIDE— Encyclopédie des gaz. 2006. URL <http://encyclopedia.airliquide.com/encyclopedia.asp>.
- Y. ALIBERT, C. MORDASINI, W. BENZ & C. WINISDOERFFER— Models of giant planet formation with migration and disc evolution. *Astronomy & Astrophysics*, 434:343–353, avril 2005.
- Y. ALIBERT & O. MOUSIS— Formation of Titan in Saturn’s subnebula: constraints from Huygens probe measurements. *Astronomy & Astrophysics*, 465:1051–1060, avril 2007.
- L. J. ALLAMANDOLA, M. P. BERNSTEIN, S. A. SANDFORD & R. L. WALKER— Evolution of interstellar ices. *Space Science Reviews*, 90:219–232, octobre 1999.
- K. ALTWEGG, H. BALSIGER & J. GEISS— Composition of the volatile material in HALLEY’s coma from *in situ* measurements. *Space Science Reviews*, 90:3–18, octobre 1999.
- ATILF— *Trésor de la langue française informatisée*. CNRS Éditions, novembre 2004. URL <http://atilf.atilf.fr/tlf.htm>.
- H. H. AUMANN, C. A. BEICHMAN, F. C. GILLETT, T. DE JONG, J. R. HOUCK, F. J. LOW, G. NEUGEBAUER, R. G. WALKER & P. R. WESSELIUS— Discovery of a shell around α Lyrae. *The Astrophysical Journal Letters*, 278:L23–L27, mars 1984.
- D. C. BACKER, R. S. FOSTER & S. SALLMEN— A second companion of the millisecond pulsar 1620-26. *Nature*, 365:817, octobre 1993.
- A. BAGLIN & L’ÉQUIPE *CoRoT*— Asteroseismology from space—The *CoRoT* experiment. In F.-L. DEUBNER, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD & D. KURTZ, éditeurs— *New eyes to see inside the Sun and stars*, volume 185 de *IAU Symposium*, page 301, 1998.
- G. Á. BAKOS, H. KNUTSON, F. PONT, C. MOUTOU, D. CHARBONNEAU, A. SHPORER, F. BOUCHY, M. EVERETT, C. HERGENROTHER, D. W. LATHAM, M. MAYOR, T. MAZEH, R. W. NOYES, D. QUELOZ, A. PÁL & S. UDRY— Refined Parameters of the Planet Orbiting HD 189733. *The Astrophysical Journal*, 650:1160–1171, octobre 2006a.
- G. Á. BAKOS, A. PÁL, D. W. LATHAM, R. W. NOYES & R. P. STEFANIK— A stellar companion in the HD 189733 system with a known transiting extrasolar planet. *The Astrophysical Journal Letters*, 641:L57–L60, avril 2006b.
-

- G. E. BALLESTER, D. K. SING & F. HERBERT— The signature of hot hydrogen in the atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *Nature*, 445:511–514, février 2007.
- I. BARAFFE, G. CHABRIER, F. ALLARD & P. H. HAUSCHILDT— Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars: mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams. *Astronomy & Astrophysics*, 337:403–412, septembre 1998.
- T. BARMAN— Identification of absorption features in an extrasolar planet. *The Astrophysical Journal Letters*, accepté, 2007.
- D. R. BATES— Rayleigh scattering by air. *Planetary and Space Science*, 32:785–790, juin 1984.
- J.-P. BEAULIEU, D. P. BENNETT, P. FOUQUÉ, A. WILLIAMS, M. DOMINIK, U. G. JORGENSEN, D. KUBAS, A. CASSAN, C. COUTURES, J. GREENHILL, K. HILL, J. MENZIES, P. D. SACKETT, M. ALBROW, S. BRILLANT, J. A. R. CALDWELL, J. J. CALITZ, K. H. COOK, E. CORRALES, M. DESORT, S. DIETERS, D. DOMINIS, J. DONATOWICZ, M. HOFFMAN, S. KANE, J.-B. MARQUETTE, R. MARTIN, P. MEINTJES, K. POLLARD, K. SAHU, C. VINTER, J. WAMBSGANS, K. WOLLER, K. HORNE, I. STEELE, D. M. BRAMICH, M. BURGDORF, C. SNODGRASS, M. BODE, A. UDALSKI, M. K. SZYMAŃSKI, M. KUBIAK, T. WIĘCKOWSKI, G. PIETRZYŃSKI, I. SOSZYŃSKI, O. SZEWCZYK, Ł. WYRZYKOWSKI, B. PACZYŃSKI, F. ABE, I. A. BOND, T. R. BRITTON, A. C. GILMORE, J. B. HEARNshaw, Y. ITOW, K. KAMIYA, P. M. KILMARTIN, A. V. KORPELA, K. MASUDA, Y. MATSUBARA, M. MOTOMURA, Y. MURAKI, S. NAKAMURA, C. OKADA, K. OHNISHI, N. J. RATTENBURY, T. SAKO, S. SATO, M. SASAKI, T. SEKIGUCHI, D. J. SULLIVAN, P. J. TRISTRAM, P. C. M. YOCK & T. YOSHIOKA— Discovery of a cool planet of 5.5 Earth masses through gravitational microlensing. *Nature*, 439:437–440, janvier 2006.
- C. BEICHMAN, G. GÓMEZ, M. LO, J. MASDEMONT & L. ROMANS— Searching for life with the *Terrestrial Planet Finder* : LAGRANGE point options for a formation flying interferometer. *Advances in Space Research*, 34:637–644, 2004.
- D. P. BENNETT & S. H. RHIE— Simulation of a space-based microlensing survey for terrestrial extrasolar planets. *The Astrophysical Journal*, 574:985–1003, août 2002.
- D. BERCOVICI, G. SCHUBERT & R. T. REYNOLDS— Phase transitions and convection in icy satellites. *Geophysical Review Letters*, 13:448–451, mai 1986.
- I. A. BOND, A. UDALSKI, M. JAROSZYŃSKI, N. J. RATTENBURY, B. PACZYŃSKI, I. SOSZYŃSKI, Ł. WYRZYKOWSKI, M. K. SZYMAŃSKI, M. KUBIAK, O. SZEWCZYK, K. ŻEBRUŃ, G. PIETRZYŃSKI, F. ABE, D. P. BENNETT, S. EGUCHI, Y. FURUTA, J. B. HEARNshaw, K. KAMIYA, P. M. KILMARTIN, Y. KURATA, K. MASUDA, Y. MATSUBARA, Y. MURAKI, S. NODA, K. OKAJIMA, T. SAKO, T. SEKIGUCHI, D. J. SULLIVAN, T. SUMI, P. J. TRISTRAM, T. YANAGISAWA & P. C. M. YOCK— OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : a planetary microlensing event. *The Astrophysical Journal Letters*, 606:L155–L158, mai 2004.
- P. BORDÉ, D. ROUAN & A. LÉGER— Exoplanet detection capability of the *CoRoT* space mission. *Astronomy & Astrophysics*, 405:1137–1144, juillet 2003.
- F. BOUCHY, S. UDRY, M. MAYOR, C. MOUTOU, F. PONT, N. IRIBARNE, R. DA SILVA, S. ILOVAISKY, D. QUELOZ, N. C. SANTOS, D. SÉGRANSAN & S. ZUCKER— ELODIE metallicity-biased search for transiting hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733. *Astronomy & Astrophysics*, 444:L15–L19, décembre 2005.
- A. BRACK— *La vie est-elle universelle ?* Les Ulis : EDP Sciences, décembre 2003.
- R. H. BROWN & D. P. CRUIKSHANK— Determination of the composition and state of icy surfaces in the outer solar system. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 25:243, 1997.
-

- T. M. BROWN— Transmission spectra as diagnostics of extrasolar giant planet atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 553:1006–1026, juin 2001.
- T. M. BROWN, D. CHARBONNEAU, R. L. GILLILAND, R. W. NOYES & A. BURROWS— *Hubble Space Telescope* time-series photometry of the transiting planet of HD 209458. *The Astrophysical Journal*, 552:699–709, mai 2001.
- BRUZUAL, PERSSON, GUNN & STRYKER— The BPGS spectrophotometry atlas. 2005. URL <ftp.stsci.edu/cdbs/cdbs2/grid/bpgs/>.
- A. BURROWS, D. SUDARSKY & W. B. HUBBARD— A theory for the radius of the transiting giant planet HD 209458b. *The Astrophysical Journal*, 594:545–551, septembre 2003.
- A. CASSAN & D. KUBAS— Microlensing search for extrasolar planets. *ArXiv e-prints* (astro-ph/0612014), décembre 2006.
- C. CATALA, C. AERTS, S. AIGRAIN, E. ANTONELLO, T. APPOURCHAUX, M. AUVERGNE, A. BAGLIN, P. BARGE, M. A. BARSTOW, F. BAUDIN, P. BOUMIER, A. C. CAMERON, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, G. CUTISPOTO, H. DEEG, M. DELEUIL, S. DESIDERA, J.-F. DONATI, F. FAVATA, B. H. FOING, J. F. GAMEIRO, R. GARCIA, F. GARRIDO, K. HORNE, A. F. LANZA, A. C. LANZAFAME, A. LECAVELIER DES ETANGS, A. LÉGER, M. MAS-HESSE, S. MESSINA, G. MICELA, E. MICHEL, M. J. P. F. G. MONTEIRO, B. MOSSER, A. NOELS, I. PAGANO, G. PIOTTO, E. PORETTI, H. RAUER, T. ROCA-CORTES, M. RODONO, D. ROUAN, I. ROXBURGH, J. SCHNEIDER, K. STRASSMEIER, S. TURCK-CHIÈZE, S. VAUCLAIR, A. VIDAL-MADJAR, W. W. WEISS & P. WHEATLEY— The life of stars and their planets. In F. FAVATA, J. SANZ-FORCADA, A. GIMÉNEZ & B. BATTRICK, éditeurs— *ESA SP-598 : 39th ESLAB symposium on trends in space science and Cosmic Vision 2020*, page 99, décembre 2005.
- G. CHABRIER— The Galactic disk mass budget. I. Stellar mass function and density. *The Astrophysical Journal*, 554:1274–1281, juin 2001.
- D. CHARBONNEAU, L. E. ALLEN, S. T. MEGEATH, G. TORRES, R. ALONSO, T. M. BROWN, R. L. GILLILAND, D. W. LATHAM, G. MANDUSHEV, F. T. O'DONOVAN & A. SOZZETTI— Detection of thermal emission from an extrasolar planet. *The Astrophysical Journal*, 626:523–529, juin 2005.
- D. CHARBONNEAU, T. M. BROWN, D. W. LATHAM & M. MAYOR— Detection of planetary transits across a Sun-like star. *The Astrophysical Journal Letters*, 529:L45–L48, janvier 2000.
- D. CHARBONNEAU, T. M. BROWN, R. W. NOYES & R. L. GILLILAND— Detection of an extrasolar planet atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 568:377–384, mars 2002.
- A. N. COX— *ALLEN's astrophysical quantities*. New York : AIP Press/Springer, quatrième édition, 2000.
- J. CROVISIER & D. BOCKELÉE-MORVAN— Remote observations of the composition of cometary volatiles. *Space Science Reviews*, 90:19–32, octobre 1999.
- J. H. DEBES & S. SIGURDSSON— Are there unstable planetary systems around white dwarfs? *The Astrophysical Journal*, 572:556–565, juin 2002.
- D. DEMING, J. HARRINGTON, G. LAUGHLIN, S. SEAGER, S. B. NAVARRO, W. C. BOWMAN & K. HORNING— *Spitzer* transit and secondary eclipse photometry of GJ 436b. *ArXiv e-prints* (0707.2778), juillet 2007.
- D. DEMING, J. HARRINGTON, S. SEAGER & L. J. RICHARDSON— Strong infrared emission from the extrasolar planet HD 189733b. *The Astrophysical Journal*, 644:560–564, juin 2006.
- D. DEMING, S. SEAGER, L. J. RICHARDSON & J. HARRINGTON— Infrared radiation from an extrasolar planet. *Nature*, 434:740–743, mars 2005.
-

- F. DESCHAMPS & C. SOTIN— Thermal convection in the outer shell of large icy satellites. *Journal of Geophysical Research*, 106:5107–5121, mars 2001.
- D. DESPOIS & H. COTTIN— *Lectures in Astrobiology*, volume 1, chapitre 8 (Comets: potential sources of prebiotic molecules for the early Earth), page 289. Berlin : Springer-Verlag, 2005.
- S. H. DOLE— *Habitable planets for man*. New York : Blaisdell Pub. Co., première édition, 1964.
- M. DOMINIĆ— Stochastic distributions of lens and source properties for observed galactic microlensing events. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367:669–692, avril 2006.
- V. DUBOIS— *Dynamique des satellites co-orbitaux et relations (masse-rayon-composition) pour des exoplanètes de type terrestre*. Thèse de doctorat, Université de Nantes—Observatoire de Paris, septembre 2002.
- D. EHRENREICH & A. CASSAN— Are extrasolar oceans common throughout the Galaxy? *Astronomische Nachrichten*, 328:789–792, septembre 2007.
- D. EHRENREICH, G. HÉBRARD, A. LECAVELIER DES ETANGS, D. K. SING, J.-M. DÉSERT, F. BOUCHY, R. FERLET, J.-B. MARQUETTE & A. VIDAL-MADJAR— A *Spitzer* search for water in the transiting exoplanet HD 189733b. *The Astrophysical Journal Letters*, accepté (arXiv:0709.0576), 2007a.
- D. EHRENREICH, A. LECAVELIER DES ETANGS, J.-P. BEAULIEU & O. GRASSET— On the possible properties of small and cold extrasolar planets : is OGLE 2005-BLG-390Lb entirely frozen? *The Astrophysical Journal*, 651, novembre 2006a.
- D. EHRENREICH, O. MOUSIS, Y. ALIBERT, A. CASSAN, U. MARBŒUF & J.-P. BEAULIEU— Composition of ices in low-mass extrasolar planets. *The Astrophysical Journal Letters*, soumis, 2007b.
- D. EHRENREICH, G. TINETTI, A. LECAVELIER DES ETANGS, A. VIDAL-MADJAR & F. SELSIS— The transmission spectrum of Earth-size transiting planets. *Astronomy & Astrophysics*, 448:379–393, avril 2006b.
- J. L. ELLIOT & C. B. OLKIN— Probing planetary atmospheres with stellar occultations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24:89–124, 1996.
- ÉPICURE— Lettre à HÉRODOTE. C. –300.
- G. G. FAZIO, J. L. HORA, L. E. ALLEN, M. L. N. ASHBY, P. BARMBY, L. K. DEUTSCH, J.-S. HUANG, S. KLEINER, M. MARENGO, S. T. MEGEATH, G. J. MELNICK, M. A. PAHRE, B. M. PATTEN, J. POLIZOTTI, H. A. SMITH, R. S. TAYLOR, Z. WANG, S. P. WILLNER, W. F. HOFFMANN, J. L. PIPHER, W. J. FORREST, C. W. MCMURTY, C. R. MCCREIGHT, M. E. MCKELVEY, R. E. MCMURRAY, D. G. KOCH, S. H. MOSELEY, R. G. ARENDT, J. E. MENTZELL, C. T. MARX, P. LOSCH, P. MAYMAN, W. EICHHORN, D. KREBS, M. JHABVALA, D. Y. GEZARI, D. J. FIXSEN, J. FLORES, K. SHAKOORZADEH, R. JUNGO, C. HAKUN, L. WORKMAN, G. KARPATI, R. KICHAK, R. WHITLEY, S. MANN, E. V. TOLLESTRUP, P. EISENHARDT, D. STERN, V. GORJIAN, B. BHATTACHARYA, S. CAREY, B. O. NELSON, W. J. GLACCUM, M. LACY, P. J. LOWRANCE, S. LAINE, W. T. REACH, J. A. STAUFFER, J. A. SURACE, G. WILSON, E. L. WRIGHT, A. HOFFMAN, G. DOMINGO & M. COHEN— The Infrared Array Camera (IRAC) for the *Spitzer Space Telescope*. *The Astrophysical Journal Supplements*, 154:10–17, septembre 2004.
- Y. FEI, H.-K. MAO & R. J. HEMLEY— Thermal expansivity, bulk modulus, and melting curve of H₂O-ice VII to 20 GPa. *Journal of Chemical Physics*, 99:5369–5373, octobre 1993.
-

- E. FISHBEIN, C. B. FARMER, S. L. GRANGER, D. T. GREGORICH, M. R. GUNSON, S. E. HANNON, M. D. HOFSTADTER, S.-Y. LEE, S. S. LEROY & L. L. STROW— Formulation and validation of simulated data for the Atmospheric Infrared Sounder (AIRS). *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41:314–329, février 2003.
- J. J. FORTNEY— The effect of condensates on the characterization of transiting planet atmospheres with transmission spectroscopy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364:649–653, décembre 2005.
- E. L. GIBB, D. C. B. WHITTET, A. C. A. BOOGERT & A. G. G. M. TIELENS— Interstellar ice: the *Infrared Space Observatory* legacy. *The Astrophysical Journal Supplements*, 151:35–73, mars 2004.
- M. GILLON, B.-O. DEMORY, T. BARMAN, X. BONFILS, T. MAZEH, F. PONT, S. UDRY, M. MAYOR & D. QUELOZ— Accurate *Spitzer* infrared radius measurement for the hot Neptune GJ 436b. *Astronomy & Astrophysics*, 471:L51–L54, septembre 2007a.
- M. GILLON, F. PONT, B.-O. DEMORY, F. MALLMANN, M. MAYOR, T. MAZEH, D. QUELOZ, A. SHPORER, S. UDRY & C. VUISOZ— Detection of transits of the nearby hot Neptune GJ 436b. *ArXiv e-prints* (0705.2219), mai 2007b.
- P. GOLDREICH & S. TREMAINE— The excitation of density waves at the LINDBLAD and corotation resonances by an external potential. *The Astrophysical Journal*, 233:857–871, novembre 1979.
- P. GOLDREICH & S. TREMAINE— Disk-satellite interactions. *The Astrophysical Journal*, 241:425–441, octobre 1980.
- A. I. GÓMEZ DE CASTRO, W. WAMSTEKER, M. BARSTOW, N. BROSCHE, N. KAPPELMANN, W. KOLLATCHNY, D. DE MARTINO, I. PAGANO, A. LECAVELIER DES ETANGS, D. EHRENREICH, D. REIMERS, R. ROSA GONZÁLEZ DELGADO, F. NAJARRO & J. LINSKY— Fundamental problems in astrophysics. *Astrophysics and Space Science*, 303:133–145, juin 2006.
- A. GOULD, A. UDALSKI, D. AN, D. P. BENNETT, A.-Y. ZHOU, S. DONG, N. J. RATTENBURY, B. S. GAUDI, P. C. M. YOCK, I. A. BOND, G. W. CHRISTIE, K. HORNE, J. ANDERSON, K. Z. STANEK, D. L. DEPOY, C. HAN, J. MCCORMICK, B.-G. PARK, R. W. POGGE, S. D. POINDEXTER, I. SOSZYŃSKI, M. K. SZYMAŃSKI, M. KUBIAK, G. PIETRZYŃSKI, O. SZEWCZYK, Ł. WYRZYKOWSKI, K. ULACZYK, B. PACZYŃSKI, D. M. BRAMICH, C. SNODGRASS, I. A. STEELE, M. J. BURGDORF, M. F. BODE, C. S. BOTZLER, S. MAO & S. C. SWAVING— Microlens OGLE-2005-BLG-169 implies that cool Neptune-like planets are common. *The Astrophysical Journal Letters*, 644:L37–L40, juin 2006.
- O. GRASSET & J. PARGAMIN— The ammonia water system at high pressures: Implications for the methane of Titan. *Planetary and Space Science*, 53:371–384, avril 2005.
- D. GREEN, J. MATTHEWS, S. SEAGER & R. KUSCHNIG— Scattered light from close-in extrasolar planets: prospects of detection with the *MOST* satellite. *The Astrophysical Journal*, 597:590–601, novembre 2003.
- C. J. GRILLMAIR, D. CHARBONNEAU, A. BURROWS, L. ARMUS, J. STAUFFER, V. MEADOWS, J. VAN CLEVE & D. LEVINE— A *Spitzer* spectrum of the exoplanet HD 189733b. *The Astrophysical Journal Letters*, 658:L115–L118, avril 2007.
- C. J. HANSEN, L. ESPOSITO, A. I. F. STEWART, J. COLWELL, A. HENDRIX, W. PRYOR, D. SHEMANSKY & R. WEST— Enceladus' water vapor plume. *Science*, 311:1422–1425, mars 2006.
- G. HÉBRARD & A. LECAVELIER DES ETANGS— A posteriori detection of the planetary transit of HD 189733b in the *Hipparcos* photometry. *Astronomy & Astrophysics*, 445:341–346, janvier 2006.
-

- G. HÉBRARD, M. LEMOINE, A. VIDAL-MADJAR, J.-M. DÉSSERT, A. LECAVELIER DES ETANGS, R. FERLET, B. E. WOOD, J. L. LINSKY, J. W. KRUK, P. CHAYER, S. LACOUR, W. P. BLAIR, S. D. FRIEDMAN, H. W. MOOS, K. R. SEMBACH, G. SONNEBORN, W. R. OEGERLE & E. B. JENKINS— Deuterium abundance toward WD 2211-495 : results from the *FUSE* mission. *The Astrophysical Journal Supplements*, 140:103–114, mai 2002.
- R. J. HEMLEY, L. STIXRUDE, Y. FEI & H.-K. MAO— *High pressure research: applications to Earth and planetary sciences*, page 183. Tokyo : Terra Scientific.
- G. W. HENRY, G. W. MARCY, R. P. BUTLER & S. S. VOGT— A transiting ‘51 Peg-like’ planet. *The Astrophysical Journal Letters*, 529:L41–L44, janvier 2000.
- K. HORNE— An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 98:609–617, juin 1986.
- J. HORROCKS— *Venus in sole visa*. Publié par J. HEVELIUS, 1673.
- W. B. HUBBARD, J. J. FORTNEY, J. I. LUNINE, A. BURROWS, D. SUDARSKY & P. PINTO— Theory of extrasolar giant planet transits. *The Astrophysical Journal*, 560:413–419, octobre 2001.
- H. HUSSMANN, F. SOHL & T. SPOHN— Subsurface oceans and deep interiors of medium-sized outer planet satellites and large trans-neptunian objects. *Icarus*, 185:258–273, novembre 2006.
- H. HUSSMANN, T. SPOHN & K. WIECZERKOWSKI— Thermal equilibrium states of Europa’s ice shell : implications for internal ocean thickness and surface heat flow. *Icarus*, 156:143–151, mars 2002.
- N. IRO, B. BÉZARD & T. GUILLOT— A time-dependent radiative model of HD 209458b. *Astronomy & Astrophysics*, 436:719–727, juin 2005.
- N. JACQUINET-HUSSON, E. ARIÉ, J. BALLARD, A. BARBE, G. BJORAKER, B. BONNET, L. R. BROWN, C. CAMY-PEYRET, J.-P. CHAMPION, A. CHÉDIN, A. CHURSIN, C. CLERBAUX, G. DUXBURY, J.-M. FLAUD, N. FOURRIÉ, A. FAYT, G. GRANER, R. GAMACHE, A. GOLDMAN, V. GOLOVKO, G. GUELACHVILI, J.-M. HARTMANN, J. C. HILICO, HILLMAN J., G. LEFÈVRE, E. LELLOUCH, S. N. MIKHAÏLENKO, O. V. NAUMENKO, V. NEMTCHINOV, D. A. NEWNHAM, A. NIKITIN, J. ORPHAL, A. PERRIN, D. C. REUTER, C. P. RINSLAND, L. ROSENMAN, L. S. ROTHMAN, N. A. SCOTT, J. SELBY, L. N. SINITSYA, J.-M. SIROTA, A. M. SMITH, K. M. SMITH, V. G. TYUTEREV, R. H. TIPPING, S. URBAN, VARANASI P. & M. WEBER— The 1997 spectroscopic GEISA databank. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62:205–254, 1999.
- H. JANG-CONDELL & D. D. SASSELOV— Disk temperature variations and effects on the snow line in the presence of small protoplanets. *The Astrophysical Journal*, 608:497–508, juin 2004.
- E. K. JESSBERGER, A. CHRISTOFORIDIS & J. KISSEL— Aspects of the major element composition of HALLEY’s dust. *Nature*, 332:691–695, avril 1988.
- M. JURA— An observational signature of evolved oceans on extrasolar terrestrial planets. *The Astrophysical Journal Letters*, 605:L65–L68, avril 2004.
- L. KALTENEGGER & M. FRIDLUND— The *Darwin* mission: search for extra-solar planets. *Advances in Space Research*, 36:1114–1122, 2005.
- J. F. KASTING— Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus. *Icarus*, 74:472–494, juin 1988.
- J. F. KASTING, D. P. WHITMIRE & R. T. REYNOLDS— Habitable zones around main sequence stars. *Icarus*, 101:108–128, janvier 1993.
-

- P. KERVALLA, F. THEVENIN, E. DI FOLCO & D. SEGRANSAN— The angular sizes of dwarf stars and subgiants: surface brightness relations calibrated by interferometry. *Astronomy & Astrophysics*, 426:297–307, 2004.
- K. K. KHURANA, M. G. KIVELSON, D. J. STEVENSON, G. SCHUBERT, C. T. RUSSELL, R. J. WALKER & C. POLANSKEY— Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto. *Nature*, 395:777, octobre 1998.
- M. G. KIVELSON, K. K. KHURANA, C. T. RUSSELL, M. VOLWERK, R. J. WALKER & C. ZIMMER— *Galileo* magnetometer measurements: a stronger case for a subsurface ocean at Europa. *Science*, 289:1340–1343, août 2000.
- M. G. KIVELSON, K. K. KHURANA & M. VOLWERK— The permanent and inductive magnetic moments of Ganymede. *Icarus*, 157:507–522, juin 2002.
- J. KLINGER— Influence of a phase transition of ice on the heat and mass balance of comets. *Science*, 209:271, juillet 1980.
- A. J. KLIORÉ, V. I. MOROZ & G. M. KEATING— Preface. *Advances in Space Research*, 5:1–2, 1985.
- H. A. KNUTSON, D. CHARBONNEAU, L. E. ALLEN, J. J. FORTNEY, E. AGOL, N. B. COWAN, A. P. SHOWMAN, C. S. COOPER & S. T. MEGEATH— A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b. *Nature*, 447:183–186, mai 2007a.
- H. A. KNUTSON, D. CHARBONNEAU, R. W. NOYES, T. M. BROWN & R. L. GILLILAND— Using stellar limb-darkening to refine the properties of HD 209458b. *The Astrophysical Journal*, 655:564–575, janvier 2007b.
- D. KOCH, W. BORUCKI, G. BASRI, T. BROWN, D. CALDWELL, J. CHRISTENSEN-DALSGAARD, W. COCHRAN, E. DUNHAM, T. N. GAUTIER, J. GEARY, R. GILLILAND, J. JENKINS, Y. KONDO, D. LATHAM, J. LISSAUER & D. MONET— The *Kepler* mission: astrophysics and eclipsing binaries. *Astrophysics and Space Science*, 304:391–395, août 2006.
- M. J. KUCHNER— Volatile-rich Earth-mass planets in the habitable zone. *The Astrophysical Journal Letters*, 596:L105–L108, octobre 2003.
- M. J. KUCHNER & S. SEAGER— Extrasolar carbon planets. *ArXiv e-prints* (astro-ph/0504214), avril 2005.
- R. KURUCZ— Stellar model and associated spectra. 2006. URL <http://kurucz.harvard.edu/grids.html>.
- A. F. LANZA, M. RODONÒ & I. PAGANO— Multiband modelling of the Sun as a variable star from VIRGO/*SoHO* data. *Astronomy & Astrophysics*, 425:707–717, octobre 2004.
- G. LAUGHLIN, P. BODENHEIMER & F. C. ADAMS— The core accretion model predicts few Jovian-mass planets orbiting red dwarfs. *The Astrophysical Journal Letters*, 612:L73–L76, septembre 2004.
- A. LECAVELIER DES ETANGS— A diagram to determine the evaporation status of extrasolar planets. *Astronomy & Astrophysics*, 461:1185–1193, janvier 2007.
- A. LECAVELIER DES ETANGS, A. VIDAL-MADJAR, J. C. MCCONNELL & G. HÉBRARD— Atmospheric escape from hot Jupiters. *Astronomy & Astrophysics*, 418:L1–L4, avril 2004.
- A. LÉGER, F. SELSIS, C. SOTIN, T. GUILLOT, D. DESPOIS, D. MAWET, M. OLLIVIER, A. LABÈQUE, C. VALETTE, F. BRACHET, B. CHAZELAS & H. LAMMER— A new family of planets? ‘Ocean-Planets’. *Icarus*, 169:499–504, juin 2004.
-

- A. LÉGER, M. PIRRE & F. J. MARCEAU— Search for primitive life on a distant planet: relevance of O₂ and O₃ detections. *Astronomy & Astrophysics*, 277:309, septembre 1993.
- M.-C. LIANG, C. D. PARKINSON, A. Y.-T. LEE, Y. L. YUNG & S. SEAGER— Source of atomic hydrogen in the atmosphere of HD 209458b. *The Astrophysical Journal Letters*, 596:L247–L250, octobre 2003.
- D. R. LIDE— *CRC handbook of chemistry and physics*. Boca Raton : CRC Press, 85^{ème} édition, 2002.
- J. J. LISSAUER— Planets formed in habitable zones of M dwarf stars probably are deficient in volatiles. *The Astrophysical Journal*, sous presse, 2007.
- M. LIVIO, J. E. PRINGLE & R. A. SAFFER— Planets around massive white dwarfs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 257:15P, juillet 1992.
- M. LIVIO, J. E. PRINGLE & K. WOOD— Disks and planets around massive white dwarfs. *The Astrophysical Journal Letters*, 632:L37–L39, octobre 2005.
- K. LODDERS— Solar System abundances and condensation temperatures of the elements. *The Astrophysical Journal*, 591:1220–1247, juillet 2003.
- M. V. LOMONOSOV— *Memoirs in Physics, Astronomy and Instruments Building*, chapitre : The appearance of Venus on Sun as it was observed at the St Petersburg Emperor's Academy of Sciences on May 26, 1761. Leningrad : USSR Academy of Sciences, 1955, première publication, 1761.
- P. LÓPEZ-GARCÍA— Habitabilité : le point de vue d'une biologiste. In M. GARGAUD, P. CLAEYS & H. MARTIN, éditeurs— *Des atomes aux planètes habitables*, pages 375–388. Pessac : Presses universitaires de Bordeaux, 2005.
- C. LOVIS, M. MAYOR, F. PEPE, Y. ALIBERT, W. BENZ, F. BOUCHY, A. C. M. CORREIA, J. LASKAR, C. MORDASINI, D. QUELOZ, N. C. SANTOS, S. UDRY, J.-L. BERTAUX & J.-P. SIVAN— An extrasolar planetary system with three Neptune-mass planets. *Nature*, 441:305–309, mai 2006.
- S. LUCAS, D. FERRY, B. DEMIRDJIAN & J. SUZANNE— Vapor pressure and solid phases of methanol below its triple point temperature. *Journal of Physical Chemistry B*, 109:18103–18106, août 2005.
- J. I. LUNINE & D. J. STEVENSON— Physics and chemistry of sulfur lakes on Io. *Icarus*, 64:345–367, décembre 1985.
- K. MANDEL & E. AGOL— Analytic light curves for planetary transit searches. *The Astrophysical Journal Letters*, 580:L171–L175, décembre 2002.
- M. Y. MAROV— Mikhail LOMONOSOV and the discovery of the atmosphere of Venus during the 1761 transit. In D. W. KURTZ, éditeur— *IAU Colloquium 196: Transits of Venus: New views of the Solar System and Galaxy*, pages 209–219, avril 2005.
- M. MAYOR & D. QUELOZ— A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378:355, novembre 1995.
- T. MAZEH, D. NAEF, G. TORRES, D. W. LATHAM, M. MAYOR, J.-L. BEUZIT, T. M. BROWN, L. BUCHHAVE, M. BURNET, B. W. CARNEY, D. CHARBONNEAU, G. A. DRUKIER, J. B. LAIRD, F. PEPE, C. PERRIER, D. QUELOZ, N. C. SANTOS, J.-P. SIVAN, S. UDRY & S. ZUCKER— The spectroscopic orbit of the planetary companion transiting HD 209458. *The Astrophysical Journal Letters*, 532:L55–L58, mars 2000.
-

- B. E. MCARTHUR, M. ENDL, W. D. COCHRAN, G. F. BENEDICT, D. A. FISCHER, G. W. MARCY, R. P. BUTLER, D. NAEF, M. MAYOR, D. QUELOZ, S. UDRY & T. E. HARRISON— Detection of a Neptune-mass planet in the ρ Cancri system using the Hobby-Eberly telescope. *The Astrophysical Journal Letters*, 614:L81–L84, octobre 2004.
- V. S. MEADOWS & D. CRISP— Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside: the thermal structure and water abundance near the surface. *Journal of Geophysical Research*, 101:4595–4622, 1996.
- M. MORALES-CALDERÓN, J. R. STAUFFER, J. D. KIRKPATRICK, S. CAREY, C. R. GELINO, D. BARRADO Y NAVASCUÉS, L. REBULL, P. LOWRANCE, M. S. MARLEY, D. CHARBONNEAU, B. M. PATTEN, S. T. MEGEATH & D. BUZASI— A sensitive search for variability in late L dwarfs: the quest for weather. *The Astrophysical Journal*, 653:1454–1463, décembre 2006.
- O. MOUSIS, Y. ALIBERT & W. BENZ— Saturn’s internal structure and carbon enrichment. *Astronomy & Astrophysics*, 449:411–415, avril 2006.
- O. MOUSIS, D. GAUTIER & D. BOCKELÉE-MORVAN— An evolutionary turbulent model of Saturn’s subnebula: implications for the origin of the atmosphere of Titan. *Icarus*, 156:162–175, mars 2002.
- O. MOUSIS & U. MARBOEUF— Volatile enrichments in Jupiter and Saturn : testing the theory of clathration. In *European Planetary Science Congress 2006*, page 536, 2006.
- C. MOUTOU, F. PONT, P. BARGE, S. AIGRAIN, M. AUVERGNE, D. BLOUIN, R. CAUTAIN, A. R. ERIKSON, V. GUI, P. GUTERMAN, M. IRWIN, A. F. LANZA, D. QUELOZ, H. RAUER, H. VOSS & S. ZUCKER— Comparative blind test of five planetary transit detection algorithms on realistic synthetic light curves. *Astronomy & Astrophysics*, 437:355–368, juillet 2005.
- H. NAUS & W. UBACHS— Experimental verification of Rayleigh scattering cross sections. *Optics Letters*, 25:347–349, mars 2000.
- T. NAYLOR— An optimal extraction algorithm for imaging photometry. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 296:339–346, mai 1998.
- M. OLLIVIER— *Contribution à la recherche d'exoplanètes : coronographie interférentielle pour la mission Darwin*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud (Paris XI), décembre 1999.
- J. C. B. PAPALOIZOU & C. TERQUEM— Critical protoplanetary core masses in protoplanetary disks and the formation of short-period giant planets. *The Astrophysical Journal*, 521:823–838, août 1999.
- J. B. POLLACK, D. HOLLENBACH, S. BECKWITH, D. P. SIMONELLI, T. ROUSH & W. FONG— Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. *The Astrophysical Journal*, 421:615–639, février 1994.
- J. B. POLLACK, O. HUBICKY, P. BODENHEIMER, J. J. LISSAUER, M. PODOLAK & Y. GREENZWEIG— Formation of the giant planets by concurrent accretion of solids and gas. *Icarus*, 124:62–85, novembre 1996.
- W. T. REACH, J. A. SURACE, W. J. GLACCUM, S. J. CAREY, M. LACY, G. WILSON, P. J. LOWRANCE, B. NELSON, P. BARMBY, M. A. PAHRE, Z. WANG & S. LAINE— InfraRed Array Camera data handbook v3.0. 2006. URL <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/iracdatahandbook3.0.pdf>.
- L. J. RICHARDSON, D. DEMING, K. HORNING, S. SEAGER & J. HARRINGTON— A spectrum of an extrasolar planet. *Nature*, 445:892–895, février 2007.
-

- L. J. RICHARDSON, J. HARRINGTON, S. SEAGER & D. DEMING— A *Spitzer* infrared radius for the transiting extrasolar planet HD 209458b. *The Astrophysical Journal*, 649:1043–1047, octobre 2006.
- E. J. RIVERA, J. J. LISSAUER, R. P. BUTLER, G. W. MARCY, S. S. VOGT, D. A. FISCHER, T. M. BROWN, G. LAUGHLIN & G. W. HENRY— A $\sim 7.5 M_{\oplus}$ planet orbiting the nearby star GJ 876. *The Astrophysical Journal*, 634:625–640, novembre 2005.
- A. ROBERGE, P. D. FELDMAN, A. J. WEINBERGER, M. DELEUIL & J.-C. BOURET— Stabilization of the disk around β Pictoris by extremely carbon-rich gas. *Nature*, 441:724–726, juin 2006.
- L. S. ROTHMAN, A. BARBE, D. C. BENNER, L. R. BROWN, C. CAMY-PEYRET, M. R. CARLEER, K. CHANCE, C. CLERBAUX, V. DANA, V. M. DEVI, A. FAYT, J.-M. FLAUD, R. R. GAMACHE, A. GOLDMAN, D. JACQUEMART, K. W. JUCKS, W. J. LAFFERTY, J.-Y. MANDIN, S. T. MASSIE, V. NEMTCHINOV, D. A. NEWNHAM, A. PERRIN, C. P. RINSLAND, J. SCHROEDER, K. M. SMITH, M. A. H. SMITH, K. TANG, R. A. TOTH, J. VANDER AUWERA, P. VARANASI & K. YOSHINO— The HITRAN molecular spectroscopic database : edition of 2000 including updates through 2001. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 82:5–44, novembre 2003.
- D. ROUAN, A. BAGLIN, P. BARGE, P. BORDÉ, M. DELEUIL, A. LÉGER, J. SCHNEIDER & A. VUILLEMIN— Detecting Earth-Uranus class planets with the space mission *CoRoT*. In B. SCHÜRMAN, éditeur— *ESA Special Publication*, volume 451, page 221, 2000.
- V. S. SAFRONOV & E. L. RUSKOL— Formation and evolution of planets. *Astrophysics and Space Science*, 212:13–22, février 1994.
- V. S. SAFRONOV & E. V. ZVJAGINA— Relative sizes of the largest bodies during the accumulation of planets. *Icarus*, 10:109–115, janvier 1969.
- C. SAGAN, W. R. THOMPSON, R. CARLSON, D. GURNETT & C. HORD— A search for life on Earth from the *Galileo* spacecraft. *Nature*, 365:715, octobre 1993.
- N. C. SANTOS, F. BOUCHY, M. MAYOR, F. PEPE, D. QUELOZ, S. UDRY, C. LOVIS, M. BAZOT, W. BENZ, J.-L. BERTAUX, G. LO CURTO, X. DELFOSSE, C. MORDASINI, D. NAEF, J.-P. SIVAN & S. VAUCLAIR— The HARPS survey for southern extra-solar planets. II. A 14 Earth-masses exoplanet around μ Arae. *Astronomy & Astrophysics*, 426:L19–L23, octobre 2004.
- B. SATO, D. A. FISCHER, G. W. HENRY, G. LAUGHLIN, R. P. BUTLER, G. W. MARCY, S. S. VOGT, P. BODENHEIMER, S. IDA, E. TOYOTA, A. WOLF, J. A. VALENTI, L. J. BOYD, J. A. JOHNSON, J. T. WRIGHT, M. AMMONS, S. ROBINSON, J. STRADER, C. MCCARTHY, K. L. TAH & D. MINNITI— The N2K consortium. II. A transiting hot Saturn around HD 149026 with a large dense core. *The Astrophysical Journal*, 633:465–473, novembre 2005.
- P. SCHIEBENER, J. STRAUB, J. M. H. LEVELT SENGERS & J. S. GALLAGHER— Refractive index of water and steam as function of wavelength, temperature and density. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 19:677–717, mai 1990.
- G. SCHNEIDER, J. M. PASACHOFF & R. C. WILLSON— The effect of the transit of Venus on ACRIM's total Solar irradiance measurements : Implications for transit studies of extrasolar planets. *The Astrophysical Journal*, 641:565–571, avril 2006.
- J. SCHNEIDER— On the search for O_2 in extrasolar planets. *Astrophysics and Space Science*, 212:321–325, février 1994.
- J. SCHNEIDER— L'encyclopédie des planètes extrasolaires. 2007. URL <http://www.exoplanet.eu>.
-

- S. SEAGER & D. D. SASSELOV— Theoretical transmission spectra during extrasolar giant planet transits. *The Astrophysical Journal*, 537:916–921, juillet 2000.
- A. SEGURA, K. KRELOVE, J. F. KASTING, D. SOMMERLATT, V. MEADOWS, D. CRISP, M. COHEN & E. MLAWER— Ozone concentrations and ultraviolet fluxes on Earth-like planets around other stars. *Astrobiology*, 3:689–708, décembre 2003.
- Y. SEKINE, S. SUGITA, T. SHIDO, T. YAMAMOTO, Y. IWASAWA, T. KADONO & T. MATSUI— The role of FISCHER TROPSCH catalysis in the origin of methane-rich Titan. *Icarus*, 178:154–164, novembre 2005.
- F. SELSIS— Habitabilité : le point de vue d'un astronome. In M. GARGAUD, P. CLAEYS & H. MARTIN, éditeurs— *Des atomes aux planètes habitables*, pages 357–374. Pessac : Presses universitaires de Bordeaux, 2005.
- F. SELSIS, B. CHAZELAS, P. BORDÉ, F. BOUCHY, J.-M. GRIESSMEIER, H. LAMMER, C. SOTIN, O. GRASSET, D. EHRENREICH, C. MOUTOU, P. BARGE, M. DELEUIL, D. MAWET, D. DESPOIS, M. OLLIVIER, F. BRACHET, M. DECAUDIN, J. F. KASTING & A. LÉGER— Could we identify hot ocean-planets with *CoRoT*, *Kepler*, and Doppler velocimetry? *Icarus*, sous presse (astro-ph/0701608), 2007.
- N. I. SHAKURA & R. A. SYUNYAEV— Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy & Astrophysics*, 24:337–355, 1973.
- B. SICARDY, T. WIDEMANN, E. LELLOUCH, C. VEILLET, J.-C. CUILLANDRE, F. COLAS, F. ROQUES, W. BEISKER, M. KRETLOW, A.-M. LAGRANGE, E. GENDRON, F. LACOMBE, J. LECACHEUX, C. BIRNBAUM, A. FIENGA, C. LEYRAT, A. MAURY, E. RAYNAUD, S. RENNER, M. SCHULTHEIS, K. BROOKS, A. DELSANTI, O. R. HAINAUT, R. GILMOZZI, C. LIDMAN, J. SPYROMILIO, M. RAPAPORT, P. ROSENZWEIG, O. NARANJO, L. PORRAS, F. DÍAZ, H. CALDERÓN, S. CARRILLO, A. CARVAJAL, E. RECALDE, L. G. CAVERO, C. MONTALVO, D. BARRÍA, R. CAMPOS, R. DUFFARD & H. LEVATO— Large changes in Pluto's atmosphere as revealed by recent stellar occultations. *Nature*, 424:168–170, juillet 2003.
- B. A. SMITH & R. J. TERRILE— A circumstellar disk around β Pictoris. *Science*, 226:1421–1424, décembre 1984.
- M. SNEEP & W. UBACHS— Direct measurement of the Rayleigh scattering cross section in various gases. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 92:293–310, mai 2005.
- C. SOTIN, O. GRASSET & S. BEAUCHESNE— Thermodynamical properties of high-pressure ices. Implications for the dynamics and internal structure of large icy satellites. In B. SCHMITT, C. DE BERGH & M. FESTOU, éditeurs— *ASSL Vol. 227 : Solar system ices*, page 79, 1998.
- C. SOTIN, O. GRASSET & A. MOQUET— Curve mass/radius for extrasolar Earth-like planets and ocean-planets. *Icarus*, sous presse, 2007.
- C. SOTIN & G. TOBIE— Internal structure and dynamics of the large icy satellites. *Comptes Rendus Physiques*, 5:769–780, octobre 2004.
- T. SPOHN & G. SCHUBERT— Oceans in the icy Galilean satellites of Jupiter? *Icarus*, 161:456–467, février 2003.
- M. R. SWAIN, J. BOUWMAN, R. AKESON, S. LAWLER & C. BEICHMAN— The mid-infrared spectrum of the transiting exoplanet HD 209458b. *ArXiv e-prints* (astro-ph/0702593), février 2007.
- C. E. J. M. L. J. TERQUEM— Stopping inward planetary migration by a toroidal magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341:1157–1173, juin 2003.
-

- R. E. THOMSON & J. R. DELANEY— Evidence for a weakly stratified European ocean sustained by seafloor heat flux. *Journal of Geophysical Research*, 106:12355–12365, juin 2001.
- F. TIAN, O. B. TOON, A. A. PAVLOV & H. DE STERCK— Transonic hydrodynamic escape of hydrogen from extrasolar planetary atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 621:1049–1060, mars 2005.
- G. TINETTI, M.-C. LIANG, A. VIDAL-MADJAR, D. EHRENREICH, A. LECAVELIER DES ETANGS & Y. L. YUNG— Infrared transmission spectra for extrasolar giant planets. *The Astrophysical Journal Letters*, 654:L99–L102, janvier 2007a.
- G. TINETTI, V. S. MEADOWS, D. CRISP, W. FONG, T. VELUSAMY & H. SNIVELY— Disk-averaged synthetic spectra of Mars. *Astrobiology*, 5:461–482, août 2005.
- G. TINETTI, V. S. MEADOWS, D. CRISP, N. Y. KIANG, B. H. KAHN, E. FISHBEIN, T. VELUSAMY & M. TURNBULL— Detectability of planetary characteristics in disk-averaged spectra II: Synthetic spectra and light-curves of Earth. *Astrobiology*, 6:881–900, décembre 2006.
- G. TINETTI, A. VIDAL-MADJAR, M.-C. LIANG, J.-P. BEAULIEU, Y. YUNG, S. CAREY, R. J. BARBER, J. TENNYSON, I. RIBAS, N. ALLARD, G. E. BALLESTER, D. K. SING & F. SELSIS— Water vapour in the atmosphere of a transiting extrasolar planet. *Nature*, 448:169–171, juillet 2007b.
- J.-P. TRIPLET & G. ROCHE— *Météorologie générale*. Météo France, seconde édition, 1986.
- D. L. TURCOTTE & G. SCHUBERT— *Geodynamics*. Cambridge : University Press, mars 2002. ISBN 0521661862.
- T. UCHIDA, Y. WANG, M. L. RIVERS & S. R. SUTTON— Stability field and thermal equation of state of ϵ -iron determined by synchrotron X-ray diffraction in a multianvil apparatus. *Journal of Geophysical Research*, 106:21799–21810, 2001.
- A. UDALSKI, M. JAROSZYŃSKI, B. PACZYŃSKI, M. KUBIAK, M. K. SZYMAŃSKI, I. SOSZYŃSKI, G. PIETRZYŃSKI, K. ULACZYK, O. SZEWCZYK, Ł. WYRZYKOWSKI, G. W. CHRISTIE, D. L. DEPOY, S. DONG, A. GAL-YAM, B. S. GAUDI, A. GOULD, C. HAN, S. LÉPINE, J. MCCORMICK, B.-G. PARK, R. W. POGGE, D. P. BENNETT, I. A. BOND, Y. MURAKI, P. J. TRISTRAM, P. C. M. YOCK, J.-P. BEAULIEU, D. M. BRAMICH, S. W. DIETERS, J. GREENHILL, K. HILL, K. HORNE & D. KUBAS— A Jovian-mass planet in microlensing event OGLE 2005-BLG-071. *The Astrophysical Journal Letters*, 628:L109–L112, août 2005.
- S. UDRY, X. BONFILS, X. DELFOSSE, T. FORVEILLE, M. MAYOR, C. PERRIER, F. BOUCHY, C. LOVIS, F. PEPE, D. QUELOZ & J.-L. BERTAUX— The HARPS search for southern extrasolar planets XI. An habitable super-Earth ($5 M_{\oplus}$) in a 3-planet system. *Astronomy & Astrophysics*, accepté, 2007.
- P. VACHER, A. MOCQUET & C. SOTIN— Computation of seismic profiles from mineral physics : the importance of the non-olivine components for explaining the 660 km depth discontinuity. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 106:275–298, avril 1998.
- D. VALENCIA, R. J. O'CONNELL & D. SASSELOV— Internal structure of massive terrestrial planets. *Icarus*, 181:545–554, avril 2006.
- D. VALENCIA, D. D. SASSELOV & R. J. O'CONNELL— Detailed models of super-Earths : how well can we infer bulk properties? *ArXiv e-prints* (0704.3454), 704, avril 2007a.
- D. VALENCIA, D. D. SASSELOV & R. J. O'CONNELL— Radius and structure models of the first super-Earth planet. *The Astrophysical Journal*, 656:545–551, février 2007b.
- P. VAN DE KAMP— Astrometric study of barnard's star from plates taken with the 24-inch sproul refractor. *The Astronomical Journal*, 68:515, juin 1963.
-

- A. VIDAL-MADJAR— *Il pleut des planètes*. Hachette Littératures, 2005.
- A. VIDAL-MADJAR, J.-M. DÉSERT, A. LECAVELIER DES ETANGS, G. HÉBRARD, G. E. BALLESTER, D. EHRENREICH, R. FERLET, J. C. MCCONNELL, M. MAYOR & C. D. PARKINSON— Detection of oxygen and carbon in the hydrodynamically escaping atmosphere of the extrasolar planet HD 209458b. *The Astrophysical Journal Letters*, 604:L69–L72, mars 2004.
- A. VIDAL-MADJAR, A. LECAVELIER DES ETANGS, J.-M. DÉSERT, G. E. BALLESTER, R. FERLET, G. HÉBRARD & M. MAYOR— An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD 209458b. *Nature*, 422:143–146, mars 2003.
- A. VIDAL-MADJAR, A. LECAVELIER DES ETANGS & R. FERLET— β Pictoris, a young planetary system? A review. *Planetary and Space Science*, 46:629–648, février 1998.
- W. WAGNER & A. PRUSS— The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31:387–+, juin 2002.
- C. M. WALMSLEY, G. PINEAU DES FORÊTS & D. R. FLOWER— Silicon chemistry in PDRs. *Astronomy & Astrophysics*, 342:542–550, février 1999.
- W. R. WARD— Protoplanet migration by nebula tides. *Icarus*, 126:261–281, avril 1997.
- G. D. WATT— Time-dependent chemistry. II. Dependence of the chemistry on the initial C/O abundance ratio. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 212:93–103, janvier 1985.
- J. K. WEBB & I. WORMLEATON— Could we detect O₂ in the atmosphere of a transiting extrasolar Earth-like planet? *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 18:252–258, 2001.
- D. M. WILLIAMS, J. F. KASTING & R. A. WADE— Habitable moons around extrasolar giant planets. *Nature*, 385:234–236, janvier 1997.
- J. N. WINN, M. J. HOLMAN, G. W. HENRY, A. ROUSSANOVA, K. ENYA, Y. YOSHII, A. SHPORER, T. MAZEH, J. A. JOHNSON, N. NARITA & Y. SUTO— The Transit Light Curve Project. v. System parameters and stellar rotation period of HD 189733. *The Astronomical Journal*, 133:1828–1835, avril 2007.
- A. WOLSZCZAN & D. A. FRAIL— A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257+12. *Nature*, 355:145, janvier 1992.
- G. WUCHTERL, T. GUILLOT & J. J. LISSAUER— Giant planet formation. *Protostars and Planets IV*, page 1081, mai 2000.
- C. ZIMMER, K. K. KHURANA & M. G. KIVELSON— Subsurface oceans on Europa and Callisto: constraints from *Galileo* magnetometer observations. *Icarus*, 147:329–347, octobre 2000.
- M. ZOCCALI, A. RENZINI, S. ORTOLANI, L. GREGGIO, I. SAVIANE, S. CASSISI, M. REJKUBA, B. BARBUY, R. M. RICH & E. BICA— Age and metallicity distribution of the Galactic bulge from extensive optical and near-IR stellar photometry. *Astronomy & Astrophysics*, 399:931–956, mars 2003.
- M. V. ZOMBECK— *Handbook of space astronomy and astrophysics*. Cambridge : University Press, seconde édition, 1990.
-

Liste de publications

Le lecteur pourra ici consulter la liste des travaux et collaborations issus de cette thèse et publiés (ou soumis) dans des revues à comité de lectures. Les premières pages des articles cités sont reproduites ci-après.

Articles publiés ou soumis en tant que premier auteur

A.1 Spectres de transmission de planètes de taille terrestre en transit

D. EHRENREICH, G. TINETTI, A. LECAVELIER DES ETANGS, A. VIDAL-MADJAR, & F. SELSIS
 Paru dans *Astronomy & Astrophysics* **448**, p. 379 (15 pages) en mars 2006.
 Décrit dans le chapitre 7.

A.2 Des propriétés des petites planètes froides : OGLE 2005-BLG-390Lb est-elle complètement gelée ?

D. EHRENREICH, A. LECAVELIER DES ETANGS, J.-P. BEAULIEU, & O. GRASSET
 Paru dans *The Astrophysical Journal* **651**, p. 535 (9 pages) en novembre 2006.
 Détaillé au chapitre 4.

A.3 Les océans extrasolaires sont-ils communs à travers la Galaxie ?

D. EHRENREICH & A. CASSAN
 Paru dans *Astronomische Nachrichten* **328**, p. 789 (4 pages) en septembre 2007.
 Relaté dans le chapitre 4.

A.4 Recherche d'eau avec *Spitzer* dans la planète en transit HD 189733b

D. EHRENREICH, G. HÉBRARD, A. LECAVELIER DES ETANGS, D. K. SING, J.-M. DÉSSERT,
 F. BOUCHY, R. FERLET, & A. VIDAL-MADJAR
 Paru dans *The Astrophysical Journal Letters* **668**, p. 179 (4 pages) en octobre 2007.
 Raconté dans le chapitre 2.

A.5 La composition des glaces dans les petites planètes extrasolaires froides

D. EHRENREICH, O. MOUSIS, U. MARBŒUF, Y. ALIBERT, A. CASSAN, & J.-P. BEAULIEU
 Soumis.
 Narré dans le chapitre 5.

Articles publiés ou soumis en tant que co-auteur

B.1 Problèmes fondamentaux de l'astrophysique ultraviolette

A. I. GÓMEZ DE CASTRO, W. WAMSTEKER, M. BARSTOW, N. BROSCHE, N. KAPPELMANN,
 W. KOLLATSCHNY, D. DE MARTINO, I. PAGANO, A. LECAVELIER DES ETANGS, D. EHREN-
 REICH, D. REIMERS, R. GONZÁLEZ DELGADO, F. NAJARRO, & J. LINSKY
 Paru dans *Astrophysics & Space Science* **303**, p. 133 (13 pages) en juin 2006.

B.2 Spectres de transmission infrarouges des planètes extrasolaires géantes

G. TINETTI, M.-C. LIANG, A. VIDAL-MADJAR, D. EHRENREICH, A. LECAVELIER DES ETANGS,
 & Y. L. YUNG
 Paru dans *The Astrophysical Journal Letters* **654**, p. L99 (4 pages) en janvier 2007.
 Évoqué au chapitre 2.

B.3 Pourrons-nous identifier des planètes-océans chaudes avec *CoRoT*, *Kepler* et la vélocimétrie DOPPLER ?

F. SELSIS, B. CHAZELAS, P. BORDÉ, M. OLLIVIER, F. BRACHET, M. DECAUDIN, F. BOUCHY, D. EHRENREICH, J.-M. GRIESSMEIER, H. LAMMER, C. SOTIN, O. GRASSET, C. MOUTOU, P. BARGE, M. DELEUIL, D. MAWET, D. DESPOIS, J. F. KASTING, & A. LÉGER

À paraître dans *Icarus* (astro-ph/0701608).

Présenté partiellement dans le chapitre 6

The transmission spectrum of Earth-size transiting planets

D. Ehrenreich¹, G. Tinetti², A. Lecavelier des Etangs¹, A. Vidal-Madjar¹, and F. Selsis³

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS (UMR 7095) – Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France
e-mail: ehrenreich@iap.fr

² NASA Astrobiology Institute, California Institute of Technology, IPAC, MS 220-6, 1200 E. California, Pasadena, 91125 (CA), USA

³ Centre de Recherche Astronomique de Lyon, École Normale Supérieure, 47 allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 7, France

Received 19 July 2005 / Accepted 29 September 2005

ABSTRACT

A variety of terrestrial planets with different physical parameters and exotic atmospheres might plausibly exist outside our Solar System, waiting to be detected by the next generation of space-exploration missions. Some of these planets might be transiting their parent star. We present here a detailed study of the atmospheric signatures of transiting Earth-size exoplanets. We focus on a limited number of significant examples, for which we discuss the detectability of some of the possible molecules present in their atmospheres, such as water (H₂O), carbon dioxide (CO₂), ozone (O₃), or molecular oxygen (O₂). To this purpose, we developed a model to simulate transmission spectra of Earth-size exoplanets from the ultraviolet (UV) to the near infrared (NIR). According to our calculations, the signatures of planetary atmospheres represent an absorption of a few parts-per-million (ppm) in the stellar flux. The atmospheres of a few Earth-like planets can be detected with a 30–40 m telescope. The detection of the extensive atmospheres of tens of small satellites of giant exoplanets and hundreds of hypothetical ocean-planets can be achieved with 20–30 m and 10–20 m instruments, respectively, provided all these planets are frequent and they are efficiently surveyed. We also found that planets around K stars are favored, mainly because these stars are more numerous and smaller compared to G or F stars. While not addressed in this study, limitations might come from stellar photometric micro-variability.

Key words. planets and satellites: general

1. Introduction

The Earth is the only known example of a life-hosting world, even though terrestrial exoplanets have been sought since the discovery of the first Earth-mass exoplanets by Wolszczan & Frail (1992). However, planets similar to the Earth, Venus, or Mars in size, density, or orbital parameters are still beyond the reach of our present capability to detect planets around normal stars.

Until now, mostly giant exoplanets have been discovered. Remarkable progress has been made recently with the discovery of planets in the mass range of 14 to 21 Earth masses (M_{\oplus} , see McArthur et al. 2004; Santos et al. 2004), and more recently a $\sim 7.5 M_{\oplus}$ planet orbiting GJ 876 (Rivera et al. 2005). We may speculate, then, that smaller planets with sizes down to that of the Earth might be observed in the near future. Among the 161 planets¹ detected so far, eight have been discovered or re-discovered as they were transiting their parent star, producing a photometric occultation. The last transiting planet identified is a Saturn-mass planet orbiting HD 149 026, a bright

$V = 8.15$ G0 IV star (Sato et al. 2005). The first transiting giant exoplanet, HD 209 458b to be discovered (Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000; Mazeh et al. 2000) is the object of intense investigations dedicated to characterizing its hot atmosphere.

Probing planetary atmospheres by stellar occultations is an effective method used for a lot of planets and their satellites in the Solar System, from Venus to Charon (see, e.g., Elliot & Olkin 1996). With this technique, we can observe the thin atmospheric ring surrounding the optically thick disk of the planet: the limb. In the case of giant exoplanets, though, the star is only partially occulted (1.6% for the transiting planet HD 209 458b). The spectrum of the starlight transmitted and filtered by the lower and thick giant exoplanet atmosphere consequently presents extremely weak absorption features (from 10^{-3} to 10^{-4} , see Seager & Sasselov 2000; Hubbard et al. 2001; Brown 2001).

Despite the difficulties, these dim signatures were able to be detected: Charbonneau et al. (2002) measured the lower atmosphere of HD 209 458b when they detected a $(2.32 \pm 0.57) \times 10^{-4}$ photometric diminution in the sodium doublet line of the parent star at 589.3 nm. However, its upper atmosphere, which extends up to several planet radii, shows even larger signatures. Vidal-Madjar et al. (2003, 2004)

¹ From J. Schneider's Extrasolar Planets Encyclopædia at vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/encycl.html. See also the web page of the IAU Working Group on Extrasolar Planets at www.ciw.edu/boss/IAU/div3/wgesp.

ON THE POSSIBLE PROPERTIES OF SMALL AND COLD EXTRASOLAR PLANETS: IS OGLE 2005-BLG-390Lb ENTIRELY FROZEN?

DAVID EHRENREICH, ALAIN LECAVELIER DES ETANGS, AND JEAN-PHILIPPE BEAULIEU

Institut d’Astrophysique de Paris CNRS (UMR 7095), Université Pierre et Marie Curie, 98 bis Boulevard Arago, 75014 Paris, France;
ehrenreich@iap.fr

AND

OLIVIER GRASSET

Laboratoire de Planétologie et de Géodynamique CNRS (UMR 6112), Université de Nantes, 2 Rue de la Houssinière, 44322 Nantes, France
Received 2006 May 17; accepted 2006 July 10

ABSTRACT

Extrasolar planets as light as a few Earth masses are now being detected. Such planets are likely not gas or ice giants. Here, we present a study on the possible properties of the small and cold extrasolar planets, applied to the case of the recently discovered planet OGLE 2005-BLG-390Lb. This planet ($5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$) orbits $2.6^{+1.5}_{-0.6}$ AU away from an old M-type star of the Galactic bulge. The planet should be entirely frozen given the low surface temperature (35–47 K). However, depending on the rock-to-ice mass ratio in the planet, the radiogenic heating could be sufficient to make the existence of liquid water within an icy crust possible. This possibility is estimated as a function of the planetary mass and the illumination received from the parent star, both being strongly related by the observational constraints. The results are presented for water-poor and water-rich planets. We find that no oceans can be present in any cases at 9–10 Gyr, a typical age for a star of the bulge. However, we find that in the past, when the planet was $\lesssim 5$ Gyr old, liquid water was likely present below an icy surface. Nevertheless, the planet is now likely to be entirely frozen.

Subject headings: planetary systems — stars: individual (OGLE 2005-BLG-390L)

1. INTRODUCTION

Some 190 extrasolar planets have been detected since 1992.¹ Most of these discoveries have been performed using radial velocimetry. Recent progresses and new instruments have permitted the lowering of the mass detection threshold to tens of Earth masses (M_{\oplus}). For instance, a $14 M_{\oplus}$ ($\times \sin i$, where i is the inclination of the planet orbital plane) planet around the star μ Arae (Santos et al. 2004), a $7.5 M_{\oplus}$ planet around GJ 876 (Rivera et al. 2005), and a $10 M_{\oplus}$ planet around HD 69830 (Lovis et al. 2006) have been reported. All these objects lie at the mass boundary between telluric and ice giant planets, as it is inferred from analogy with the solar system ice giants, Uranus and Neptune (14.5 and $17.2 M_{\oplus}$, respectively). In addition, all low-mass planets discovered with radial velocimetry are orbiting very close to their parent stars, $\lesssim 0.1$ AU, so they are enduring extreme radiative heating (Lecavelier des Etangs 2006), an unknown situation in the solar system. Indeed, the radial-velocity technique is biased toward short-orbital-period planets.

On the contrary, the microlensing technique is sensible for planets with larger semimajor axes; hence, it allows one to detect a different kind of planet such as Jupiter analogues (Bond et al. 2004; Udalski et al. 2005) or cool Neptunes (Gould et al. 2006). Using this technique, Beaulieu et al. (2006) have detected a $5.5^{+5.5}_{-2.7} M_{\oplus}$ planet orbiting at $2.6^{+1.5}_{-0.6}$ AU from a $0.22^{+0.21}_{-0.11} M_{\odot}$ star. It is potentially the lightest exoplanet detected so far. This star and its planet are the lens of the gravitational microlensing event OGLE 2005-BLG-390 (see Table 1) and the star, according to its mass range, is an M star, with a luminosity reaching

only $\sim 0.01 L_{\odot}$. Therefore, the amount of energy per surface unit this planet receives from its star is comparable to that of Pluto in the solar system ($\sim 0.1 \text{ W m}^{-2}$). The planet detected by Beaulieu et al. (2006), poetically designated as OGLE 2005-BLG-390Lb, is thus a cold sub-Uranus object.

In the light of the orbital elements and masses presented in Beaulieu et al. (2006), the planet can be a cold and massive analog of the Earth or, alternatively, be similar to a frozen ocean planet having retained a lot of water (Léger et al. 2004). In both cases, the question arises: is the planet entirely frozen or can liquid water exist close to the surface. To answer that question, we focus on the phase study of water (H_2O) in the first ~ 100 km under the planetary surface, using observational constraints and similarities with icy satellites of the solar system. A full model of the entire planet is certainly beyond the scope of the present work (see Sotin et al. [2006] for a detailed study of the internal structure of these kinds of extrasolar planets).

2. ASSUMPTIONS AND BASIC PROPERTIES OF OGLE 2005-BLG-390Lb

All the parameters of the lens system deduced from the detection are related to the mass of the lens star M_{\star} . The mass of the planet M_P is simply given by the relation

$$M_P = qM_{\star}, \quad (1)$$

where q is the planet-to-star mass ratio measured by Beaulieu et al. (2006) and given in our Table 1. We took advantage of these correlations (eqs. [1], [2], and [3]) to estimate the basic properties of the system as a function of the stellar and planetary masses, such as the semimajor axis of the planet and the stellar luminosity

¹ From J. Schneider’s *Extrasolar Planets Encyclopedia* at <http://vo.obspm.fr/exoplanetes/encyclo/encycl.html>.

Are extrasolar oceans common throughout the Galaxy?

D. Ehrenreich^{1,*} and A. Cassan^{2,3}

¹ Institut d'astrophysique de Paris, CNRS (UMR 7095), Université Pierre et Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

² Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Mönchhofstrasse 12–14, 69120 Heidelberg, Germany

³ The PLANET collaboration

Received 2007 May 24, accepted 2007 May 29

Published online 2007 Sep 18

Key words planets and satellites: general – planets and satellites: individual (OGLE 2005-BLG-390Lb) – techniques: microlensing

Light and cold extrasolar planets such as OGLE 2005-BLG-390Lb, a 5.5 Earth masses planet detected via microlensing, could be frequent in the Galaxy according to some preliminary results from microlensing experiments. These planets can be frozen rocky- or ocean-planet, situated beyond the snow line and, therefore, beyond the habitable zone of their system. They can nonetheless host a layer of liquid water, heated by radiogenic energy, underneath an ice shell surface for billions of years, before freezing completely. These results suggest that oceans under ice, like those suspected to be present on icy moons in the Solar system, could be a common feature of cold low-mass extrasolar planets.

© 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction

More than 200 extrasolar planets have been detected during the past 15 years. Aside from the planetary search by itself, the refinement and multiplication of detection techniques have allowed to determine several physical properties of the targeted planets, including their mean density, hence their nature. Roughly 90% of the detected planets¹ have masses within two orders of magnitude of Jupiter's mass (M_J); they are thought to be gaseous giants. Combined planetary mass and radius measurements have confirmed this fact for nearly all planets transiting their stars, for which a radius measurement is possible.

Transiting planets less massive than 'hot Jupiters' will hopefully be found by transit search missions CoRoT (flying) and Kepler (launch scheduled for 2008). Meanwhile, it is rather difficult to infer the natures, either gaseous, icy, or rocky, of Uranus- and lower-mass planets ($\lesssim 15$ Earth masses, M_\oplus). In fact, the 'critical' core mass usually considered to separate the formation processes of telluric and giant planets in the Solar system is $\sim 8 M_\oplus$ (Wuchterl et al. 2000). This theoretical limit, however, should not be applied *as it is* to extrasolar planets, as illustrated by the ambiguous case of HD 149026b, a $\sim M_J$ planet suspected to host a massive dense core in order to explain its small radius (Sato et al. 2005; Fortney et al. 2006; Broeg & Wuchterl 2007).

Foreseeing the possible diversity of low-mass planets, models of different internal structures and atmospheres have

been recently flourishing. These speculative descriptions basically distinguish between Earth-like rocky planets (Valencia et al. 2006, 2007; Sotin et al. 2007) and more water-rich planets, hypothetical 'ocean-planets' (Kuchner 2003; Léger et al. 2004; Sotin et al. 2007; Selsis et al. 2007). The detections of planets GJ 876d ($7.5 M_\oplus$, Rivera et al. 2005) by radial velocimetry and OGLE 2005-BLG-390Lb ($5.5 M_\oplus$, Beaulieu et al. 2006) by microlensing justify these modeling approaches and allow the first model applications.

Ehrenreich et al. (2006, hereafter E06) have used observational constraints from Beaulieu et al. (2006) together with modeling from Sotin et al. (2007) and Hussmann et al. (2002) to characterize OGLE 2005-BLG-390Lb. They raised the possibility that this cold (~ 40 K) low-mass planet could host a liquid water ocean under an ice shell surface, similarly to some icy moons in the Solar System, according to current models (see, e.g., Spohn & Schubert 2003; Hussmann et al. 2006).

In this speculative paper, we combine the first results on microlensing searches detection efficiency and the results of E06, to highlight the fact that planets similar to OGLE 2005-BLG-390Lb could be more abundant than gaseous giants – and potentially common throughout the Galaxy. This would make them particularly interesting objects to study, especially if the conditions allowing for the existence of oceans are fulfilled.

2 Microlensing detection efficiency

Current ground-based microlensing searches probe distant (at several kpc) cool planetary companions in the range 1–

* Corresponding author: ehrenreich@iap.fr

¹ See the *Extrasolar planets encyclopaedia* (<http://exoplanet.eu>).

A *SPITZER* SEARCH FOR WATER IN THE TRANSITING EXOPLANET HD 189733b

DAVID EHRENREICH, GUILLAUME HÉBRARD, ALAIN LECAVELIER DES ETANGS, DAVID K. SING, JEAN-MICHEL DÉSSERT,
FRANÇOIS BOUCHY, ROGER FERLET, AND ALFRED VIDAL-MADJAR

Institut d’astrophysique de Paris, CNRS (UMR 7095), Université Pierre et Marie Curie, 98 bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 2007 March 19; accepted 2007 August 27; published 2007 October 2

ABSTRACT

We present *Spitzer Space Telescope* observations of the extrasolar planet HD 189733b primary transit, obtained simultaneously at 3.6 and 5.8 μm with the Infrared Array Camera. The system parameters, including planetary radius, stellar radius, and impact parameter, are derived from fits to the transit light curves at both wavelengths. We measure two consistent planet-to-star radius ratios, $(R_p/R_*)_{3.6\ \mu\text{m}} = 0.1560 \pm 0.0008(\text{stat}) \pm 0.0002(\text{syst})$ and $(R_p/R_*)_{5.8\ \mu\text{m}} = 0.1541 \pm 0.0009(\text{stat}) \pm 0.0009(\text{syst})$, which include both the random and systematic errors in the transit baseline. Although planet radii are determined at 1% accuracy, if all uncertainties are taken into account, the resulting error bars are still too large to allow for the detection of atmospheric constituents like water vapor. This illustrates the need to observe multiple transits with the longest possible out-of-transit baseline, in order to achieve the precision required by transmission spectroscopy of giant extrasolar planets.

Subject headings: planetary systems — stars: individual (HD 189733)

1. INTRODUCTION

During a planetary transit, the eclipsed light from the star filters through the atmospheric limb of the planet. Transmission spectroscopy of this light leads to the detection and probing of the deep and upper-escaping atmospheres of HD 209458b (Charbonneau et al. 2002; Vidal-Madjar et al. 2003, 2004; Ballester et al. 2007). Richardson et al. (2006) obtained the first infrared (IR) transit measurement for this planet and found its radius at 24 μm consistent with the visible radius. On the basis of planetary radius measurements by Knutson et al. (2007a) at optical wavelengths, Barman (2007) claimed the identification of water in the planet atmosphere.

HD 189733b, discovered by Bouchy et al. (2005), is orbiting a small, close, and bright main-sequence K star, thus giving the deepest transit occultation ever detected ($\sim 2.5\%$). The planet has a mass $M_p = 1.13 M_J$ and its radius in the visible is $R_p = 1.16 R_J$ (Bakos et al. 2006; Winn et al. 2007). Fortney & Marley (2007) suggested a possible water detection in this planet, yielding from *Spitzer* observations of an antitransit, whereas Knutson et al. (2007b) obtained the planet-to-star radius ratio at 8 μm and found $(R_p/R_*)_{8\ \mu\text{m}} = 0.1545 \pm 0.0002$.

Here we describe the *Spitzer* observations collected during the primary transit of HD 189733b in order to measure its radius at two different IR wavelengths and search for atmospheric water (H_2O). Models of the IR transmission spectrum of this planet (Tinetti et al. 2007a, 2007b) have shown that *Spitzer* is well suited to probe the planet atmospheric composition, in particular by comparing two photometric bands, centered at 3.6 and 5.8 μm . The absorption by H_2O should give a difference in the spectral ratios measured at those two wavelengths of $\Delta (R_p/R_*)_{\text{H}_2\text{O}} \equiv (R_p/R_*)_{5.8\ \mu\text{m}} - (R_p/R_*)_{3.6\ \mu\text{m}} \sim 1.7\% - 3.4\%$, depending on the set of H_2O absorption cross section coefficients used for the calculation, and where $(R_p/R_*)^2$, as defined by Brown (2001). This corresponds to a predicted planetary radius relative difference due to absorption by H_2O of $\Delta_r(\text{H}_2\text{O}) \sim 0.85\% - 1.7\%$.

2. OBSERVATIONS

We observed HD 189733 on 2006 October 31, during a primary transit of its planet with the Infrared Array Camera (IRAC; Fazio et al. 2004). Our 4.5 hr observations covers the 1.8 hr

transit of HD 189733b. We used only one IRAC channel pair to avoid repointing the telescope during the observations: the 0.75 μm wide channel 1 centered on 3.6 μm , and the 1.42 μm wide channel 3 centered on 5.8 μm . We did not dither the pointing in order to keep the source on a particular position of the detector and increase the photometric accuracy.

The observations were split in 1936 consecutive subexposures, each integrated over 0.4 and 2 s (frame times) for channels 1 and 3, respectively. The short exposure times in IRAC “stellar mode” avoid the saturation of the detector due to HD 189733, a $K = 5.5$ mag star. We used the flat-fielded, cosmic-ray-corrected, and flux-calibrated data files provided by the *Spitzer* pipeline.

3. DATA ANALYSIS

3.1. Photometry and Background

To obtain a transit light curve from the two-dimensional 1936 images, we calculate a weighted aperture photometry by summing the weighted background-subtracted flux on each pixel within an aperture of given radius r (Horne 1986; Naylor 1998). The optimal weighting on a pixel is P/σ^2 , where P and σ are the values of the point-spread function (PSF) and photon noise for this pixel. The PSF is estimated in each channel and for each pixel as the median of the background-subtracted fluxes. Finally, the estimated error on the weighted integrated flux is calculated as the square root of the weighted photon-noise quadratic sum; it remains a constant throughout the time series.

To estimate the sky and instrumental background for each exposure, we calculated the mean value of the image in an annulus centered on the star with inner and outer radii of 16 and 18 pixels, respectively. Different ring sizes were tested to check that (1) the stellar PSF does not contaminate the background and (2) other field stars contribution is minimized. Typical background estimates are ~ 0.05 and $0.1 - 0.2$ mJy pixel $^{-1}$ in channels 1 and 3, respectively. They are $\sim 10^4$ times less than stellar flux integrated over the 113 pixel photometric aperture.

The initial weighted flux time series were extracted with an aperture radius $r = 6$ pixels. The raw weighted light curves in channels 1 and 3 are plotted in Figure 1. Beyond the main trend due to the expected planetary transit, with an occultation depth of more than 2% during about 6500 s, additional effects pollute

COMPOSITION OF ICES IN LOW-MASS EXTRASOLAR PLANETS

D. EHRENREICH^{1,5}, O. MOUSIS^{2,5}, Y. ALIBERT³, A. CASSAN^{4,5}, U. MARBOEUF², & J.-P. BEAULIEU^{1,5}

ABSTRACT

We examine the formation conditions of icy planetesimals in protoplanetary disks in order to determine the composition of ices in small and cold extrasolar planets. Assuming ices are formed from hydrates, clathrate hydrates, and pure condensates, we calculate their mass fractions with respect to the total quantity of ice included in planetesimals, for a grid of disk models. We find that the composition weakly depends on the adopted disk thermodynamic conditions, and is rather influenced by the initial composition of the gas phase. Varying the relative elemental (C/O) or molecular (CO₂/CO/CH₄) abundance ratios in the gas phase allows us to apply our results to a wide range of planetary systems, including cold planets evidenced by microlensing, hypothetical ocean-planets and carbon planets, which could be detected by *CoRoT* or *Kepler*. We find that a so-called ‘minor species’ like CO₂ or CH₄ can become the major volatile in planetesimals depending on the C/O and CO₂/CO/CH₄ gas-phase ratios.

Subject headings: Stars: planetary systems — planetary systems: formation

1. INTRODUCTION

It is now possible to detect exoplanets lighter than Uranus, as first demonstrated by Rivera et al. (2005). Using gravitational microlensing, Beaulieu et al. (2006) reported the detection of OGLE 2005-BLG-390Lb (hereafter, OGLE 390Lb), a 5.5-Earth mass (M_{\oplus}) planet at 2.6 AU from a faint M star. The microlensing technique has the potential to reveal planetary companions of few M_{\oplus} with ground-based telescopes, down to a fraction of M_{\oplus} when operating from space (Bennett & Rhie 2002). Although the planet detection efficiency of the PLANET telescope network (Cassan & Kubas 2007; Kubas et al. 2007) is ~ 50 times higher for Jovian-mass than for sub-Uranus-mass planets, detections are equally distributed. This supports the core-accretion theory prediction that low-mass planets should be more common than gas giants.

Models of OGLE 390Lb can thus apply to a progressively unveiled, large population of planets. Ehrenreich et al. (2006a) argued that such cold objects ($T_{\text{surf}} \sim 40$ K) could host a subsurface ocean under an ice shell for several billion years. Besides, there is a growing interest in modeling low-mass exoplanets, as illustrated by the descriptions of the possible internal structures and atmospheres of ‘super-Earths’ (Valencia et al. 2006, 2007; Sotin et al. 2007; Ehrenreich et al. 2006b) or ‘ocean-planets’ (Kuchner 2003; Léger et al. 2004; Sotin et al. 2007; Selsis et al. 2007).

These low-mass planets could originate from beyond the snow line of their protoplanetary disks and later migrate closer to the star. Kuchner (2003) and Léger et al. (2004) suggested they should consequently be composed by a large fraction of volatile species, typically

$\sim 50\%$ in mass, including not only H₂O, but also ‘minor’ compounds, brought in by icy planetesimals during the formation of the planet. Such compounds are CO, CO₂, CH₄, NH₃, N₂, or H₂S.

This Letter aims to constrain the composition of the condensed volatile-phase, or ‘cryosphere’⁶ of small and cold planets. We examine the primordial conditions leading to the formation of icy planetesimals eventually building those planets. The composition of ices is a key parameter in planetary internal structure and thermal evolution models. ‘Minor’ species determine the structure of cold planet icy mantles, the presence of liquid layers (oceans), and the atmospheric composition. For instance, the answer to the question(s) whether there are oceans on Europa, Ganymede, or Titan, depends on the composition of ices (Spohn & Schubert 2003).

This composition is a function of intricate properties of the star and the disk: the initial composition of the gas phase in the disk, its thermodynamic evolution, the distance of the forming planetesimals to the star, and the carbon-to-oxygen relative abundances (C/O). In § 2, we use a generic accretion disk model (Alibert et al. 2005a) to represent the plausible thermodynamic conditions of the nebula producing the planetesimals. We then derive in § 3 the composition of ices in the planetesimals, and discuss in § 4 the implication for exoplanets detected or to be detected with the microlensing and transit techniques.

2. MODELS OF PROTOPLANETARY DISKS

The composition of ices in planets like OGLE 390Lb, orbiting an M dwarf, depends on the thermodynamical conditions in protoplanetary disk around low-mass stars. The relation between the temperature, pressure, and surface density of gas depends in turn on the stellar mass, the distance to the star, and the viscosity.

Our disk models use the α -formalism (Shakura & Sunyaev 1973); this method is fully described in Alibert et al. (2005a). We consider disks with various stellar

¹ Institut d’astrophysique de Paris, CNRS (UMR 7095), Université Pierre & Marie Curie, France; ehrenreich@iap.fr, beaulieu@iap.fr

² Institut UTINAM, CNRS (UMR 6213), Observatoire de Besançon, France; olivier.mousis@obs-besancon.fr, ulyse.marboeuf@obs-besancon.fr

³ Physikalisches Institut, University of Bern, Switzerland; yann.alibert@space.unibe.ch

⁴ Astronomisches Rechen-Institut, Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Germany; cassan@ari.uni-heidelberg.de

⁵ The HOLMES collaboration

⁶ The cryosphere includes all volatile ‘layers’ condensed in the planet: the ice shell, the potential subsurface ocean, and the icy mantle; cryo ($\kappa\rho\upsilon\omicron$) simply means cold.

Fundamental Problems in Astrophysics

Ana I. Gómez de Castro · Willem Wamsteker ·
Martin Barstow · Noah Brosch · Norbert Kappelmann ·
Wolfram Kollatschny · Domitilla de Martino ·
Isabella Pagano · Alain Lecavelier des Étangs ·
David Ehenreich · Dieter Reimers ·
Rosa González Delgado · Francisco Najarro ·
Jeff Linsky

Received: 21 February 2006 / Accepted: 14 March 2006
© Springer Science + Business Media B.V. 2006

Abstract Progress of modern astrophysics requires the access to the electromagnetic spectrum in the broadest energy range. The Ultraviolet is a fundamental energy domain since it is one of the most powerful tool to study plasmas at temperatures in the 3,000–300,000 K range as well as electronic transitions of the most abundant molecules in the Universe. Moreover, the UV radiation field is a powerful astrochemical and photoionizing agent.

The objective of this review is to describe the crucial issues that require access to the UV range. A summary has been added to the end with a more classic view of UV needs by astronomical object type; this approach is followed at length in the rest of the contributions of this issue.

Keywords UV astronomy

1. Introduction

Access to the UV range is fundamental for the progress of astrophysics since UV spectroscopy is the most powerful tool to study plasmas at temperatures in the 3,000–300,000 K range. Also, the electronic transitions of the most abundant molecules in the Universe (H_2 , CO, OH, CS, CO_2^+ , C_2 ...) are in this range. Moreover, the UV radiation field is a powerful astrochemical and photoionizing agent.

The impact of UV instruments in modern astronomy can be clearly traced through the considerable success of the

A. I. G. de Castro (✉)
Instituto de Astronomía y Geodesia (CSIC-UCM), Universidad
Complutense de Madrid, Madrid, E-28040, Spain

W. Wamsteker (†)
INTA-LAEFF, Apartado 50.727, E-28080 Madrid, Spain

M. Barstow
Dept of Physics and Astronomy, University of Leicester
University Road, Leicester LE1 7RH UK

N. Brosch
The Wise Observatory, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel

N. Kappelmann
Institut für Astronomie und Astrophysik Tübingen (IAAT),
Universität Tübingen, Germany

W. Kollatschny
Institut für Astrophysik, Universität Göttingen,
Friedrich-Hund-Platz 1, D-37077 Göttingen, Germany

D. de Martino
INAF-Osservatorio Astronomico di Capodimonte Napoli, Via
Moiariello 16, I-80131, Italy

I. Pagano
INAF-Catania Astrophysical Observatory, via Santa Sofia 78,
95125 Catania, Italy

A. L. des Étangs · D. Ehenreich
Hamburger Sternwarte, Universität Hamburg, Gojenbergsweg 112,
D-21029 Hamburg, Germany

D. Reimers
Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université
Pierre & Marie Curie, 98^{bis} boulevard Arago, F-75014 Paris,
France

R. G. Delgado
Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC), Apdo. 3004, 18080
Granada, Spain

F. Najarro
Instituto de Astrofísica Molecular e Infrarroja, Instituto de
Estructura de la Materia, CSIC, Serrano 121, E-28006 Madrid

J. Linsky
JILA/University of Colorado and NIST/Boulder, CO 80309-0440
USA

INFRARED TRANSMISSION SPECTRA FOR EXTRASOLAR GIANT PLANETS

GIOVANNA TINETTI,¹ MAO-CHANG LIANG,^{2,3} ALFRED VIDAL-MADJAR,¹ DAVID EHRENREICH,¹
ALAIN LECAVELIER DES ETANGS,¹ AND YUK L. YUNG

Received 2006 August 9; accepted 2006 November 8; published 2006 December 14

ABSTRACT

Among the hot Jupiters known to date that transit their parent stars, the two best candidates to be observed with transmission spectroscopy in the mid-infrared (MIR) are HD 189733b and HD 209458b, due to their combined characteristics of planetary density, orbital parameters, and parent star distance and brightness. Here we simulate transmission spectra of these two planets during their primary transit in the MIR, and we present sensitivity studies of the spectra to the changes of atmospheric thermal properties, molecular abundances, and C/O ratios. Our model predicts that the dominant species absorbing in the MIR on hot Jupiters are water vapor and carbon monoxide, and their relative abundances are determined by the C/O ratio. Since the temperature profile plays a secondary role in the transmission spectra of hot Jupiters compared to molecular abundances, future primary transit observations in the MIR of those objects might offer insight on extrasolar giant planet atmospheric chemistry. We find here that the absorption features caused by water vapor and carbon monoxide in a cloud-free atmosphere are deep enough to be observable by the present and future generation of space-based observatories, such as *Spitzer Space Telescope* and *James Webb Space Telescope*. We discuss our results in light of the capabilities of these telescopes.

Subject headings: atmospheric effects — occultations — radiative transfer — techniques: spectroscopic

Online material: color figure

1. INTRODUCTION

Extrasolar giant planets (EGPs) are now being discovered at an accelerating pace (Schneider 2006; Butler et al. 2006). In particular, an increasing interest has been focused on hot Jupiters that transit their parent stars, since they represent a valuable tool to determine key physical and atmospheric parameters of the EGPs (Seager & Sasselov 2000). The most studied transiting extrasolar planet, HD 209458b, orbits a main-sequence G-type star at 0.046 AU (period 3.52 days). It is the first one for which repeated transits across the stellar disk were observed ($\sim 1.6\%$ absorption; Henry et al. 2000; Charbonneau et al. 2000). Along with radial velocity measurements (Mazeh et al. 2000), it was possible to determine mass and radius ($M_p \sim 0.69M_J$, $R_p \sim 1.4R_J$), confirming that the planet is a gas giant with one of the lowest densities discovered so far. Owing to this property, its very extended atmosphere is one of the best candidates to be probed with transit techniques. In particular, the upper atmosphere extends beyond the Roche lobe, showing a population of escaping atoms (Vidal-Madjar et al. 2003, 2004). The numerous follow-up observations of HD 209458b also include the detection and upper limits of absorption features in the deeper atmosphere (Charbonneau et al. 2002; Richardson et al. 2003a, 2003b, 2006; Deming et al. 2005a). Most recently, Deming et al. (2005b) detected the thermal emission of this planet with *Spitzer* during a secondary transit in the 24 μm band, and Richardson et al. (2006) detected the first primary transit in the same band. To explain these observations several models were proposed, including atmospheric photochemistry, thermal properties, three-dimensional (3D) circulation simulations, cloud and condensate height, and escaping processes (e.g. Fortney et al. 2003; Burrows et al. 2003; Liang et al. 2003; Lecavelier et al. 2004; Yelle 2004; Tian et al. 2005; Iro et al. 2005; Seager et al. 2005).

Additional observations are required, however, to constrain the past, present, and future modeling effort. The planet HD 189733b, recently discovered by Bouchy et al. (2005) with mass $M_p \sim 1.15M_J$ and $R_p \sim 1.26R_J$, orbits an early main-sequence K star at 0.0313 AU. It is an exoplanet transiting the brightest and closest star discovered so far.

Here we focus our interest on both planets HD 209458b and HD 189733b, and we model the spectral absorption features in the mid-infrared (MIR) due to the most abundant atmospheric molecules during their *primary transit*, i.e., when the planet passes in front of the parent star.

In a solar system like ours, a significant amount of water vapor (H_2O) can exist only in planetary atmospheres at orbital distances less than 1 AU. The requirement is certainly met for the known transiting EGPs. Carbon monoxide (CO) and methane (CH_4), and other photochemical products, such as carbon dioxide (CO_2) and acetylene (C_2H_2), are plausibly present in the atmospheres of EGPs and possibly abundant to be detected. These species have strong absorption bands in the MIR, and more importantly, in spectral regions compatible with present and future space-based observations such as *Spitzer* or the *James Webb Space Telescope* (*JWST*; Gardner et al. 2006). Given O and C, H_2O and CO will be controlled mainly by the relative abundances of these two species:

1. If the C/O ratio is close to solar, H_2O , CO, and CH_4 abundances are determined by the thermodynamic equilibrium chemistry in the deep atmosphere (Liang et al. 2003, 2004).

2. If the C/O ratio is above solar, according to the scenario proposed by Kuchner & Seager (2006) planets should show a significant paucity of water vapor in their atmospheres, and carbon-rich species should by contrast be enhanced. CO is expected to be the dominant carbon-bearing molecule at high temperatures and CH_4 at low temperatures.

3. If the C/O ratio is below solar, the atmosphere is depopulated of carbon-bearing molecules, and water-vapor is the dominant species between $\sim 10^{-10}$ and 1.5 bars.

¹ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, 75014 Paris, France; tinetti@iap.fr, alfred@iap.fr, ehrenreich@iap.fr, lecaveli@iap.fr

² California Institute of Technology, Division of Geological and Planetary Sciences, Pasadena, CA 91125; mcl@gps.caltech.edu, yly@gps.caltech.edu.

³ Research Center for Environmental Changes, Academia Sinica, Taipei 115, Taiwan.



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

Icarus ••• (••••) ••••••

ICARUS

www.elsevier.com/locate/icarus

Could we identify Hot Ocean-Planets with CoRoT, *Kepler* and Doppler velocimetry?

F. Selsis^{a,b,c}, B. Chazelas^d, P. Bordé^{e,1}, M. Ollivier^d, F. Brachet^d, M. Decaudin^d, F. Bouchy^f, D. Ehrenreich^f, J.-M. Grießmeier^g, H. Lammer^h, C. Sotinⁱ, O. Grassetⁱ, C. Moutou^j, P. Barge^j, M. Deleuil^j, D. Mawet^k, D. Despois^l, J.F. Kasting^m, A. Léger^d

^a Université de Lyon, Lyon F-69003, France^b Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, Lyon, F-69007, France^c CNRS, UMR 5574, Centre de Recherche Astrophysique de Lyon; Université Lyon 1, Villeurbanne F-69622, France^d Institut d'Astrophysique, Spatiale, bat 121, Université Paris-Sud and CNRS (UMR 8617), Univ. Paris-Sud, F-91405 Orsay, France^e Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA^f Institut d'Astrophysique de Paris; CNRS (UMR 7095), Université Pierre & Marie Curie, 98, bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France^g LESIA, CNRS-Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France^h Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedlstr. 6, A-8042, Graz, Austriaⁱ Géophysique, Université de Nantes, F-44321 Nantes cedex 3, France^j Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (LAM/OAMP), CNRS, BP 8, Traverse du Siphon, 13376 Marseille Cedex 12, France^k Université de Liège, 17 allée du 6 Août, 4000 Sart-Tilman, Belgium^l Observatoire de Bordeaux (INSU/CNRS), B.P. 89, F-33270 Floirac, France^m Department of Geosciences, The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

Received 21 July 2006; revised 8 April 2007

Abstract

Planets less massive than about $10 M_{\text{Earth}}$ are expected to have no massive H–He atmosphere and a cometary composition (50% rocks, 50% water, by mass) provided they formed beyond the snowline of protoplanetary disks. Due to inward migration, such planets could be found at any distance between their formation site and the star. If migration stops within the habitable zone, this may produce a new kind of planets, called *Ocean-Planets*. Ocean-Planets typically consist in a silicate core, surrounded by a thick ice mantle, itself covered by a 100 km-deep ocean. The possible existence of Ocean-Planets raises important astrobiological questions: Can life originate on such body, in the absence of continent and ocean–silicate interfaces? What would be the nature of the atmosphere and the geochemical cycles? In this work, we address the fate of *Hot Ocean-Planets* produced when migration ends at a closer distance. In this case the liquid/gas interface can disappear, and the hot H₂O envelope is made of a supercritical fluid. Although we do not expect these bodies to harbor life, their detection and identification as water-rich planets would give us insight as to the abundance of hot and, by extrapolation, cool Ocean-Planets. The water reservoir of these planets seems to be weakly affected by gravitational escape, provided that they are located beyond some minimum distance, e.g. 0.04 AU for a 5-Earth-mass planet around a Sun-like star. The swelling of their water atmospheres by the high stellar flux is expected not to significantly increase the planets' radii. We have studied the possibility of detecting and characterizing these Hot Ocean-Planets by measuring their mean densities using transit missions in space—CoRoT (CNES) and *Kepler* (NASA)—in combination with Doppler velocimetry from the ground—HARPS (ESO) and possible future instruments. We have determined the domain in the [stellar magnitude, orbital distance] plane where discrimination between Ocean-Planets and rocky planets is possible with these instruments. The brightest stars of the mission target lists and the planets closest to their stars are the most favorable cases. Full advantage of high precision photometry by CoRoT, and particularly *Kepler*, can be obtained only if a new generation of Doppler instruments is built.

© 2007 Published by Elsevier Inc.

* Corresponding author.

E-mail address: alain.leger@ias.u-psud.fr (A. Léger).

¹ Michelson Postdoctoral Fellow. Current address: Michelson Science Center, California Institute of Technology, 770 S Wilson Avenue, MS 100-22, Pasadena, CA 91125, USA.