



HAL
open science

Modélisation de l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires

Nicolas Iro

► **To cite this version:**

Nicolas Iro. Modélisation de l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT: . tel-00008249v1

HAL Id: tel-00008249

<https://theses.hal.science/tel-00008249v1>

Submitted on 25 Jan 2005 (v1), last revised 2 Feb 2005 (v2)

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.

THESE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE & MARIE CURIE – PARIS VI

Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET INSTRUMENTATIONS
ASSOCIÉES

par

NICOLAS IRO

Modélisation de l'atmosphère des planètes
géantes extrasolaires

Soutenue le 7 janvier 2005 devant le jury composé de :

Patrick Boissé	Président
Bruno Bézard	Directeur de thèse
Tristan Guillot	Directeur de thèse
France Allard	Rapporteur
Alfred Vidal-Madjar	Rapporteur
Emmanuel Lellouch	Examineur

A ma Nanou chérie

Les mondes sont infinis et comparables à notre Terre, astre que je considère, avec Pythagore, comme semblable à la lune, aux planètes et aux étoiles dont le nombre est infini. J'ai affirmé que tous ces corps sont des mondes innombrables, disséminés dans un espace infini, et c'est cela que j'appelle univers. [...]. Il y a d'innombrables constellations, soleils et planètes. Nous ne voyons que les soleils parce qu'ils éclairent, les planètes demeurent invisibles car elles sont trop petites et sombres. Il y a aussi d'innombrables Terres tournant autour de leur soleil et qui ne sont ni pires ni moins habitées que notre globe.

Giordano Bruno, moine
dominicain brûlé sur le
bûcher en 1600

Remerciements

En premier lieu, je voudrais mettre à l'honneur mes deux directeurs de thèse, Bruno Bézard et Tristan Guillot. Bruno m'a toujours fait confiance dans la manière de mener mes recherches. D'un autre côté, son aide a toujours été précieuse et surtout efficace. Tristan a souvent été disponible malgré ses nombreuses activités et les kilomètres qui nous séparent. Sa rigueur m'a été fort utile. Merci à vous, car vous m'avez beaucoup appris.

Je remercie également Patrick Boissé pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury. Merci à France Allard et Alfred Vidal-Madjar pour avoir accepté de rapporter ma thèse et pour leurs remarques constructives. Merci à Emmanuel Lellouch qui a accepté de tenir le rôle d'examineur.

J'ai durant ces dernières années rencontré certaines personnes qui ont eu des rôles divers. Je remercie Christophe Sauty pour m'avoir donné la première occasion de mettre un pied dans le domaine de la recherche en Astrophysique. Je remercie également Daniel Gautier et Dominique Bockelée-Morvan qui auraient accepté de me diriger pour une autre thèse. Je tiens aussi à remercier Athena Coustenis et Claire Moutou qui m'ont donné l'occasion de m'*initier* à l'analyse de spectres.

Je remercie les chercheurs du LESIA qui m'ont aidé à m'intégrer au sein de ce laboratoire : Alain Doressoundiram, Thierry Fouchet, Emmanuel Lellouch (re), Raphaël Moreno, ... ou d'autres laboratoires comme Franck Marchis ou Olivier Mousis, ...

Je tiens à remercier également les étudiants du LESIA, et plus généralement du bâtiment 18 — anciens ou actuels — qui ont participé à égayer notre quotidien : Gonzague Callejo, Fabrice Dayou, Moncef Derouich, Patrick Gaulme, Franck Hersant (coucou à ton cousin Mila), Mathieu Hirtzig, Luc Jamet, Franck Le Petit et Zakaria Meliani.

Merci à tous et excusez-moi de vous avoir mis dans une liste alphabétique, cela ne remet pas en cause le rôle que vous avez joué

Je remercie également Emma et Fabien qui savent ce que j'ai "enduré". Je vous dis simplement merci pour votre amitié.

Bien entendu, je remercie ma famille pour tout ce que vous m'avez apporté depuis toujours et pour m'avoir soutenu. Ca n'aura pourtant pas été si facile tous les jours ...

Il va sans dire que je remercie ma Nanou chérie qui m'a supporté (dans tous les sens du terme) au quotidien et que j'aime par dessus tout.

Je remercie aussi Gizmo qui me faisait comprendre quand il fallait s'arrêter de travailler en me prenant le stylo des mains ou en s'allongeant sur mes feuilles.

Résumé

Depuis la découverte de HD209458b, la première planète extrasolaire dont le transit a été mis en évidence, des informations nouvelles sur ces objets (les Pégasides) sont devenues accessibles. Charbonneau *et al.* (2002) ont par exemple établi la première contrainte observationnelle sur la composition atmosphérique de cette Pégaside, qui semble toutefois difficile à expliquer par les modèles statiques d'atmosphère en équilibre radiatif. Ces planètes, très proches de leur étoile, sont supposées être en rotation synchrone. Nous nous attendons donc à de forts contrastes de température entre le jour et la nuit et une dynamique atmosphérique intense.

C'est dans ce contexte que nous avons développé un modèle radiatif pour l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires. Outre la modélisation statique de l'atmosphère dans laquelle le flux stellaire incident est redistribué uniformément sur toute la surface de la planète, nous avons introduit une rotation uniforme de l'atmosphère pouvant simuler un vent zonal constant en altitude.

Ce modèle a été appliqué à la planète HD209458b. Nous avons déterminé une structure thermique moyenne ainsi que sa composition atmosphérique. En particulier, nous avons pu confirmer l'importance de l'absorption par les alcalins dans le bilan énergétique des Pégasides et étudier l'absorption du flux stellaire dans leur atmosphère, problème crucial pour les modèles d'évolution. Lorsque l'on tient compte des vents zonaux, les différences de température peuvent expliquer la composition contrainte par les observations de Charbonneau *et al.* (2002) relatives au limbe de la planète.

Ce modèle a aussi été généralisé afin d'étudier l'influence de divers paramètres tels que la distance à l'étoile et la vitesse du vent. Nous avons en particulier pu caractériser les différences notables dans les spectres des solutions statiques selon la distance et l'uniformisation de la température quand la vitesse du vent augmente.

Mots-clés : planètes extrasolaires – transfert radiatif – HD209458b.

Abstract

Since the discovery of HD209458b, the first planet which transits its star, more quantitative information about these objects (the so-called Pegasides) can be inferred. For example, Charbonneau *et al.* (2002) derived the first constraint on the atmospheric composition of this Pegaside, which static atmospheric models have difficulties to explain. These planets, very close to their parent star, should be in synchronous rotation, implying strong day-to-night temperature contrasts and vigorous atmospheric dynamics.

In this framework, we developed a radiative model for the atmosphere of extrasolar giant planets. In addition to modeling the atmosphere in which the incoming stellar flux is averaged over the whole disk of the planet, we introduced a uniform rotation of the atmosphere which can mimic a constant zonal wind.

This model was applied to the planet HD209458b. We calculated a mean thermal structure as well as the associated chemical composition. We confirmed the importance of the absorption by alkali metals in the energetic balance of the Pegasides and studied the flux absorption profile in their atmosphere, which is crucial for evolutionary models. When zonal winds are introduced, the temperature contrasts can explain the composition constrained by the observations of Charbonneau *et al.* (2002), pertaining to the whole limb of the planet.

More generally, we studied the role of various parameters such as the distance to the star and the wind velocity. We could in particular characterize the differences in the spectra with respect to the distance and the uniformization of temperatures with increasing wind velocity.

Keywords : extrasolar planets – radiative transfer – HD209458b.

Table des matières

INTRODUCTION	1
I A la découverte de nouveaux mondes	5
1 L'observation des planètes extrasolaires	7
1.1 Introduction	7
1.2 Vélocimétrie radiale : la méthode incontournable	8
1.2.1 Principe	8
1.2.2 Détectabilité des EGPs	9
1.2.3 Conclusion	10
1.3 La photométrie des transits	10
1.3.1 Description de la méthode	10
1.3.2 HD209458b : une planète atypique	11
1.3.3 Les planètes OGLE : une nouvelle classe de planètes	15
1.3.4 Les autres programmes de suivis photométriques	17
1.4 Relation masse–rayon des planètes à transit : HD209458b la mystérieuse	19
2 Aller plus loin dans les contraintes observationnelles	21
2.1 Spectroscopie des transits : l'atmosphère de HD209458b	21
2.1.1 Le sodium	21
2.1.2 L'hydrogène : un indice de l'évaporation de la planète	22
2.1.3 L'oxygène et le carbone : une confirmation de l'évaporation de la planète	25
2.1.4 Contraintes sur l'échappement atmosphérique	25
2.2 Les autres méthodes	27
2.2.1 L'activité chromosphérique induite par la présence de la planète	27
2.2.2 L'émission radio	29
2.2.3 L'effet de microlentille gravitationnelle	31
3 Les théories de formation des planètes géantes extrasolaires	37
3.1 Structure interne des planètes géantes du système solaire	38
3.1.1 Propriétés des planètes géantes	38
3.1.2 Equations de la structure interne	40
3.1.3 L'intérieur des planètes géantes	42

3.2	Les théories de formation des planètes géantes	44
3.2.1	Les contraintes	44
3.2.2	La formation directe : par instabilité du disque	44
3.2.3	La formation par étape : accrétion du gaz autour d'un coeur solide	45
3.3	Adaptation pour les autres systèmes planétaires	46
3.3.1	La migration	46
3.3.2	Les "Jumping Jupiters"	47
3.3.3	La formation in situ	47
4	Etude théorique des Jupiters chauds	49
4.1	Modèles radiatifs d'atmosphère	50
4.1.1	Les premiers modèles	50
4.1.2	Goukenleuque <i>et al.</i> (2000)	51
4.1.3	Barman <i>et al.</i> (2001)	52
4.1.4	Sudarsky <i>et al.</i> (2003)	54
4.2	Modèles d'évolution	58
4.2.1	Modéliser l'évolution des Jupiters chauds	58
4.2.2	Peut-on reproduire le rayon de HD209458b ?	61
4.2.3	Sources d'énergie possibles	61
4.2.4	Durée de vie et évaporation atmosphérique de la planète	61
4.3	Dynamique atmosphérique des Pégasides	63
4.3.1	Des planètes en rotation synchrone	63
4.3.2	Modèles de circulation atmosphérique	63
II	Calcul du transfert radiatif	67
5	Modéliser l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires	69
5.1	Introduction	69
5.2	Les différentes zones de l'atmosphère des planètes géantes ex- trasolaires	69
6	Description de la méthode	71
6.1	Le transfert radiatif	71
6.1.1	Physique du problème	71
6.1.2	Principe du calcul	72
6.1.3	Méthode numérique	73
6.2	Refroidissement de l'atmosphère : le flux thermique	73
6.3	Chauffage de l'atmosphère	73
6.3.1	Le flux stellaire	73
6.3.2	Discussion sur la redistribution du flux stellaire	75
6.4	Egalisation des taux de chauffage et de refroidissement	75
6.4.1	Instabilité numérique	75
6.4.2	Méthode numérique	77
6.4.3	Analyse de stabilité : critère de von Neumann	77

6.5	Application au cas stationnaire	78
6.5.1	Calcul radiatif	78
6.5.2	Zone convective	79
6.6	Application au cas dépendant du temps	79
6.7	Calcul de l'absorption en visée horizontale	80
6.8	Calcul des équilibres chimiques : le code ATLAS	81
6.8.1	Hypothèses	81
6.8.2	Le code ATLAS	81
7	Sources d'opacités	85
7.1	Diffusion Rayleigh	86
7.2	Absorptions induites par collisions d'hydrogène et d'hélium . .	86
7.3	Absorption due à l'hydrogène ionisé	88
7.3.1	H^-	88
7.3.2	H_2^-	89
7.4	Espèces moléculaires	89
7.4.1	H_2O	90
7.4.2	CO	91
7.4.3	CH_4	91
7.5	TiO	92
7.6	Traitement des alcalins	92
7.6.1	Régime collisionnel	95
7.6.2	Régime quasi-statique	98
7.6.3	Coupure exponentielle	98
7.6.4	Limites	99
III	Application à HD209458b	101
8	Construction du modèle de HD209458b	103
9	Solutions de l'équilibre radiatif	105
9.1	Profils thermiques	105
9.1.1	Résultats	105
9.1.2	Comparaison avec les autres modèles	106
9.1.3	Condition limite	108
9.2	Absorption du flux stellaire	109
9.3	Spectres de la planète	109
9.4	Constantes de temps radiatives	110
10	Solutions dépendant du temps pour une atmosphère en rotation syn-	
	chrone	115
10.1	Rotation de l'atmosphère	115
10.2	Profils thermiques dépendant de la longitude	116
10.3	Condensation du sodium	119
10.4	Spectres de transits	121

11 Conclusions sur le modèle de HD209458b	125
IV Généralisation à d'autres planètes	127
12 Construction d'une famille de modèles	129
13 Comparaison des modèles statiques	131
13.1 Profils thermiques	131
13.1.1 Présentation des profils	131
13.1.2 Comparaison avec les autres modèles	132
13.2 Spectres des planètes	135
14 Comparaison des modèles dépendants du temps	139
14.1 Rôle de la vitesse du vent	139
14.2 Rôle de la distance à l'étoile	142
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	147
Conclusion	149
Perspectives	149
Perspectives observationnelles	151
Améliorations du modèle	152
Annexes	155
A A Time-Dependent Radiative Model of HD209458b	155
B A Time Dependent Model of HD209458b	177
C Search For Exospheric Signatures From Transiting Planets	181
Bibliographie	187
Liste des tableaux	199
Table des figures	201

INTRODUCTION

La découverte de la première planète extrasolaire effectuant un transit devant son étoile, HD209458b par Charbonneau *et al.* (2000) de même que les progrès techniques liés aux méthodes d'observation ont ouvert une nouvelle ère dans l'étude de ces objets. En effet, le nombre de contraintes observationnelles que nous pouvons établir pour ces planètes s'en est trouvé considérablement augmenté.

L'évolution des planètes géantes extrasolaires est fortement dépendante de la façon dont le flux stellaire est absorbé et réémis par leurs atmosphères. Ceci est particulièrement vrai pour les planètes comme 51 Pegasi b et HD209458b, dont la distance à l'étoile est faible (quelques centièmes d'unité astronomique) et qui sont censées être en rotation synchrone avec celle-ci. Les modèles de la structure et de l'évolution de ces planètes ne sont plus seulement des modèles théoriques mais commencent à pouvoir être confrontés aux observations. Cette tendance va se confirmer avec le développement des prochains projets au sol et spatiaux. C'est dans ce contexte que s'inscrit mon travail de thèse.

Durant ces trois années de thèse, j'ai développé un code de transfert radiatif pour l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires pouvant s'appliquer entre autres à la planète HD209458b ainsi qu'à d'autres planètes à transit récemment découvertes. Ce code nous permet de déterminer la structure thermique moyenne de la planète et de contraindre la façon dont le flux stellaire pénètre dans son atmosphère.

Une dépendance temporelle a pu être introduite permettant de modéliser les variations longitudinales de température en supposant une rotation uniforme de l'atmosphère. Nous pouvons alors étudier les effets sur la composition chimique de l'atmosphère et comparer ces résultats à la lumière des contraintes provenant des observations spectroscopiques.

Dans la première partie de cette thèse, je dresse un bilan de nos connaissances actuelles sur les planètes géantes extrasolaires. Dans un premier temps, les principales méthodes d'observation des planètes géantes seront décrites, ainsi que les contraintes majeures qu'elles apportent (Chapitres 1 et 2). Ensuite, nous aborderons les études théoriques concernant les planètes géantes extrasolaires et leur formation (Chapitre 3). Des travaux sur la modélisation de leur atmosphère, leur évolution ou la dynamique atmosphérique seront ensuite présentés (Chapitre 4).

La deuxième partie sera consacrée à la présentation de notre modèle. La méthode même du calcul du transfert radiatif sera décrite (Chapitre 5), ainsi que les sources de données spectroscopiques utilisées (Chapitre 6).

Dans la troisième partie, le modèle (décrit dans le Chapitre 7) sera ensuite appliqué à la planète HD209458b pour laquelle nous avons le plus de contraintes observationnelles. Le modèle statique nous permet de contraindre certains paramètres utiles pour les modèles d'évolution et les simulations de la dynamique atmosphérique (Chapitre 8). Dans le Chapitre 9, en introduisant

une rotation de l'atmosphère, nous pourrions comparer les abondances chimiques obtenues observationnellement avec celles d'un modèle dépendant du temps. Les résultats concernant ce modèle sont résumés dans le Chapitre 10.

Une généralisation pour d'autres planètes sera présentée dans la quatrième partie. Le modèle général, décrit dans le Chapitre 11, a été utilisé afin d'analyser la dépendance de la structure thermique et de la composition chimique par rapport à certains paramètres. En particulier, nous montrerons le rôle de la distance à l'étoile sur le profil de température moyen et les profils d'abondance des corps (Chapitre 12) et l'importance des vents zonaux sur les variations longitudinales de température de composition chimique (Chapitre 13).

Première partie

A la découverte de nouveaux mondes

Chapitre 1

L'observation des planètes extrasolaires

Sommaire

1.1	Introduction	7
1.2	Vélocimétrie radiale : la méthode incontournable	8
1.2.1	Principe	8
1.2.2	Déteçtabilité des EGPs	9
1.2.3	Conclusion	10
1.3	La photométrie des transits	10
1.3.1	Description de la méthode	10
1.3.2	HD209458b : une planète atypique	11
1.3.3	Les planètes OGLE : une nouvelle classe de planètes	15
1.3.4	Les autres programmes de suivis photométriques . .	17
1.4	Relation masse–rayon des planètes à transit : HD209458b la mystérieuse	19

1.1 Introduction

La plupart des planètes extrasolaires ont été détectées par vélocimétrie radiale. Cette technique que nous étudierons dans la section 1.2 nous fournit des renseignements utiles mais limités. Mais la découverte de HD209458b, la première planète possédant un transit, a ouvert une nouvelle ère. En effet, avec une orbite qui passe devant le disque stellaire, ces planètes nous offrent la possibilité d'en apprendre beaucoup plus sur elles. En étudiant la courbe de lumière du système (méthode photométrique, voir la section 1.3) nous pouvons déterminer le rayon de la planète, la latitude du transit et l'inclinaison de l'orbite. Bien que HD209458b fut longtemps la seule planète connue à effectuer un transit, plusieurs autres planètes à transit ont été découvertes (paragraphe 1.3.3), nous permettant d'effectuer des études comparatives et de

caractériser avec des statistiques plus fiables les systèmes extrasolaires (section 1.4). En étudiant le spectre de l'étoile lors du transit (méthode spectroscopique, voir la section 2.1) nous pouvons contraindre les caractéristiques de l'atmosphère de la planète.

Enfin, nous passerons en revue les divers autres moyens d'étude des planètes extrasolaires, qui peuvent nous donner accès à d'autres paramètres physiques (section 2.2).

1.2 Vélométrie radiale : la méthode incontournable

Lorsqu'une étoile est en mouvement, la lumière qu'elle émet est décalée vers le bleu (resp. vers le rouge) quand elle s'approche (resp. s'éloigne) de l'observateur. C'est l'effet Doppler-Fizeau. La spectroscopie nous permet de mesurer ce décalage en longueur d'onde des raies spectrales, on a alors accès aux mouvements de l'étoile le long de la ligne de visée. Cet effet peut être mis à profit pour rechercher des planètes extrasolaires via le mouvement qu'elles induisent sur leur étoile.

En 1995, les longues campagnes de mesures de la vitesse radiale de quelques centaines d'étoiles portent enfin leurs fruits. En effet, Mayor & Queloz (1995) annoncent la découverte de la première planète extrasolaire autour de l'étoile 51 Pegasi. Cette découverte fut pour le moins surprenante car on ne s'attendait pas à trouver un analogue de Jupiter à 0.05 UA. La si faible distance de la planète à son étoile a valu à ce type de planète le nom de *Jupiter chaud*. Le nom de Pégaside pourra aussi être employé. Nous pourrions aussi trouver le terme *Extrasolar Giant Planet* (EGP).

A l'heure actuelle plus de 130 planètes extrasolaires ont été découvertes¹, la plupart par vélocimétrie radiale.

1.2.1 Principe

Les mesures de vitesses radiales (voir figures 1.1 pour le principe et 1.4 pour un exemple de données) fournissent l'amplitude observée de vitesse de l'étoile K_* , l'excentricité e et la période P .

Ces grandeurs permettent d'évaluer la fonction de masse :

$$f(M_*, M_p) = \frac{P}{2\pi G} K_*^3 (1 - e^2)^{\frac{3}{2}} . \quad (1.1)$$

D'autre part, cette fonction de masse s'écrit aussi en fonction des grandeurs

¹Voir le site de l'Encyclopédie des Planètes Extrasolaires (Schneider, 2004) pour un catalogue régulièrement mis à jour des planètes découvertes à l'adresse suivante : <http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html>.

que l'on recherche :

$$f(M_*, M_p) = \frac{(M_p \sin i)^3}{(M_* + M_p)^2} \quad (1.2)$$

où M_p et M_* sont les masses respectives de la planète et de l'étoile, i l'inclinaison de l'orbite.

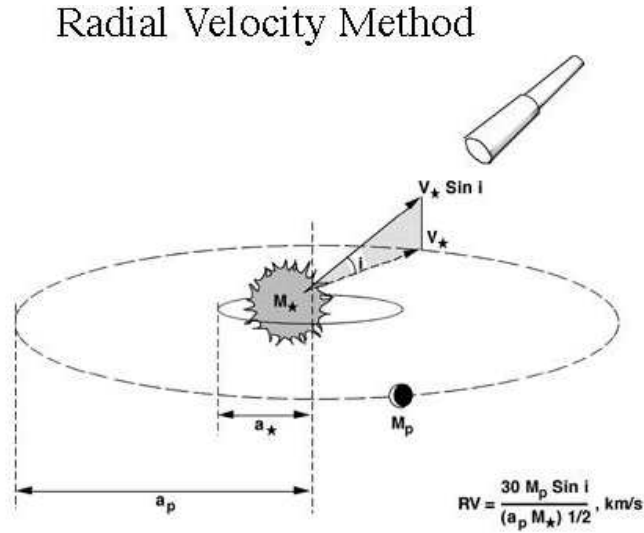


FIG. 1.1: Principe de la mesure de vitesse radiale. Crédits : équipe de Genève.

Si l'on fait l'hypothèse $M_* \gg M_p$, alors on obtient la valeur minimale de la masse de la planète :

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

et d'après la troisième loi de Kepler, le demi-grand axe de son orbite :

$$a \approx \left(\frac{GM_*}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} P^{\frac{2}{3}} \quad (1.4)$$

Les membres de droite des équations (1.3) et (1.4) (à savoir P , K_* , e) nous sont fournis par les mesures de vitesses radiales, à l'exception de M_* , qui doit être estimée d'après les valeurs observées de la luminosité, de la couleur, de la température et de l'âge de l'étoile. Les mesures de vitesses radiales nous fournissent donc le demi-grand axe de l'orbite de la planète a ainsi qu'une limite inférieure de sa masse $M_p \sin i$.

1.2.2 Détectabilité des EGP

On peut atteindre une précision Doppler à long terme de $\sigma \approx 3 \text{ m s}^{-1}$, due à la stabilité intrinsèque de la photosphère stellaire (une discussion de cette

stabilité est faite dans Saar & Donahue, 1997). Toutefois, une nouvelle stratégie de mesure qui consiste à moyenniser l'activité sismique de l'étoile permet d'abaisser cette limite (Santos *et al.*, 2004).

La détectabilité dépend du nombre de cycles orbitaux observés et d'observations par cycle effectuées. Si la période orbitale est de l'ordre de la durée des observations, l'expérience montre qu'une planète peut être détectée si $K \gtrsim 4\sigma \approx 12 \text{ m s}^{-1}$ (Marcy & Butler, 1998), alors la masse minimum est telle que :

$$M_p \sin i \approx 0.42 M_{\text{Jup}} \left(\frac{P}{1 \text{ an}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{\frac{2}{3}} \sqrt{1 - e^2} . \quad (1.5)$$

Pour une planète d'excentricité nulle dont la période orbitale est de 4 jours autour d'une étoile de type solaire, la détection sera possible uniquement si la masse minimum est plus grande que $M_p \sin i = 0.09 M_{\text{Jup}}$.

Pour des changements de vitesse radiale de l'ordre de la dizaine de m s^{-1} , le décalage Doppler est très petit ($\sim 10^{-4} \text{ \AA}$). Pour mettre en évidence les perturbations planétaires, il est donc nécessaire de combiner une grande résolution spectrale, des spectres à haut rapport signal sur bruit et une approche multi-raies pour déterminer le décalage Doppler (par corrélation croisée ou ajustement de spectres).

1.2.3 Conclusion

Cette méthode est à l'origine de la découverte de la plupart des planètes extrasolaires.

Il convient de noter quelques limites à cette technique :

- l'analyse de la courbe de vitesse radiale ne permet d'obtenir qu'une limite inférieure à la masse de la planète : $M_p \sin i$;
- la précision obtenue ne permet pas de détecter des planètes moins massives que quelques dizaines de masses de terrestres ;
- le petit nombre de raies et la grande vitesse de rotation des étoiles chaudes limitent cette méthode aux étoiles plus froides que F8.

1.3 La photométrie des transits

1.3.1 Description de la méthode

Nous avons affaire à un transit lorsque la planète passe devant son étoile. Le flux que l'on mesure de celle-ci diminue alors de quelques %.

Cependant un tel phénomène ne se produit que sous des conditions bien précises. En particulier, le plan de l'orbite doit être suffisamment incliné. Cette inclinaison δ entre le plan de l'orbite de la planète et le plan du ciel (c.f. Figure 1.2 pour la géométrie du transit) doit vérifier :

$$a \cos \delta \leq R_\star + R_p , \quad (1.6)$$

δ est donc la colatitude du plan orbital. Son cosinus peut donc prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1. La probabilité que l'inclinaison satisfasse le critère géométrique est donc :

$$\frac{\int_0^{(R_*+R_p)/a} d(\cos \delta)}{\int_0^1 d(\cos \delta)} = \frac{R_* + R_p}{a} . \quad (1.7)$$

Le principe de cette méthode consiste à mesurer la variation de luminosité de l'étoile lorsque la planète passe devant le disque de celle-ci (Figure 1.3). La profondeur de ce saut de luminosité, ΔL , est reliée à la luminosité de l'étoile et aux rayons de la planète et de l'étoile. Si l'on suppose que la luminosité de l'étoile est uniforme :

$$\frac{\Delta L}{L_*} \approx \left(\frac{R_{pl}}{R_*} \right)^2 \quad (1.8)$$

La durée du transit est donnée par :

$$t_{tr} = \frac{T_{pl}}{\pi} \left(\frac{R_* \cos(\delta) + R_{pl}}{a_{pl}} \right) \quad (1.9)$$

où δ est la colatitude du transit par rapport à l'étoile, a_{pl} est le demi-grand axe de l'orbite de la planète et T_{pl} est la période de l'orbite de la planète. T_{pl} peut être déterminée par l'observation de plusieurs transits, espacés en temps de T_{pl} . Si l'on connaît R_* , alors R_{pl} est connu par l'équation (1.8). L'équation (1.9) nous donne alors la latitude δ du transit, ce qui nous donne accès à l'inclinaison i de l'orbite :

$$\cos i = \frac{R_* \sin \delta}{a_{pl}} . \quad (1.10)$$

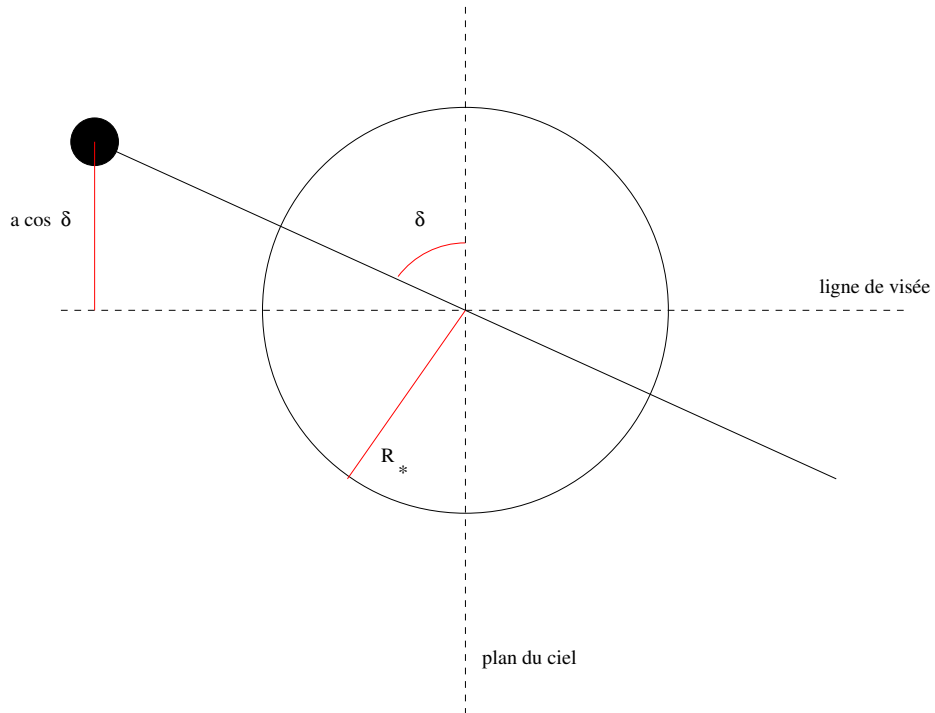
1.3.2 HD209458b : une planète atypique

La découverte

Cette planète a été découverte par vélocimétrie radiale (section 1.2) par deux groupes concurrents : un groupe majoritairement suisse dirigé par Michel Mayor (Mazeh *et al.*, 2000) en août 1999 et un groupe américain (Henry *et al.*, 2000) en novembre 1999. Parallèlement, suite aux indications du "groupe suisse", les mesures photométriques par Charbonneau *et al.* (2000) en septembre 1999 permirent d'identifier pour la première fois un transit de planète extrasolaire.

Mazeh *et al.* (2000) ont utilisé le spectromètre HIRES du Keck I avec une cellule à absorption à iode pour assurer la calibration en longueur d'onde, ainsi que les spectromètres échelle ELODIE à l'Observatoire de Haute-Provence et CORALIE à La Silla afin d'étudier la courbe de vitesse radiale de HD209458. 150 mesures ont été totalisées (11 avec HIRES, 31 avec ELODIE et 108 avec CORALIE). La figure 1.4 représente la courbe de vitesse radiale en fonction de la phase orbitale.

a)



b)

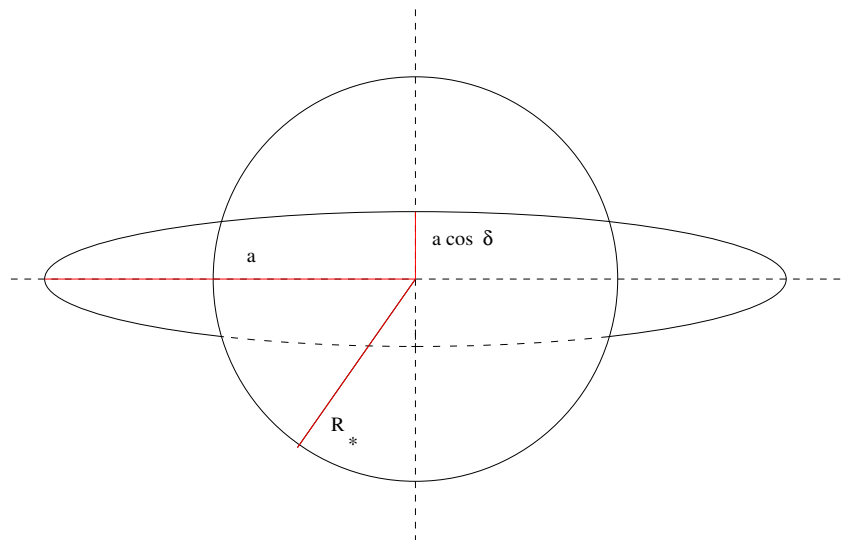


FIG. 1.2: Géométrie du transit vue de coté (a) et du point de vue de l'observateur (b). a est le demi-grand axe de l'orbite de la planète, δ la colatitude du transit et R_* le rayon de l'étoile.

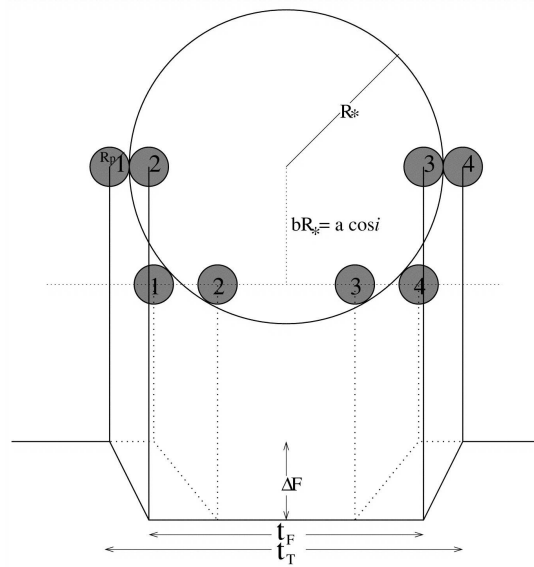


FIG. 1.3: Illustration d'une courbe de lumière d'un transit. Deux courbes de lumière lors du transit sont représentées en bas (traits plein et pointillés) ainsi que la géométrie correspondante de l'étoile et de la planète (en haut). Les observables sont notées sur la courbe en trait plein : la profondeur du transit, ΔF ; la durée totale, t_t et la durée entre entrée et sortie t_f . Sont aussi définis R_* , R_p et le paramètre d'impact b correspondant à l'inclinaison i . Des paramètres d'impact différents (ou des inclinaisons différentes) conduiront à des formes différentes de la courbe de lumière illustrées par les deux courbes (trait plein et traits pointillés). D'après Seager & Mallén-Ornelas (2003).

Henry *et al.* (2000) ont aussi utilisé le spectromètre échelle HIRES. Leur résolution était de $R \sim 80000$ et leur gamme spectrale s'étendait de 3900 à 6200 Å. Leurs mesures de vitesses radiales atteignèrent une précision d'environ 3 m s^{-1} .

Les mesures photométriques du transit par Charbonneau *et al.* (2000) furent menées en septembre 1999 avec le télescope STARE dédié à l'étude photométrique des transits d'exoplanètes. Indépendamment, Henry *et al.* (2000) en firent de même en novembre 1999 avec l'ATP, un télescope de 0.80 m en Arizona utilisé en général pour les mesures photométriques à long terme des cycles stellaires. La courbe de lumière de Charbonneau *et al.* (2000) est représentée sur la figure 1.5.

Caractéristiques de l'étoile et de la planète

Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques de la planète HD209458b ainsi que son étoile.

L'étoile HD209458 ressemble au Soleil. Elle est une sous-géante de type G0, légèrement plus évoluée que le Soleil. Sa masse est $M_* = 1.06M_\odot$, son rayon $R_* = 1.18R_\odot$ et son âge $t_* = 5.2 \text{ Gyr}$ avec une incertitude de 10% voire plus (Cody & Sasselov, 2002).

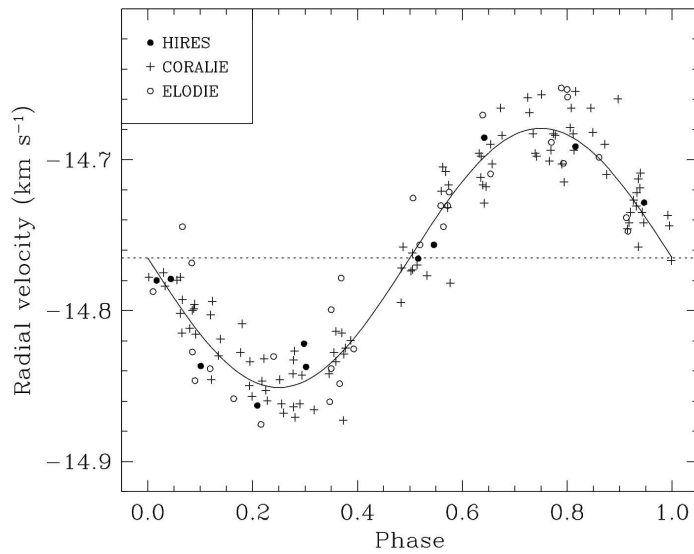


FIG. 1.4: Vitesse radiale de HD209458 en fonction de la phase orbitale. Les mesures des trois programmes HIRES, CORALIE et ELODIE sont représentées selon différents symboles. D'après Mazeh et al. (2000).

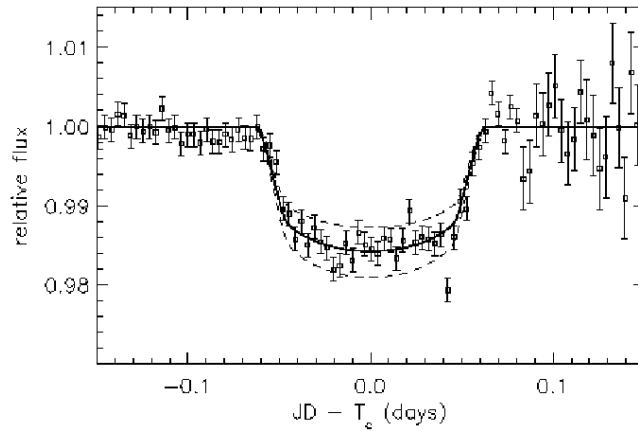


FIG. 1.5: Courbe de lumière de HD209458 d'après Charbonneau et al. (2000). La courbe en trait plein est l'ajustement pour $R_p = 1.27 R_{Jup}$, tandis que les courbes en pointillés correspondent à un rayon 10% plus grand (en dessous) ou 10% plus petit (au dessus).

La planète orbite autour de son étoile en 3.524739 jours (Robichon & Arenou, 2000), à une distance d'environ 0.045 UA. Les modèles pour l'étoile impliquent un rayon estimé lors du transit $R = 92\,200\text{--}109\,000$ km (environ 40% plus grand que pour Jupiter) pour une masse $M = 0.69 \pm 0.02 M_J$ (Brown *et al.*, 2001; Cody & Sasselov, 2002).

Ce rayon relativement important semble difficile à expliquer à partir des modèles standards d'évolution (Bodenheimer *et al.*, 2001, 2003; Guillot & Showman, 2002; Baraffe *et al.*, 2003) que nous étudierons dans la section 4.2.

Il reste cependant possible que subsistent des erreurs à la fois dans la détermination du rayon stellaire et des propriétés de la planète (Burrows *et al.*, 2003). HD209458b semble ouvrir la voie à un nouveau type de planète avec un rayon plus grand que prévu par les modèles d'évolution.

Paramètre	Valeur
Période orbitale (jours)	3.5
T_c (HJD)	$2,451,430.8238 \pm 0.0029$
Excentricité [Fixée par les auteurs]	0
Inclinaison ($^\circ$)	86.1 ± 1.6
Masse de l'étoile (M_\odot)	~ 1.1
Rayon de l'étoile (R_\odot)	~ 1.2
$M \cdot \sin i$ (M_J)	0.69 ± 0.05
Rayon (R_J)	1.40 ± 0.17
Densité (g cm^{-3})	0.31 ± 0.07
Demi grand axe (UA)	0.047
Age (années)	$\sim 4.5 \times 10^9$
Durée du transit (heures)	~ 3

TAB. 1.1: Paramètres de HD209458b d'après Mazeh *et al.* (2000).

1.3.3 Les planètes OGLE : une nouvelle classe de planètes

Le nombre de planètes dont nous pouvons étudier le transit est actuellement limité. Pourtant statistiquement, avec les différents projets mis en œuvre, il devrait significativement augmenter.

Quelques planètes ont été *découvertes* en recherchant directement des transits. Ceci a été réalisé en mettant à profit le programme OGLE de recherche d'événements de microlentilles gravitationnelles (voir la section 2.2.3 pour une application de ce phénomène à la recherche de planètes extrasolaires). Ce programme a le mérite de nous fournir une masse de données photométriques importante.

Le programme OGLE III

OGLE *Optical Gravitational Lensing Experiment* est un intensif programme de suivi photométrique depuis le sol initialement destiné à la recherche de matière noire par effet de microlentille gravitationnelle (voir le 2.2.3). La troisième phase de ce programme, OGLE III a démarré le 12 juin 2001. Les régions en direction du centre galactique étaient suivies de façon resserrée dans le temps. Cette stratégie est idéale pour étudier les variations stellaires à courte échelle temporelle. Ces données sont donc parfaites pour rechercher des transits planétaires, ce qui a représenté un des volets du programme. Une session test afin de savoir s'il était utile de continuer ce volet à la prochaine campagne fut décidée.

La précision atteinte fut de l'ordre de la millimagnitude. Des millions d'étoiles furent observées. Un grand nombre de candidats a été dénombré. Cette saison a donc montré l'utilité de continuer dans cette voie, éventuellement dans d'autres directions.

Pour sa deuxième saison d'observations (de février à mai 2002), OGLE III a recherché des transits de planètes et d'objets de faibles masses, dans trois champs en direction de Carina.

De nombreux candidats ont été annoncés. Leur confirmation relève d'un suivi de mesures de vitesses radiales afin d'éliminer les autres causes de détection.

Les nouvelles détections de Jupiters chauds n'ont pas été aussi rapides que prévues. Par contre une nouvelle classe d'objets a fait son apparition : les Jupiters *très* chauds.

Les nouvelles planètes à transit

OGLE-TR-56b est la première planète extrasolaire *découverte* par la méthode des transits et *confirmée* par la méthode des vitesses radiales. L'annonce de cette deuxième planète extrasolaire a été faite le 6 janvier 2003 à la conférence de l'AAS. OGLE-TR-56 est bien plus éloignée de nous que HD209458 (1500 pc contre 47). Son étoile ressemble aussi beaucoup au Soleil (type G ; $M_{\star} \sim M_{\odot}$). Le fait surprenant est que cette planète est très proche de son étoile ($a = 0.023$ UA) et orbite en seulement 29h. Les caractéristiques du système sont résumées dans le tableau 1.2.

Deux autres découvertes de Jupiters très chauds ont suivi (OGLE-TR-113 et OGLE-TR-132). Alors que l'on s'attendait à trouver un analogue de HD209458b, il faudra attendre OGLE-TR-111b.

Les détections de transit de Jupiters chauds sont moins nombreuses que prévues. Cela peut être dû au fait que les planètes ont un rayon plus faible que celui de HD209458b, comme l'a montré la découverte de OGLE-TR-111b ($R_{111b} \sim R_{Jup}$ alors que $R_{HD209} \sim 1.4R_{Jup}$). Elles seraient donc plus difficiles à observer que ce qu'on aurait cru en lançant les programmes de recherche d'exoplanètes puisque la profondeur du transit varie comme le carré du rayon.

Une autre raison est que les programmes depuis le sol privilégient la détection de transit dont la période est un nombre entier de jours (Pont *et al.*, 2004 ; Bouchy, 2004, private comm.). Au total, nous en sommes à six planètes possédant un transit (voir le tableau 1.2).

1.3.4 Les autres programmes de suivis photométriques

De nombreux programmes dédiés à la recherche de transits ont vu le jour. En voici une liste non exhaustive :

Recherche en direction des étoiles brillantes

Ces programmes utilisent des petits télescopes (~ 10 cm–1 m), mais à grand champ, ce qui leur permet de suivre un grand nombre d'étoiles.

STARE : (*STellar Astrophysics and Research on Exoplanets*) est un télescope qui suit 24 000 étoiles dans la constellation du Cocher. Il est situé à Ténérife dans les îles Canaries. Son champ est de $5.7^\circ \times 5.7^\circ$.

PSST : (*Planet Search Survey Telescope*) est situé à l'observatoire Lowell en Arizona. Son champ est de $5.7^\circ \times 5.7^\circ$.

Sleuth : le plus petit télescope du Mont Palomar en Californie a été développé par David Charbonneau. Chaque nuit, environ 10 000 étoiles sont suivies dans un champ de 6 degrés².

Ces trois télescopes de 10 cm font partie du réseau TrES (*Trans-Atlantic Exoplanet Survey*), un réseau de petits télescopes dont les principaux acteurs sont David Charbonneau (CfA/Caltech), Timothy Brown (*National Center for Atmospheric Research*) et Edward Dunham (Lowell Observatory). Ce réseau a découvert une planète à transit (voir section 1.4).

ASP : d'une façon similaire à STARE, l'*Arizona Search for Planets* utilisait un télescope de 90 cm couvrant un champ de $59' \times 59'$ situé au Kitt Peak. Depuis l'automne 2001, le télescope est de 1.30 m et couvre un champ de $46' \times 46'$.

BEST : *Berlin Exoplanet Search Telescope System*, un télescope du commerce de 20 cm, projet couvrant un champ de $3.1^\circ \times 3.1^\circ$. Le projet est mené par H. Rauer (Rauer *et al.*, 2004).

Vulcan : est un photomètre CCD développé par la NASA, dédié à la détection de planètes extrasolaires monté sur un télescope de 12 cm de diamètre situé en Californie (Borucki *et al.*, 2001). Son champ est conséquent : 49 deg². Les principaux membres de l'équipe sont Bill Borucki (PI) et Jack Lissauer. Une extension de ce projet a vu le jour en 2004 avec Vulcan-South, basée en Antartique.

SWASP Le projet SuperWasp est un consortium d'universités britanniques pour la photométrie d'étoiles brillantes à très grand champ ($\sim 7.8^\circ \times 7.8^\circ$) sur des télescopes de 20 cm. C'est une extension du projet WASP (Kane *et al.*, 2004).

Recherche dans les amas ouverts

L'observation des amas ouverts dont l'âge, la métallicité, et la densité d'étoiles sont connus permet de déterminer la façon dont ces paramètres jouent sur la formation, la migration et la survie des planètes (Janes, 1996). Il existe plusieurs programmes de recherches de planètes extrasolaires dans les amas ouverts (voir l'adresse : http://www.ciw.edu/kaspar/OC_transits/OC_transits.html pour plus de détails).

- PISCES (*Planets In Stellar Clusters Extensive Search*) : vers NGC 6791 (Mochejska *et al.*, 2002) et NGC 2158 (Mochejska *et al.*, 2004) avec le télescope de 1.2 m du *F. L. Whipple Observatory* couvrant un champ de $11.4' \times 11.4'$. Les membres de l'équipe sont B. J. Mochejska, D. D. Sasselov, K. Z. Stanek, A. H. Szentgyorgyi.
- STEPSS (*Survey for Transiting Extrasolar Planets in Stellar Systems*) situé au Kitt Peak (MDM 2.4 m et 1.3 m), Des observations ont été menées vers NGC 1245, NGC 2099 et M67 (Burke *et al.*, 2003; Gaudi *et al.*, 2002).
- EXPLORE O/C (*EXtrasolar PLANet Occultation REsearch in Open Clusters*) vers les amas NGC 2660 et 6208 (Mallén-Ornelas *et al.*, 2003; von Braun *et al.*, 2004). Ils ont bénéficié du 1 m du Las Campanas Observatory (Chili).
- EXPORT est un consortium d'astronomes européens utilisant les télescopes de 1 m à La Palma et Tenerife afin d'étudier les planètes extrasolaires, ainsi que la formation et l'évolution des systèmes protoplanétaires. Leur champ était d'environ $6' \times 6'$. Les amas ouverts NGC 6819 (Street *et al.*, 2003) et NGC 7789 (Bramich *et al.*, 2003) ont été suivis avec l'INT de 2.5 m (La Palma).

Les projet spatiaux

COROT (COnvection et ROTation) est une petite mission du CNES. C'est une expérience spatiale de photométrie stellaire. Sa haute précision est dédiée à deux objectifs :

- la sismologie stellaire, i.e. l'étude des modes de vibrations des étoiles ;
- la recherche de planètes extrasolaires par la méthode des transits.

Le lancement est prévu en 2006 pour une durée de deux ans et demi. Cinq champs devraient être couverts de façon continue pendant 150 jours chacun. 6000 à 12000 étoiles devraient être suivies.

Ses performances devraient permettre la détection de grosses Terres ($R_{pl}/R_{\oplus} = 1.6$).

KEPLER C'est un projet de la NASA de recherche de planètes terrestres par la méthode des transits prévu pour 2007. L'instrument est un photomètre de 0.95 m d'ouverture avec un champ de 105 degrés^2 . La mission devrait durer au moins quatre ans pendant lesquelles la brillance de 100 000 étoiles sera mesurée toutes les 15 minutes.

1.4 Relation masse–rayon des planètes à transit : HD209458b la mystérieuse

Comme nous l’avons vu dans la section 1.3.3, HD209458b apparaît comme “anormale”. En effet, son rayon est beaucoup plus important que les autres planètes extrasolaires pour lesquelles nous avons cette information. Les caractéristiques de ces planètes sont résumées dans le Tableau 1.2.

Les deux autres planètes se rapprochant le plus de HD209458b sont OGLE-TR-111b et TrES-1. Ces sont les deux autres Jupiters chauds. Sur la Figure 1.6, les planètes à transit sont représentées dans un diagramme masse–rayon.

Pont *et al.* (2004) a suggéré que cette différence de rayon pouvait s’expliquer par le fait que l’étoile HD209458 était environ 1000 K plus chaude que OGLE-TR-111. Une planète autour d’une étoile chaude peut avoir un rayon plus grand, une densité plus faible et un plus fort taux d’évaporation

D’un autre coté, on peut aussi supposer que l’évolution de HD209458b n’est tout à fait conforme aux modèles *standards* d’évolution, comme nous le verrons dans la section 4.2.

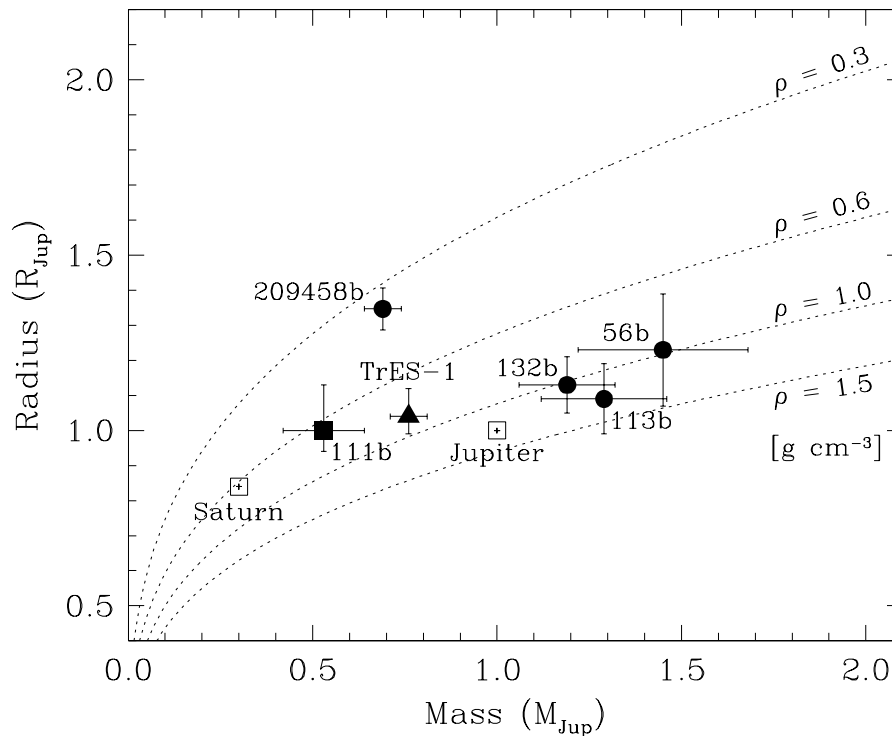


FIG. 1.6: Relation masse–rayon pour les planètes à transit. Jupiter et Saturne sont indiquées pour comparaison, de même que les isodensités $\rho = 0.3$, $\rho = 0.6$, $\rho = 1$ et $\rho = 1.5 \text{ g.cm}^{-3}$ (Sozzetti et al., 2004). Les données proviennent de Brown et al. (2001) (HD209458b), Torres et al. (2004) (OGLE-TR-56b), Bouchy et al. (2004) (OGLE-TR-113b), Moutou et al. (2004) (OGLE-TR-132b) et Pont et al. (2004) (OGLE-TR-111b).

Paramètre	OGLE-TR-56b	OGLE-TR-113b	OGLE-TR-132b	OGLE-TR-111b	TrES-1
Période orbitale (jours)	1.2119	1.4325	1.6899	4.01610 ^a	3.03007
Date du transit (HJD−2,450,000)	2075.105	2325.798	3142.589	2330.449 ^a	3186.806
Excentricité ^a	0	0	0	0	0
Demi-grand axe (UA)	0.0225	0.0230	0.0306	0.047	0.0393
Inclinaison (°)	81.0 ± 2.2	88.4 ± 2.2	78 – 90	86.5 – 90	88.5 ^{+1.5} _{−2.2}
Type spectral de l'étoile	G	K	F	K	K
T _{eff} de l'étoile (K)	5 900	4 800	6 411	5 070	5 250
[Fe/H]	0	0 ^{+0.1} _{−0.3}	0.43 ± 0.18	0.12 ± 0.28	0
Masse de l'étoile (M _☉)	1.04 ± 0.05 ^b	0.79 ± 0.06 ^b	1.35 ± 0.06	0.82 ^{+0.15} _{−0.02}	0.88 ± 0.07
Rayon de l'étoile (R _☉)	1.10 ± 0.10 ^b	0.78 ± 0.06 ^b	1.43 ± 0.10	0.85 ^{+0.10} _{−0.03}	0.85 ^{+0.10} _{−0.05}
Masse de la planète (M _{Jup})	1.45 ± 0.3	1.08 ± 0.28	1.19 ± 0.13	0.53 ± 0.11	0.75 ± 0.07
Rayon de la planète (R _{Jup})	1.23 ± 0.16	1.09 ± 0.10	1.13 ± 0.08	1.00 ^{+0.13} _{−0.06}	1.08 ^{+0.18} _{−0.04}
Densité de la planète (g cm ^{−3})	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.4	1.02 ± 0.33	0.61 ^{+0.39} _{−0.26}	
Références	1	2	3; 4	5	6

TAB. 1.2: Paramètres pour les autres planètes à transit.

^a Fixé par les auteurs

^b Adopté par les auteurs

[1] Torres *et al.* (2004) ; [2] Konacki *et al.* (2004) ; [3] Moutou *et al.* (2004) ; [4] Bouchy *et al.* (2004) ; [5] Pont *et al.* (2004) ; [6] Alonso *et al.* (2004)

Chapitre 2

Aller plus loin dans les contraintes observationnelles

Sommaire

2.1	Spectroscopie des transits : l’atmosphère de HD209458b . .	21
2.1.1	Le sodium	21
2.1.2	L’hydrogène : un indice de l’évaporation de la planète	22
2.1.3	L’oxygène et le carbone : une confirmation de l’évaporation de la planète	25
2.1.4	Contraintes sur l’échappement atmosphérique	25
2.2	Les autres méthodes	27
2.2.1	L’activité chromosphérique induite par la présence de la planète	27
2.2.2	L’émission radio	29
2.2.3	L’effet de microlentille gravitationnelle	31

2.1 La spectroscopie des transits : contraindre l’atmosphère de HD209458b

2.1.1 Le sodium

Charbonneau *et al.* (2002) ont conduit des observations spectroscopiques de l’étoile HD209458 avec l’instrument STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph* du *HST*). En s’appuyant sur les prédictions de Seager & Sasselov (2000) et Brown (2001) d’une forte signature spectrale à 589.3 nm due à une absorption du sodium dans l’atmosphère de la planète.

Ils ont observé quatre transits de la planète (25 avril, 28–29 avril, 5–6 mai, et 12–13 mai 2000) répartis en 684 spectres de l’étoile. La région 581.3–638.2 nm a été couverte avec une résolution moyenne de $R = 5540$. Les différences entre la bande spectrale contenant le doublet du sodium et les bandes adjacentes ont été calculées *en* et *hors*-transit. Une diminution sensible du flux de l’étoile

lors du passage de la planète dans la ligne de visée a été observée. La figure 2.1 illustre leurs résultats. Ils ont interprété ce phénomène comme une absorption due à l'atmosphère de la planète.

Cependant, l'absorption par le sodium déduite des observations est significativement moins importante que celle prévue par les modèles (Hubbard *et al.*, 2001; Brown, 2001), par un facteur trois. Les auteurs de ces mesures ont proposé plusieurs possibilités pour expliquer cette sous-abondance :

- la condensation du sodium, en particulier sous forme de Na_2S réduirait l'abondance atmosphérique du sodium atomique. Cependant selon leur modèle une très grande fraction (99%) du sodium devrait être condensée pour expliquer à elle-seule une absorption aussi faible ;
- l'ionisation du sodium par le fort flux stellaire incident sur l'atmosphère de la planète. C'est un effet du second ordre qui ne peut expliquer à lui seul la faible absorption, comme le confirme Fortney *et al.* (2003) ;
- la formation de nuages dans l'atmosphère peut réduire l'absorption due au sodium. Dans leur modèle, Charbonneau *et al.* (2002) introduisent des nuages pour reproduire cet effet. Ils ont besoin pour cela que la couche nuageuse s'étende très haut dans l'atmosphère (0.4 mbar). Cette possibilité reste difficile à contraindre au vu des progrès à réaliser sur la modélisation des brumes photochimiques ;
- une sous-abondance du sodium dans l'étoile HD209458. En effet, les modèles actuels de formation des planètes géantes prédisent une métallicité de la planète égale ou supérieure à celle de son étoile-parente. Cette explication n'est pourtant pas convaincante car il apparaît que les étoiles-parentes des planètes proches ont généralement une métallicité élevée (Gonzalez, 1997, 2000), bien que le lien entre la métallicité de l'étoile et la présence d'une exoplanète ne soit pas bien clair.

Barman *et al.* (2002) ont présenté une autre explication. Ils ont étudié l'écart à l'ETL de la population des niveaux de l'atome de sodium dans la haute atmosphère. Ils en concluent que le sodium pourrait être loin de l'ETL dans la région du limbe optique et que cet effet réduit l'absorption du sodium mesurée pendant un transit. L'amplitude de cet effet est toutefois difficile à évaluer à cause du manque de données précises sur le taux de désactivation collisionnel avec l'hydrogène et l'hélium.

2.1.2 L'hydrogène : un indice de l'évaporation de la planète

Vidal-Madjar *et al.* (2003) ont observé trois transits de HD209458b en 2001 (7–8 septembre, 14–15 septembre et 20 octobre) avec l'instrument STIS du *HST*. L'hydrogène, très abondant dans l'atmosphère planétaire se prête aisément à la recherche de signature spectrale et en particulier la forte raie stellaire de résonance Lyman α dans l'ultra-violet, à 1 215.67 Å.

Ils ont mesuré une diminution du flux de 15% dans la longueur d'onde correspondant à la raie Lyman α lors des transits.

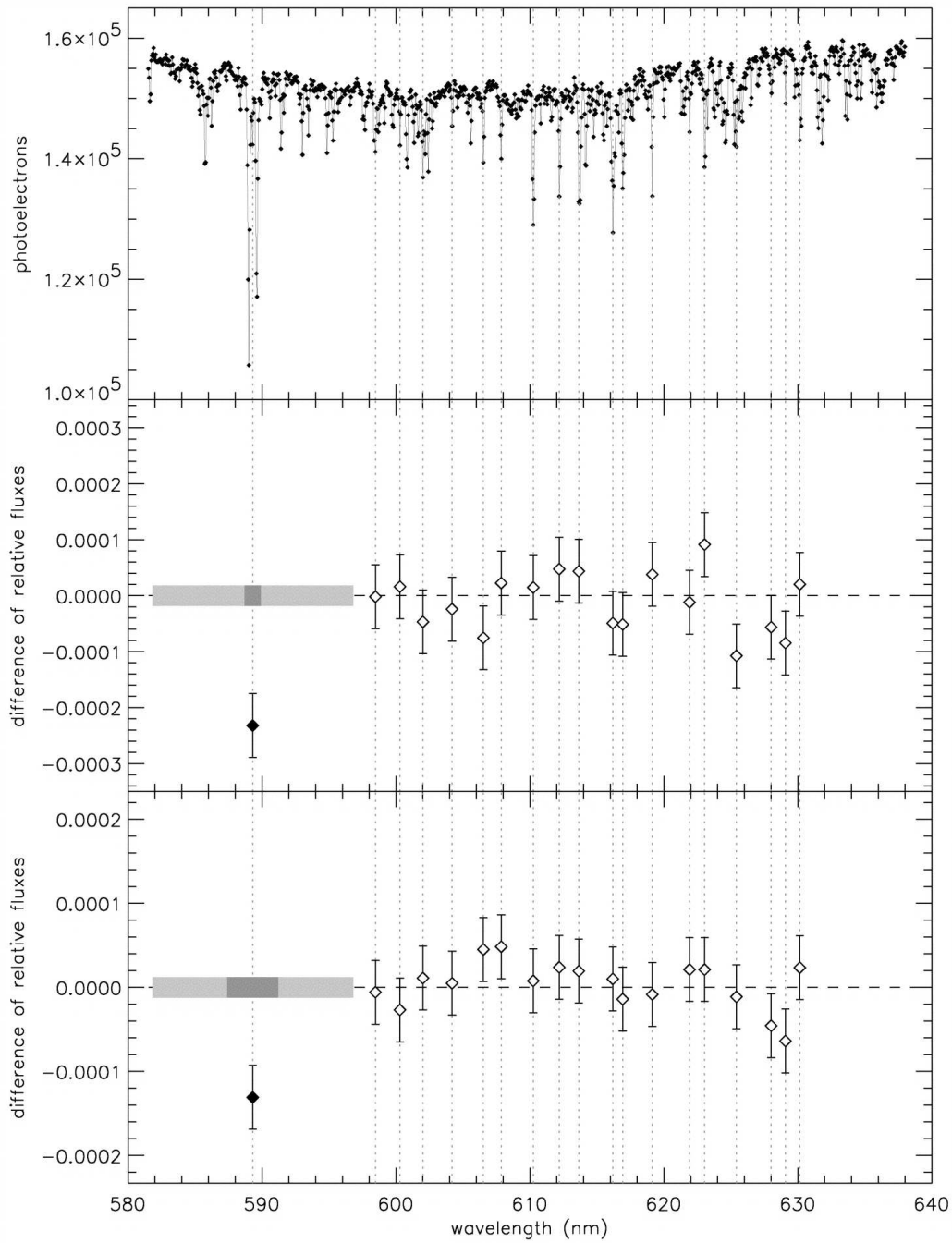


FIG. 2.1: Résultats de Charbonneau et al. (2002). En haut, un spectre typique de HD209458b sur toute la gamme spectrale enregistrée. 18 fortes signatures ont été choisies en plus du doublet du sodium. Elles sont indiquées en traits pointillés et par des diamants ouverts. Deux types de bandes ont été choisies pour moyenner les spectres dans le doublet du sodium : étroite (au milieu) et moyenne (en bas) pour la figure. Dans les deux cas les diamants pleins montrent une différence pour la bande centrée sur le sodium alors que les diamants ouverts sont uniformément répartis autour de la valeur moyenne 0.

HD209458 étant une étoile comparable au Soleil (G0V), la variation de son flux dans la raie Lyman α peut être évaluée. En quelques mois, temps séparant les différentes observations de Vidal-Madjar *et al.* (2003), ce même flux aurait varié au maximum de 4%.

Les auteurs excluent aussi l'éventualité d'un *hot spot* brillant. En effet, les caractéristiques d'un tel *hot spot* (contribution de 15 % à la raie Lyman α et taille 1.5 % de l'étoile) ne correspondent pas avec ce que l'on observe sur le Soleil. De plus, il aurait fallu que ce spot soit parfaitement aligné avec la planète durant le transit, et avec un profil spectral exagérément piqué à la longueur d'onde considérée.

Il s'avère donc que la diminution du flux dans la raie Lyman α est bien due à la planète. Cependant, la valeur de 15 % est bien plus importante que prédite pour une atmosphère occultant 1.5% de l'étoile. La limite du lobe de Roche est à $2.7 R_p$ ou $3.6 R_{Jup}$, ce qui correspondrait à une absorption maximale de 10 %. L'absorption de 15 % correspond elle à une distance de $4.3 R_{Jup}$, nettement au-delà de la limite de Roche.

En effet, en s'appuyant sur les travaux de Chassefière (1996) sur l'atmosphère de Vénus, Schneider *et al.* (1998) ont émis l'idée que la faible distance de la planète à l'étoile devrait induire une forte *évaporation* de son atmosphère et créer une exosphère étendue à la façon d'une queue cométaire. Moutou *et al.* (2001) ont aussi imaginé que la grande extension de cette queue puisse engendrer une absorption du flux stellaire dans les raies des espèces atomiques et ioniques attendues dans la queue (respectivement NaI, HI, HeI et CH⁺, CO⁺, N₂⁺ et H₂O⁺).

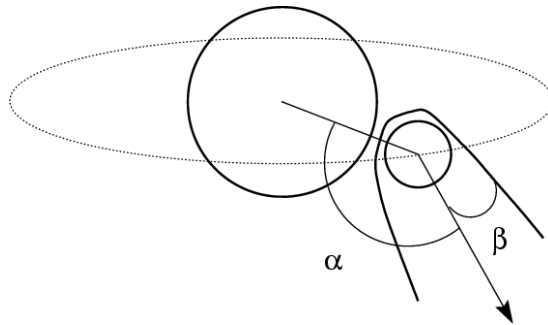


FIG. 2.2: Illustration d'une queue cométaire autour de HD209458b. Le vent stellaire, la vitesse d'échappement des particules et le mouvement tangentiel de la planète sur son orbite définissent les angles α et β . D'après Moutou *et al.* (2001).

Les atomes d'hydrogène peuvent donc s'échapper de l'atmosphère de la planète HD209458b. Vidal-Madjar *et al.* (2003) ont effectué des simulations simplifiées sur l'échappement des atomes. Pour rendre compte de l'absorption observée, il faut que le flux soit au minimum de 10^{10} g.s^{-1} . Cependant, la saturation de la raie pourrait conduire à une même absorption pour un flux d'échappement plus grand de plusieurs ordres de grandeur. Une estimation plus précise nécessite des simulations plus complètes rendues difficiles par la

nature mal connue de ce type d'objets. Cette évaporation pose le problème du temps de vie de la planète que nous aborderons dans la section 4.2.4.

Des recherches similaires ont été conduites pour la raie de Balmer H_α (Winn *et al.*, 2004). Des spectres de HD209458 ont été enregistrés avec le Subaru High Dispersion Spectrograph. Aucun signal exosphérique n'a été détecté. Les auteurs aboutirent à une limite supérieure de ce signal de 0.1 %. Il convient de rappeler la difficulté de telles détections pour les instruments au sol compte tenu des variations instrumentales et telluriques. Une discussion sur la détection des raies qui ne partent pas du niveau fondamental est faite en annexe C.

2.1.3 L'oxygène et le carbone : une confirmation de l'évaporation de la planète

Fort de son succès, la même équipe a réalisé quatre observations de transits de HD209458 (9 octobre, 21 octobre, 5 novembre et 24 novembre 2003) dont les résultats sont publiés dans Vidal-Madjar *et al.* (2004). Le domaine spectral couvert était de 1180 à 1710 Å, à basse résolution (2.5 Å). De nombreuses raies d'émission stellaires sont présentes dans cette gamme spectrale (raies de H, C, O, N, S, Si) et pouvant être recherchées en absorption dans l'exosphère de la planète.

Afin d'estimer l'absorption de ces espèces chimiques, les auteurs ont ajusté des profils de transit aux intensités mesurées pour chaque raie en fonction de la phase orbitale, ajustement dont le paramètre est $\left(\frac{R_{abs}}{R_\star}\right)^2$, où R_{abs} est le rayon de l'objet occultant la lumière et R_\star le rayon de l'étoile. Ce paramètre est donc la profondeur de l'absorption. Seules les raies de H I, O I et C II montrent une absorption significative (voir la figure 2.3). L'absorption dans la raie H I est cohérente avec celle de Ly α de Vidal-Madjar *et al.* (2003).

Le raies O I et C II montrent une absorption dont la source serait une atmosphère étendue autour de HD209458b, confirmant la proposition de Vidal-Madjar *et al.* (2003).

2.1.4 Contraintes sur l'échappement atmosphérique

Suite à ces découvertes, plusieurs travaux ont légitimement eu pour objet cette atmosphère étendue.

Pour rendre compte de la haute atmosphère (thermosphère et exosphère), la température effective de la planète n'est pas la plus significative. Il faut utiliser la température exosphérique pour estimer le taux d'évaporation (ou d'échappement) de l'atmosphère.

Lammer *et al.* (2003) ont estimé la contribution au chauffage de l'atmosphère de la planète dû au rayonnement X et UV extrême provenant de l'étoile, et au refroidissement de la conduction thermique dans la thermosphère. Ils trouvent un taux d'échappement d'environ 10^{12} g s^{-1} .

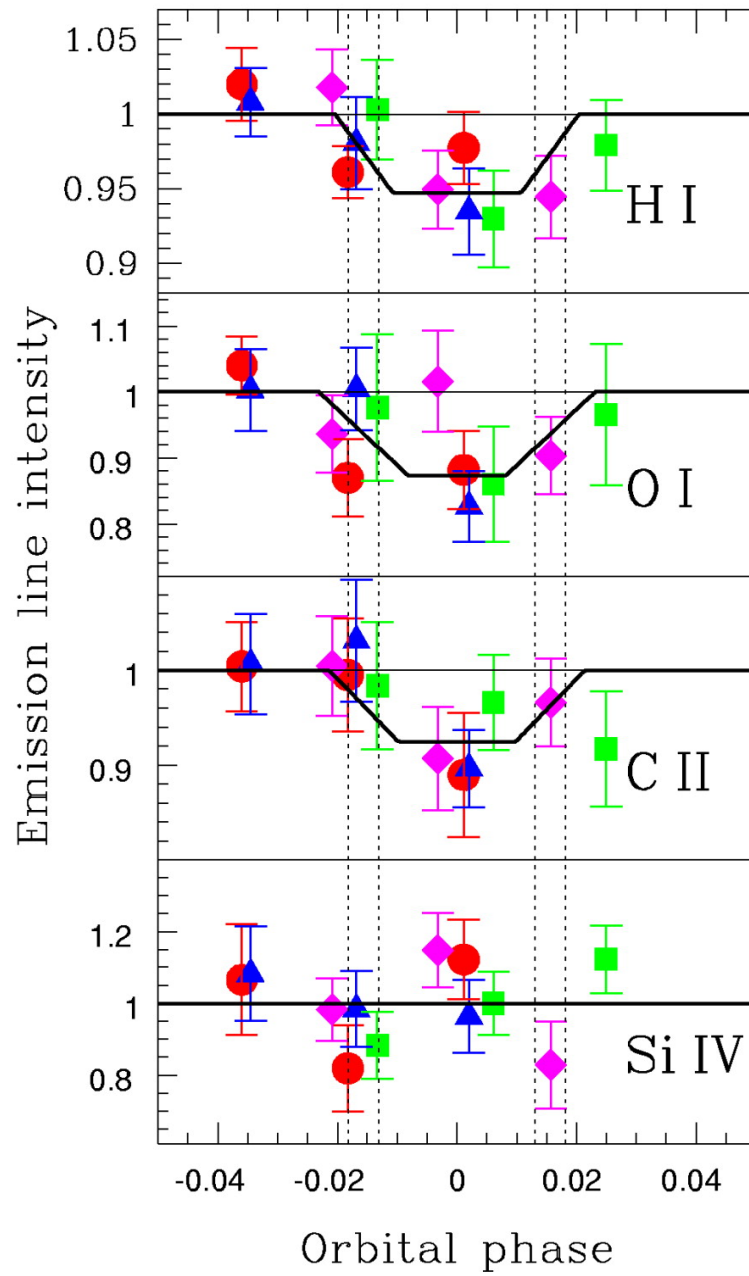


FIG. 2.3: Résultats de Vidal-Madjar et al. (2004). Intensité des raies de H I, O I, C II et Si IV en fonction de la phase orbitale. Les différents symboles et couleurs correspondent aux différents transits. Les lignes verticales illustrent la position des quatre contacts lors du transit du disque planétaire. La ligne épaisse montre le meilleur ajustement aux données. Une absorption est détectée pour H I, O I, et C II lors du transit, mais pas pour les autres raies (i.e., Si IV).

Lecavelier des Etangs *et al.* (2004) estiment la température des couches supérieures de l’atmosphère en égalisant les taux de chauffage et de refroidissement. Le chauffage est dû aux UV extrêmes et aux photons Ly α stellaires. Le refroidissement est dû à la conduction de la chaleur vers les couches les plus froides de l’atmosphère, à l’excitation collisionnelle des niveaux électroniques de HI, à l’ionisation collisionnelle (la photo-ionisation y est négligeable) et au refroidissement par la perte d’énergie cinétique des atomes et molécules qui s’échappent.

Les auteurs trouvent des températures thermosphériques de 7 900 K à 11 100 K selon la densité d’hydrogène considérée. Il s’ensuit un taux d’échappement pour les atomes d’hydrogène de 5.2×10^{11} à 5.7×10^{10} g s $^{-1}$ respectivement.

Dans les deux cas, les résultats sont en très bon accord avec la limite inférieure de 10^{10} g s $^{-1}$ déterminée par les observations de Vidal-Madjar *et al.* (2003).

2.2 Les autres méthodes

2.2.1 Recherche de l’activité chromosphérique induite par la présence de la planète

Cuntz *et al.* (2000) ont estimé les effets qu’aurait une Pégaside sur l’activité de l’étoile. Ces effets sont de deux types : dû à l’interaction gravitationnelle ou dû à l’interaction magnétique.

Interaction gravitationnelle

Les effets de marée induits par la planète sur l’étoile affecteraient à la fois les zones convectives et les couches atmosphériques externes de l’étoile. Si $P_{orb} \neq P_{rot}$, ce qui n’est en général pas le cas des Jupiters chauds (voir section 4.3), les effets de marée accroissent considérablement le chauffage et le niveau de l’activité stellaire.

Un autre effet serait d’amplifier les ondes et les champs de vitesses. L’intensification des chocs augmenterait ainsi la dissipation d’énergie dans la chromosphère, la région de transition et la couronne, ce qui amplifierait l’émission UV.

D’autres effets qui n’ont pas été modélisés jusqu’à présent sont aussi possibles.

La perturbation gravitationnelle peut être estimée par (Cuntz *et al.*, 2000) :

$$\frac{\Delta g_{\star}}{g_{\star}} \propto (M_p/M_{\star}) d^{-3} \quad (2.1)$$

où M_{\star} est la masse de l’étoile, M_p celle de la planète, R_{\star} le rayon de l’étoile et d la distance entre l’étoile et la planète. Cet effet décroît donc fortement avec la distance planète–étoile ($\frac{\Delta g_{\star}}{g_{\star}} \propto 1/d^3$).

Interaction magnétique

Cette interaction a lieu entre les régions actives de l'étoile et la magnétosphère de la planète. Si l'on extrapole le cas de Jupiter, on s'attend à une magnétosphère autour des Jupiters chauds importante par ses dimensions et son activité. Toutefois, le champ magnétique risque d'y être significativement plus faible que pour Jupiter puisque les Pégasides sont en rotation synchrone.

Il est fort probable que les effets soient les plus importants pour le chauffage de la couronne et la région de transition puisqu'elles sont les plus proches de la zone où interagissent planète et étoile. Sans connaissance précise de la magnétosphère planétaire, il est difficile d'estimer précisément l'interaction magnétique, nous ferons donc un calcul d'ordre de grandeur.

Au premier ordre, le flux d'énergie dû à l'interaction magnétique peut être estimé par (Cuntz *et al.*, 2000) :

$$F_{int} \propto B_{\star}^{4/3} (B_p/B_{\star})^{1/3} d^{-2} \quad . \quad (2.2)$$

Cette fois-ci la dépendance est en $1/d^2$. Mais dans les deux cas (gravitationnel ou magnétique), la forte décroissance de l'effet avec la distance de la planète privilégie les Jupiters chauds pour les recherches de tels effets.

Nous pouvons différencier les deux effets puisque les effets de marées ont une période de $\frac{P_{orb}}{2}$ alors que celle de l'interaction magnétique est P_{orb} .

Observations

La température dans la chromosphère stellaire peut atteindre 20 000K sur plusieurs échelles de hauteur. Le gradient de température est donc moins fort que dans la région de transition et dans la couronne. Cela est dû à la forte opacité des raies de résonance telles que H I, Ca II, Mg II et le continu Lyman qui rayonne et refroidit la haute chromosphère.

Le triplet du Calcium II dans l'infrarouge semble donc un bon traceur de l'activité chromosphérique de l'étoile. Saar & Cuntz (2001) ont recherché une périodicité de l'émission de ce triplet dans la chromosphère de plusieurs étoiles qui pourrait être imputable à une interaction planète-étoile. Ils ont utilisé des spectres échelle du programme de recherche d'exoplanètes de Lick. Leur résolution était de $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 50\,000$ et leur rapport signal sur bruit d'environ 200.

Aucun signal n'a été détecté avec une périodicité caractéristique ($\frac{P_{orb}}{2}$ ou P_{orb}) avec une limite supérieure de 3 – 10 %.

Récemment, Shkolnik *et al.* (2003) ont effectué des observations dans les raies de résonance dans le visible du calcium II H et K à 3900 et 3968 Å. Leur résolution était élevée ($R = 110\,000$), de même que leur rapport signal sur bruit ($S/N \sim 500 \text{ pixel}^{-1}$ dans le continu et 150 dans les coeurs H et K) avec le télescope Canada-France-Hawaii.

Les auteurs ont détecté une émission synchrone avec l'orbite à courte période de la planète HD179949. L'augmentation coïncide avec le point subplanétaire et est dépendante de la phase. Cette activité est cohérente avec une activité induite par une interaction magnétique. Cependant, il est nécessaire de confirmer cette conclusion par des observations supplémentaires.

2.2.2 L'émission radio

Par analogie avec les planètes géantes de notre système solaire, il a été proposé que les planètes géantes extrasolaires magnétisées pourraient être d'intenses sources d'émission radio, en particulier générées par des instabilités de type maser électron-cyclotron (Farrell *et al.*, 1999; Zarka *et al.*, 2001).

Ces auteurs ont exprimé la puissance radio moyenne émise P_{rad} avec la relation :

$$P_{\text{rad}} \sim 4 \times 10^{11} \text{ W} \left(\frac{\omega}{10 \text{ hr}} \right)^{0.79} \left(\frac{M}{M_J} \right)^{1.33} \left(\frac{d}{5 \text{ AU}} \right)^{-1.6}. \quad (2.3)$$

en normalisant toutes les quantités par les valeurs prises pour Jupiter. P_{sw} est la puissance du flux solaire incident, d est la distance étoile-planète, ω est la vitesse de rotation de la planète et M sa masse. L'équation (2.3) est en quelque sorte la *loi de Bode radiométrique*, illustrée sur la Figure 2.4.

Plusieurs remarques sur cette loi méritent d'être faites (Lazio *et al.*, 2004)

- elle s'appuie sur des mesures *in situ* des planètes géantes et des mesures de l'émission radio de la Terre. Farrell *et al.* (1999) ont considéré deux formes de loi de Bode radiométrique, une incluant seulement Jupiter et Saturne et l'autre incluant les cinq planètes magnétiques. L'équation (2.3) prend en compte toutes les planètes magnétiques du système solaire alors que l'autre cas aboutit à deux ordres de grandeur plus bas ;
- il faut noter la grande importance de la distance planète-étoile ;
- l'équation (2.3) estime l'émission dans un angle solide de 4π . Pour le flux de densité, la quantité pertinente est P/Ω . Un plus petit angle solide réduit la puissance radio moyenne calculée par l'équation (2.3) par un facteur $\Omega/4\pi$;
- enfin, nous avons implicitement supposé que le taux de perte de masse de l'étoile était similaire à celui du Soleil. Des étoiles avec un taux plus grand (resp. plus petit) que le Soleil vont avoir des densités plus (resp. moins) importantes qui conduiront à des émissions radio planétaires plus (resp. moins) élevées.

On suppose que l'émission est maximale à la fréquence cyclotron au pôle du dipôle magnétique représenté par la planète. On peut alors relier cette fréquence au moment dipolaire ($\mu \sim \omega M^2$) :

$$\nu_c \sim 5.60 \text{ MHz} \left(\frac{\omega}{\omega_J} \right) \left(\frac{M}{M_{Jup}} \right)^{5/3} \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_{Jup}} \right), \quad (2.4)$$

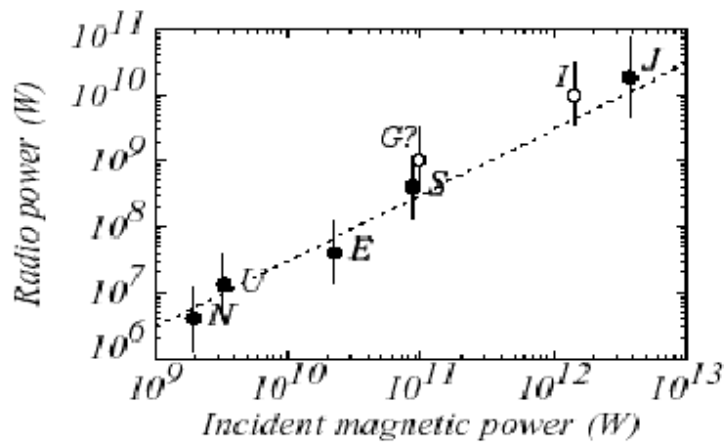


FIG. 2.4: Illustration de la loi de Bode magnétique. La Terre, les planètes géantes du système solaire ayant servi à généraliser la loi figurent par leurs initiales, ainsi que Io et Ganymède. D'après Zarka et al. (2001).

où \mathcal{M} et \mathcal{M}_{Jup} sont les moments magnétiques de la planète et de Jupiter respectivement. Pour être détectable, ν_c doit être supérieure à la fréquence de coupure de l'ionosphère terrestre (3–10 MHz).

En faisant l'hypothèse que l'émission radio est à symétrie sphérique (donc émise dans 4π sr), le flux reçu au niveau de la Terre est (Farrell *et al.*, 1999) :

$$S = \frac{P}{4\pi\Delta\nu D^2} \quad \text{W}/(\text{m}^2\text{Hz}) \quad , \quad (2.5)$$

où D est la distance du système planétaire considéré (principalement la distance soleil-étoile) et $\Delta\nu$ la largeur de la bande. On suppose que la largeur naturelle est la moitié de la fréquence radio ν_c , ce qui est à peu de choses près vérifié avec les planètes du système solaire.

Une limite à cette estimation est que les sources cyclotron du système solaire ont tendance à être de forme conique, avec une ouverture de 5° à 60° . Si le faisceau devient plus étroit, le flux reçu augmente mais la probabilité de détection diminue.

En 1999 et 2002, Farrell *et al.* (2003) ont observé avec le *Very Large Array* la région proche de la planète extrasolaire τ Boo. En utilisant les équations précédentes on peut estimer que l'émission radio de cette planète reçue depuis la Terre serait d'environ 50 mJy. Leurs observations ont placé une limite supérieure à 120 mJy. Les possibilités actuelles ne sont pas encore suffisantes, mais cela montre que la prochaine génération d'instruments pourra effectuer de telles recherches.

2.2.3 L'effet de microlentille gravitationnelle

Principe de la méthode

Un événement microlentille (terme introduit par Paczynski, 1986a) se produit lorsqu'un objet compact au premier plan (comme une étoile) se déplace entre un observateur et un objet lumineux de l'arrière plan (une autre étoile par exemple). Le champ gravitationnel généré par la lentille du premier plan altère le chemin optique de la lumière provenant de la source à l'arrière plan. La déviation est d'autant plus forte que les rayons lumineux passent près de la lentille.

Du point de vue de l'observateur, cela se traduit par la formation de deux images déformées de chaque côté de la lentille. Pour une lentille de la masse d'une étoile, la séparation entre les deux images est trop faible pour être résolue. L'effet microlentille est alors observable par l'augmentation de la luminosité des images combinées. Cette variation de la luminosité est dépendante du temps de façon prévisible.

L'effet lentille gravitationnelle a été prédit par Einstein (1936) et proposé comme méthode pour détecter la matière noire par Paczynski (1986b). L'utilisation de cette méthode pour la recherche de planètes extrasolaires fut suggérée par Mao & Paczynski (1991).

Une planète orbitant autour d'une étoile et jouant le rôle d'une microlentille créera une déformation de la forme de la courbe de lumière attendue de la même étoile sans compagnon. Une représentation de cette *anomalie* sur la courbe de lumière est représentée sur la Figure 2.6.

Formalisme

La plupart des équations décrivant l'effet de microlentille sont données par Sackett (1997), Wambsganss (1997) et reprises par Perryman (2000).

Les événements sont caractérisés en terme de rayon d'Einstein :

$$\begin{aligned} R_E &= \left[\frac{4GM_L (D_S - D_L) D_L}{c^2 D_S} \right]^{1/2} \\ &= 8.1 \left(\frac{M_L}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_S}{8 \text{ kpc}} \right)^{1/2} [(1-d)d]^{1/2} \text{ AU} \end{aligned} \quad (2.6)$$

où M_L est la masse de l'objet représentant la lentille, D_L et D_S sont les distances à la lentille et à la source (comme le montre la Figure 2.5), avec $d = D_L/D_S$.

La paramétrisation en masse et distance donne le rayon de l'anneau d'Einstein dans le plan de la lentille. L'angle d'Einstein (θ_E) s'exprime en termes de coordonnées angulaires :

$$\theta_E = R_E/D_L = 1.0 \left(\frac{M_L}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_L}{8 \text{ kpc}} \right)^{-1/2} (1-d)^{1/2} \text{ mas} \quad (2.7)$$

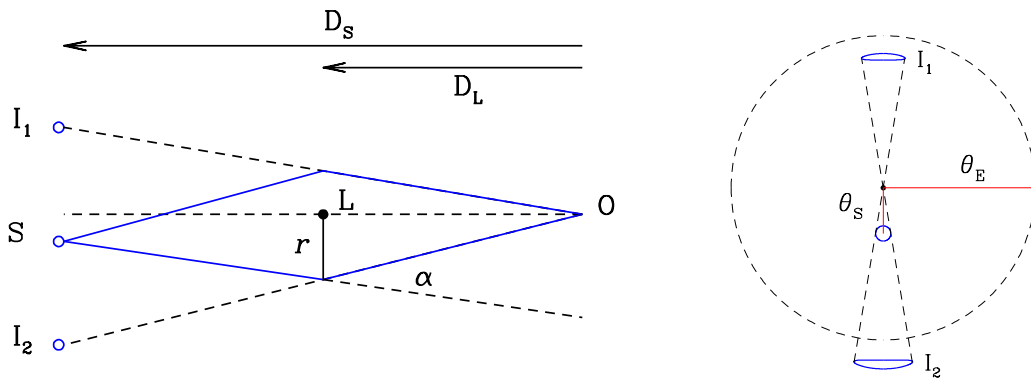


FIG. 2.5: Géométrie d'un événement de microlentille gravitationnelle, d'après Sackett (1999). A gauche : une lentille compacte (L) située à une distance D_L proche de la ligne de visée d'une source de l'arrière plan (S) à une distance D_S va dévier les rayons provenant de S et crée deux images de chaque côté de la ligne de visée (I_1 et I_2). A droite : la position angulaire de la source est notée θ_S .

L'amplification de la luminosité en fonction du temps s'écrit :

$$A(t) = \frac{u^2(t) + 2}{u(t) \sqrt{u^2(t) + 4}} \quad , \quad (2.8)$$

où $u(t)$ est la distance projetée entre la lentille et la source en unité de rayon d'Einstein. Ainsi, on peut aussi l'exprimer comme la séparation angulaire de la source et de la lentille (θ_S) normalisée par l'angle d'Einstein θ_E :

$$u = \frac{\theta_S}{\theta_E} \quad . \quad (2.9)$$

Si la source se déplace par rapport à la ligne de visée observateur–lentille avec une vitesse (projetée) v_{\perp} , la séparation angulaire source–lentille u sera donnée en fonction du temps par :

$$u(t) = \sqrt{\frac{(t - t_0)^2}{t_E^2} + u_{min}^2} \quad (2.10)$$

où u_{min} et A_{max} sont respectivement le paramètre d'impact et l'amplification normalisés au temps t_0 et t_E est le temps de passage à travers l'anneau d'Einstein $t_E = R_E/v_{\perp}$.

En substituant l'équation (2.10) dans l'équation (2.8), on obtient la forme de la courbe de lumière bien connue représentée sur la Figure 2.6.

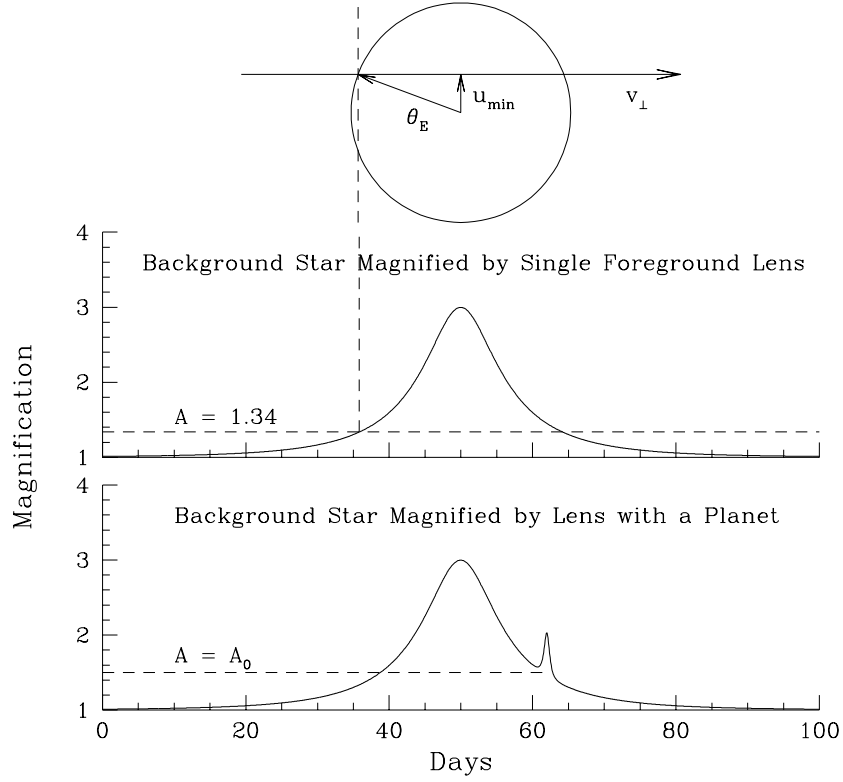


FIG. 2.6: Courbe de lumière idéale lors d'un événement microlentille, ainsi que l'anomalie engendrée par la présence d'une planète autour de la source.

Lorsque $u = 1$, la séparation angulaire entre la lentille et la source est telle que $\theta_S = \theta_E$ et l'amplification est $A = 1.34$. La durée des événements de microlentille est donné par $\hat{t} = 2t_E$. Pour une vitesse transverse typique donnée par $v = 200 \times v_{200} \text{ km s}^{-1}$, le temps caractéristique s'écrit :

$$t_E = 69.9 \left(\frac{M_L}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_S}{8 \text{ kpc}} \right)^{1/2} [(1-d)d]^{1/2} v_{200}^{-1} \text{ jours} \quad . \quad (2.11)$$

Pour des événements détectés dans la direction du bulbe galactique, \hat{t} est de l'ordre de 40 jours.

Cas d'un système planétaire

Le rapport des masses M_p/M_\star est donné par les carrés des rayons d'Einstein et donc observationnellement par le rapport t_p^2/t_{tot}^2 où t_p est la durée de l'événement planétaire et t_{tot} la durée totale de l'événement.

La morphologie d'une courbe de lumière lorsque la source est multiple peut être complexe (voir la figure 2.6). De plus, des hypothèses doivent être choisies en ce qui concerne la lentille. Il en résulte que les masses et rayons

peuvent être déterminés avec un facteur 3 à 5 d'incertitude (Sackett, 1997). La découverte d'un événement microlentille imputable à un système planétaire doit donc faire l'objet d'un suivi photométrique afin de confirmer le type d'événement et d'en préciser les paramètres.

Pour l'instant un seul événement de microlentille gravitationnelle par une source multiple a été annoncé par les équipes OGLE et MOA (voir le paragraphe 2.2.3. La nature de la source est encore sujette à caution mais elle pourrait être due à un système planétaire (Bond *et al.*, 2004).

Conditions nécessaires

Un alignement précis est nécessaire pour obtenir un flux détectable. La chance d'avoir une augmentation de luminosité importante est très faible, $\sim 10^{-10}$ pour des étoiles du fond dans le bulbe galactique proche des nuages de Magellan ou de M31 (voir par exemple Paczynski, 1986b). Il est possible de distinguer les événements microlentilles de la variabilité des sources par le caractère achromatique du phénomène.

Les inconvénients de cette technique pour la détection de planètes sont que les systèmes spécifiques ne peuvent pas être étudiés et que quand un événement se produit une fois, il est fort peu probable qu'un événement ayant exactement les mêmes caractéristiques se reproduise pour le même système.

Les avantages de cette méthode sont sa grande sensibilité, même pour des objets de faible masse et son efficacité même pour des systèmes très éloignés (de l'ordre du kpc). Cet outil peut donc être intéressant pour la statistique des systèmes planétaires éloignés.

Les programmes

EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) est une collaboration française pour contraindre la matière sombre du halo de la Voie Lactée par effet de microlentille gravitationnelle en direction du LMC (*Large Magellanic Cloud*), du SMC (*Small Magellanic Cloud*), du centre galactique et des bras spiraux (voir par exemple Afonso *et al.*, 2003). Ils utilisent le télescope MARLY de 1 m situé à La Silla (Chili).

MACHO (*MAssive Compact Halo Objects*), commencé en juin 1992, les observations ont été menées en direction du LMC, du SMC, du bulbe galactique et de la Voie Lactée avec le télescope de 1.27 m au *Mt. Stromlo Observatory* (voir Alcock *et al.*, 2001 pour plus de détails).

OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*, voir le paragraphe 1.3.3) le but initial de ce programme était la détection d'événements microlentilles en utilisant le suivi photométrique de millions d'étoiles. Il a une dizaine d'années (Udalski *et al.*, 1992). L'équipe est polonaise et travaille sur un télescope de 1.3 m au Chili.

MOA (*Microensing Observations in Astrophysics*) est une collaboration entre le Japon et la Nouvelle Zélande. Elle mène des observations sur la matière noire, les planètes extrasolaires et les atmosphères stellaires par la technique de microlentille gravitationnelle au Mt John Observatory en Nouvelle Zélande avec un télescope de 0.6 m (voir Muraki *et al.*, 1999 et Bond *et al.*, 2002 pour de plus amples informations).

MPS (*Microensing Planet Search*) observe des événements microlentilles en train de se dérouler avec un télescope de 1.9 m au *Mount Stromlo Observatory* en Australie et le télescope de 1.5 m au *Boyden Observatory* en Afrique du Sud.

MPS étudie les alertes d'EROS, MACHO et OGLE (Rhie *et al.*, 2000).

PLANET (*Probing Anomalies NETWORK*) exécute le suivi photométrique de manière intensive et avec une grande sensibilité (~ 5 fois plus grande que celle de MACHO) des alertes que font OGLE et MOA. Un réseau de télescopes distribués longitudinalement autour de l'hémisphère est utilisé pour un suivi continu (Dominik *et al.*, 2002).

GEST (*Galactic Exoplanet Survey Telescope*) ce projet de télescope spatial (1.5 m) va consacrer 8 mois sur ses 3 ans de durée de vie à observer la région dense en étoiles du Centre Galactique dans le but de détecter des planètes extrasolaires par la méthode des microlentilles. Plus de 100 millions d'étoiles seront suivies en continu (voir Bennett *et al.*, 2003 pour une revue détaillée du projet).

Chapitre 3

Les théories de formation des planètes géantes extrasolaires

Sommaire

3.1	Structure interne des planètes géantes du système solaire .	38
3.1.1	Propriétés des planètes géantes	38
3.1.2	Equations de la structure interne	40
3.1.3	L'intérieur des planètes géantes	42
3.2	Les théories de formation des planètes géantes	44
3.2.1	Les contraintes	44
3.2.2	La formation directe : par instabilité du disque	44
3.2.3	La formation par étape : accréation du gaz autour d'un coeur solide	45
3.3	Adaptation pour les autres systèmes planétaires	46
3.3.1	La migration	46
3.3.2	Les "Jumping Jupiters"	47
3.3.3	La formation in situ	47

Bien avant la découverte des premiers systèmes planétaires extrasolaires, un scénario théorique de formation du système solaire était largement accepté pour tenir compte des observations. Ce scénario est maintenant discuté à la lumière des nouvelles planètes. Les planètes découvertes jusqu'alors peuvent être classées en trois types :

- les planètes analogues à Jupiter en terme de masse, de distance à son étoile et de faible excentricité ;
- les planètes à excentricité élevée ;
- les planètes proches de leur étoile : les Jupiters chauds, à orbite circulaire.

Les planètes appartenant à la première catégorie peuvent être formées suivant le même mécanisme que les planètes géantes du système solaire. Cependant, les autres types d'orbites sont plus difficilement explicables par ce processus.

Notre idée de la formation des planètes géantes du système solaire est principalement basée sur les contraintes imposées par les études de la structure

interne et la composition de ces planètes. Nous allons résumer les principales données sur l'intérieur des planètes géantes qui ont amené aux scénarii de formation puis les discuter en relation avec l'existence des Jupiters chauds.

3.1 Structure interne des planètes géantes du système solaire

Les modèles de structure interne des planètes géantes sont calculés à partir des équations d'équilibre hydrostatique, d'équilibre radiatif-convectif et d'équations d'état. Ils utilisent les mesures du champ gravitationnel, du flux de chaleur interne, de la composition chimique de l'enveloppe externe et du profil de température.

3.1.1 Propriétés des planètes géantes

Caractéristiques globales

La masse des planètes géantes du système solaire est déterminée par l'observation du mouvement de leurs satellites. Nous pouvons déduire de leur masse et de leur rayon leur faible densité. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1.

Les modèles de structure interne des planètes géantes ainsi que leurs profils de densité sont fortement contraints par les moments gravitationnels mesurés lors des survols effectués par les sondes.

Champ magnétique

Les mesures des sondes *Voyager* ont montré l'existence de champs magnétiques pour les quatre planètes géantes. Cependant leur structure est assez différente d'une planète à l'autre. Le champ de Jupiter et Saturne est essentiellement dipolaire, avec un axe proche de l'axe de rotation. Ceux d'Uranus et de Neptune ont une nature plus complexe.

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'intensité des champs magnétiques, la valeur de leurs moments dipolaires est précisée dans le tableau 3.1.

Composition atmosphérique

Les planètes géantes sont composées principalement d'hydrogène et d'hélium. Ces éléments légers étaient présents dans la nébuleuse protosolaire. Du fait de la masse importante des planètes géantes, ils ne s'échappent pas de leur atmosphère (contrairement aux planètes telluriques). Leur composition atmosphérique est assez similaire à celle du Soleil. Cependant, il existe un enrichissement en certains éléments plus lourds tels que l'azote, le carbone et l'oxygène. Les abondances des éléments plus lourds piégés en profondeur

dans ces atmosphères sont difficiles à mesurer (par exemple Si, Ca, Mg, Fe, ...).

Bilan d'énergie

Jupiter, Saturne et Neptune émettent notablement plus d'énergie qu'elles n'en reçoivent du Soleil (Pearl & Conrath, 1991) et possèdent donc une source d'énergie interne. Dans le cas d'Uranus, ce flux intrinsèque, s'il existe, est beaucoup plus faible que pour les trois autres planètes. Cette énergie provient de l'énergie gravitationnelle accumulée lors de leur formation.

Cela a deux principales conséquences :

- Les températures internes peuvent atteindre plusieurs dizaines de milliers de degrés. Cela implique qu'elles sont *fluides*.
- Elles sont essentiellement *convectives*. Leurs profils thermiques sont donc pratiquement adiabatiques, y compris dans le cas d'Uranus malgré son faible flux d'énergie interne (elle possède un intense champ magnétique, signe d'une activité convective interne). Ceci a été confirmé par les mesures de leurs profils troposphériques effectuées par les sondes *Voyager*.

Planète	M (10^{29} g)	R_{eq} (10^9 cm)	ρ_{approx} (g cm^{-3})	M_{dip}/R_p^3 (Gauss)	F_{int}^a ($\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$)
Jupiter	18.99 ^b	7.15 ^c	1.24	4.27 ^d	5440 ± 430
Saturne	5.68 ^e	6.03 ^f	0.62	0.21 ^g	2010 ± 140
Uranus	0.87 ^h	2.56 ⁱ	1.23	0.23 ^j	42 ⁺⁴⁷ ₋₄₂
Neptune	1.02 ^k	2.48 ⁱ	1.60	0.133 ^l	433 ± 46

TAB. 3.1: Caractéristiques des planètes géantes du système solaire. Figurent dans le tableau la masse, le rayon équatorial, la densité approximative calculée à partir de ces paramètres, le moment dipolaire et le flux interne des planètes.

^a Pearl & Conrath (1991)

^b Campbell & Synnott (1985)

^c Lindal *et al.* (1981)

^d Connerney *et al.* (1982)

^e Campbell & Anderson (1989)

^f Lindal *et al.* (1987)

^g Acuna *et al.* (1983)

^h Anderson *et al.* (1987)

ⁱ Lindal (1992)

^j Ness *et al.* (1986)

^k Tyler *et al.* (1989)

^l Ness *et al.* (1989)

3.1.2 Equations de la structure interne

Equilibre hydrostatique

La modélisation des planètes géantes est relativement facilitée par le fait que ces objets (particulièrement Jupiter et Saturne) ont une composition proche du Soleil. On considère donc généralement qu'elles ressemblent à des étoiles. En effet, la viscosité caractéristique de l'hydrogène et de l'hélium est très faible puisque les conditions sont réunies pour que ces espèces soient sous forme gazeuse ou fluide.

La structure interne de ces planètes est donc régie par l'équilibre hydrostatique (entre pression et gravité) en prenant en considération leur rotation rapide :

$$\nabla P = \rho \nabla (V + Q) \quad , \quad (3.1)$$

où P est la pression, ρ la densité et V et Q sont respectivement les potentiels gravitationnel et centrifuge :

$$V(\mathbf{r}) = G \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 \mathbf{r}' \quad (3.2)$$

$$Q(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \omega^2 r^2 \sin^2 \theta \quad . \quad (3.3)$$

\mathbf{r} est le vecteur rayon depuis le centre de la planète, de coordonnées polaires (r, θ) . Nous pouvons remarquer qu'en l'absence de rotation ($Q = 0$) on retrouve l'équation de l'équilibre hydrostatique $dP/dr = -\rho g$.

Relation température pression : rôle du processus de transport de l'énergie

L'équation donnant la température T en fonction de la pression P est :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} \frac{T}{P} \nabla_T \quad . \quad (3.4)$$

Dans cette équation, le gradient de température $\nabla_T \equiv d \ln T / d \ln P$ dépend du processus par lequel l'énergie interne est transportée.

Il existe trois mécanismes de transport de l'énergie dans les planètes géantes :

- **par conduction** : pour une planète, ce mode n'est en général pas très efficace, sauf très profond (lorsque le milieu est suffisamment ionisé) ;
- **par radiation** : lorsque le milieu est suffisamment transparent au rayonnement (dans les parties les plus externes de l'atmosphère comme la stratosphère). Dans ce cas, dans l'approximation de diffusion, le gradient de température s'écrit :

$$(\nabla_T)_{\text{radiatif}} = - \frac{L}{4\pi R^2} \frac{3\rho P}{16\sigma T^4} \left(\frac{dP}{dR} \right)^{-1} \kappa_R \quad , \quad (3.5)$$

où T est la température, P la pression, L la luminosité, ρ la densité, R le rayon et σ la constante de Stephan-Boltzmann. κ_R est l'opacité moyenne de Rosseland. Elle est calculée en faisant la moyenne harmonique des opacités monochromatiques κ_ν pondérée par la dérivée de la fonction de Planck B_ν :

$$\kappa_R = \left[\frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \right]^{-1} . \quad (3.6)$$

Notons que l'opacité Rosseland est dominée par les faibles valeurs de κ_ν , rendant difficile son estimation (en effet, les constituants mineurs pouvant jouer un rôle important) ;

- **par convection** : dans les régions de forte opacité, ce processus est dominant dans l'intérieur des planètes géantes. Dans ce cas, le gradient de température est donné par :

$$(\nabla_T)_{\text{convectif}} = \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_s , \quad (3.7)$$

appelé *gradient adiabatique* (à entropie spécifique constante), il est directement donné par l'équation d'état du milieu. Il définit le critère de Schwartzschild : dans une zone radiative, il y a une instabilité convective si (voir le paragraphe 6.5.2) :

$$(\nabla_T)_{\text{radiatif}} > (\nabla_T)_{\text{convectif}} . \quad (3.8)$$

Conservation de la masse et de l'énergie

Dans le cas d'une viscosité nulle, l'équation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial M}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho . \quad (3.9)$$

et la conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial L}{\partial r} = -4\pi r^2 \rho T \frac{\partial S}{\partial t} . \quad (3.10)$$

Dans cette dernière équation, L est la luminosité de la planète, t le temps et S l'entropie spécifique par unité de masse.

Condition aux limites

Pour résoudre ces équations, il est nécessaire de préciser des conditions aux limites. La première est triviale : au centre de la planète la masse et la luminosité sont nulles ($M = 0$ et $L = 0$ pour $r = 0$). La deuxième est liée à la connaissance de la pression et de la température à un certain rayon ($P = P_{surf}$ et $T = T_{surf}$ à $r = r_{surf}$). On prend en général les températures observées au niveau 1 bar dans le cas du calcul de la structure statique de la planète. Dans le cas du calcul de son évolution, (voir la section 4.2), on prendra plutôt une relation entre la température, la température effective (reliée à la luminosité) et la gravité.

Equation d'état

Elle permet de rendre le système d'équations différentielles (3.1), (3.4), (3.9) et (3.10) complet en reliant la densité ρ , et l'entropie S en fonction de T et de P , pour une composition chimique donnée.

Le problème des équations d'état actuelles est qu'elles considèrent l'hydrogène et l'hélium comme des constituants purs sans prendre en compte les interactions mutuelles avec leurs dérivés. Ce point est crucial lorsque se pose le problème de la séparation de phase.

3.1.3 L'intérieur des planètes géantes

Les modèles d'intérieur des planètes géantes reposent sur :

- leurs caractéristiques observées récapitulées dans la section 3.1.1 ;
- les données concernant les opacités et les équations d'état des composants de la planète ;
- la résolution des équations de la structure interne (voir section 3.1.2).

La Figure 3.1 illustre les intérieurs des planètes géantes du système solaire tels qu'on les conçoit. On adopte en général pour les quatre planètes géantes une structure en trois couches.

Il convient de remarquer certaines incertitudes concernant :

1. la possibilité d'une séparation de phase entre l'hydrogène et l'hélium.
2. La présence d'une zone radiative dans la région externe de la planète (Guillot *et al.*, 1994). Elle est déterminée par l'abondance des éléments mineurs dont dépend l'opacité mais elle est mal contrainte.
3. La présence et la masse du noyau central. Les moments gravitationnels indiquent que la densité interne doit être importante dans la moitié centrale de la planète. La présence d'un noyau n'est pas l'unique moyen d'arriver à reproduire cet état. En effet, on peut invoquer l'équation d'état (une densité augmentant rapidement avec la pression), une abondance d'hélium importante dans cette partie de la planète ou aussi, une surabondance d'éléments lourds, répartis uniformément ou sous la forme d'un noyau central.

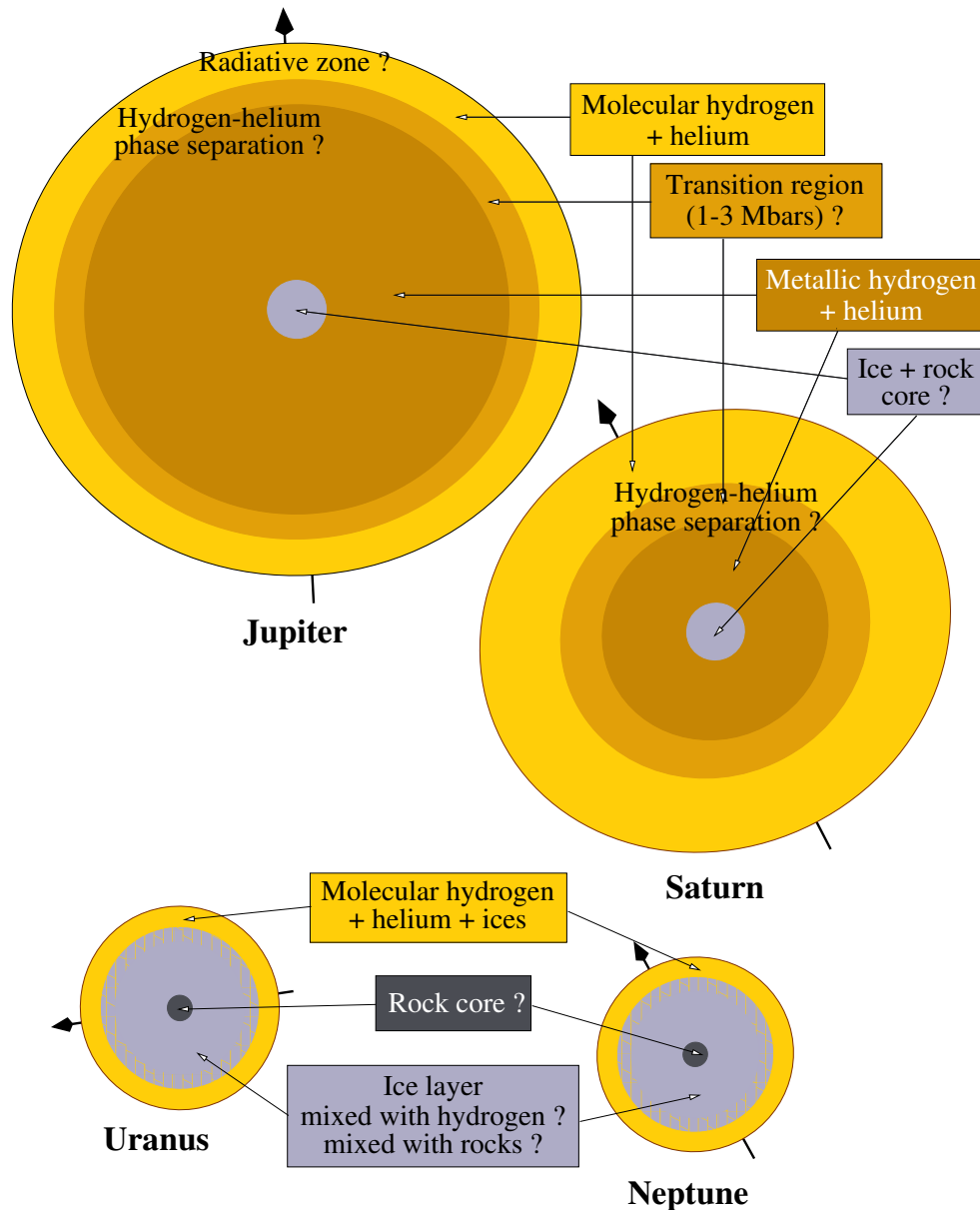


FIG. 3.1: Structure interne des planètes géantes du système solaire selon l'idée généralement admise. La taille et l'aplatissement sont représentés à l'échelle. Dans le cas de Jupiter et Saturne, l'hydrogène, sous sa forme moléculaire (H_2) à basse pression, devrait devenir métallique dans la région 1–3 Mbar. Pour une grande partie de l'intérieur de ces planètes, l'équation d'état est très incertaine. Uranus et Neptune contiennent relativement plus d'éléments lourds. Leurs intérieurs devraient être partiellement mélangés. D'après Wuchterl et al. (2000).

3.2 Les théories de formation des planètes géantes

3.2.1 Les contraintes

Le problème de la formation des planètes géantes du système solaire doit rendre compte de certaines contraintes. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de Jupiter.

- Ces planètes doivent s'être formées avant l'évaporation du gaz de la nébuleuse, c'est à dire avant 3×10^7 ans.
- D'autre part, le manque de matière entre l'orbite de la Terre et celle de Jupiter est certainement due à la présence de Jupiter. Il faut donc que Jupiter se soit formée avant les planètes telluriques.

Deux mécanismes de formation ont été proposés, tout deux invoquent une instabilité dans la nébuleuse protosolaire. La différence provient de la source de cette instabilité. Dans le premier scénario que nous allons traiter, l'instabilité est due au disque alors que dans le second – plus plausible – l'instabilité est causée par la formation d'un coeur solide.

3.2.2 La formation directe : par instabilité du disque

L'idée de ce mécanisme de formation des planètes géantes n'est pas récente (Kuiper, 1951; Cameron, 1978) et a été remise au gout du jour par Boss (1997).

Le processus

Elle suggère une instabilité gravitationnelle de la nébuleuse (instabilité de Jeans) qui se fragmenterait alors en "grumeaux" de gaz et de poussières. Ces grumeaux denses ("des protoplanètes géantes gazeuses"), d'environ $1 M_{Jup}$ se contracteraient ensuite et s'effondreraient pour former directement les planètes géantes.

La fragmentation aurait lieu dans les premiers stades de l'évolution de la nébuleuse protostellaire quand il est encore massif. Ce scénario serait beaucoup plus rapide que celui que nous allons voir ensuite ($\sim 10^3$ ans à partir du moment où la nébuleuse devient instable).

Remarques

Ces instabilités ont lieu dans les régions externes du disque. Dans ce cas on ne forme pas les planètes aussi proche de leur étoile que les Jupiters chauds.

Il convient de remarquer que la faisabilité de ce mécanisme (formation de planète d'après les protoplanètes géantes gazeuses) n'est pas démontrée. Il n'est pas facile de former des planètes moins massives que $5 M_{Jup}$. De plus, l'enrichissement des planètes en élément lourds serait difficile à expliquer et l'évacuation de la nébuleuse restante ne serait pas triviale dans ce cas. Mais il pourrait s'appliquer à d'autres systèmes planétaires.

3.2.3 La formation par étape : accrétion du gaz autour d'un coeur solide

Les différentes étapes

Dans ce mécanisme, la formation des planètes a lieu en plusieurs étapes caractérisées par différents types d'interaction entre les particules considérées. Elle suit le processus de formation de l'étoile par agglomération du matériau du disque protoplanétaire résiduel. Voici les trois grandes étapes (voir par exemple Lissauer, 1993; Pollack *et al.*, 1996; Wetherill, 1996, ...) :

1. Formation d'un coeur protoplanétaire : les grains (principalement formés de silicates et de glaces) sédimentent en une couche mince et dense au milieu du disque. Ils commencent à s'aggréger au fur et à mesure des collisions. La masse du coeur doit être suffisamment grande pour qu'un *emballement* puisse avoir lieu et ainsi former une planète en un temps relativement court. En effet, la durée de vie du disque est de l'ordre de $\sim 10^7$ ans.
2. La planète ayant atteint une masse suffisante ($\sim 10 - 30 M_{\oplus}$, masses terrestres) pour accréter le gaz de la nébuleuse (H et He), la planète capture une masse croissante de gaz. Cette phase se déroule lentement (quelques 10^6 années).
3. L'accrétion de la planète prend fin lorsque la densité autour de la planète s'effondre. Une simulation du *gap* obtenu est montré sur la figure 3.2.

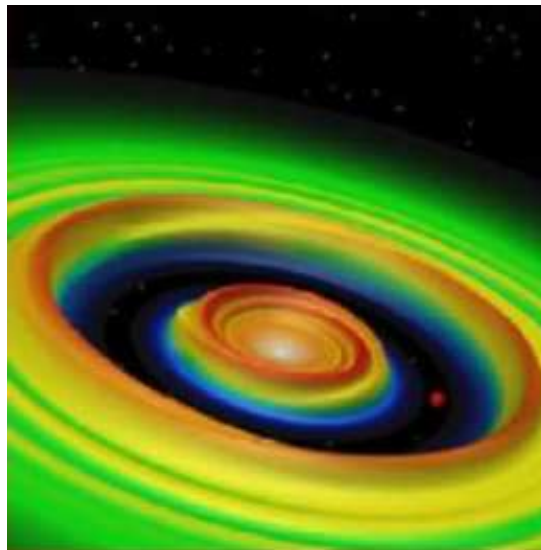


FIG. 3.2: Simulation de la formation d'un système planétaire. La densité de surface du disque est considérablement diminuée autour de la protoplanète. Des ondes de gravité se propagent à la fois vers l'intérieur et l'extérieur du disque. Crédit : Douglas Lin.

Remarques

Les planètes géantes doivent se former loin de leur étoile (au-delà de ~ 5 UA). En effet, trop proche la température dans la nébuleuse est trop élevée pour permettre l'existence de glace d'eau rendant possible la formation rapide du coeur. De plus, la quantité d'éléments volatils serait trop faible.

Ce processus était largement accepté grâce au fait qu'il reproduit les masses des coeurs de glace et de roche des planètes géantes du système solaire. Cependant les nouveaux modèles d'intérieurs des planètes géantes (Guillot, 1999) ont remis en question son statut de paradigme. En effet, il apparaît que la présence d'un coeur solide n'est pas nécessaire dans le cas de Jupiter et de Saturne pour expliquer les mesures existantes.

D'autre part, ce mécanisme a intrinsèquement ses faiblesses. En effet, le temps de formation par ce processus est trop long d'un ordre de grandeur pour former les planètes avant que le disque ne se dissipe.

Ce mécanisme reste encore le plus plausible malgré une autre proposition.

Les Jupiters chauds ne peuvent donc pas se former par le même processus que les planètes géantes du système solaire, à la distance de leur étoile à laquelle nous les observons aujourd'hui.

Afin d'expliquer leur présence, d'autres mécanismes doivent être invoqués. Nous les décrivons ci-après.

3.3 Adaptation pour les autres systèmes planétaires

3.3.1 La migration

Puisqu'il apparaît impossible aux Jupiters chauds de se former si près de leur étoile, l'hypothèse la plus probable est qu'elles aient migré des régions extérieures de la nébuleuse protoplanétaire et se soient arrêtées très près de leur étoile.

L'asymétrie dans les lieux de la résonance de Lindblad a pour conséquence que la force de marée à l'extérieur du disque devient dominante, ce qui ferait migrer la planète vers l'intérieur. Le temps de migration est donné dans le cas d'une migration de type I par (Ward, 1997) :

$$\tau_{migr} \approx \frac{2}{c_1} \left(\frac{M_\star}{M_p} \right)^2 \left(\frac{M_p}{\Sigma R^2} \right) \left(\frac{H}{R} \right)^3 \Omega^{-1} , \quad (3.11)$$

où c_1 est la contribution de l'asymétrie gravitationnelle entre l'intérieur et l'extérieur du disque. Elle devrait être proportionnelle à H/R . Σ est la densité de surface du disque. Ω est la vitesse orbitale angulaire de la planète. H/R est le rapport entre la hauteur du disque et le rayon orbital de la planète. Ce temps

de migration est de $\sim 10^5$ ans pour une masse terrestre à 5 UA et de $\sim 10^4$ pour 10 masses terrestre ; pour des valeurs typiques des paramètres du disque.

Le problème reste alors de trouver un moyen de stopper la migration avant la chute de la planète dans l'étoile (Mayor & Udry, 2000; Udry, 2001) :

- nous pouvons invoquer une cavité magnétique autour de l'étoile (Shu *et al.*, 1994). La planète s'arrête alors au bord du disque où la matière est moins dense ;
- la planète tombe effectivement dans l'étoile, mais une planète géante formée entre-temps migre à son tour, ... Quelques planètes survivent quand le processus s'arrête, à la disparition du disque. Cette thèse est soutenue par le fait que les étoiles possédant des planètes ont un enrichissement en éléments lourds (pouvant s'expliquer par la chute des planètes dans l'étoile) ;
- par interaction de marée, la planète perd du moment angulaire. S'il devient inférieur à celui de l'étoile la migration s'arrête (Lin *et al.*, 1996)
- un transfert de masse par le lobe de Roche entre la planète et l'étoile (Lin *et al.*, 1996; Trilling *et al.*, 1998). La planète perd alors de son moment cinétique et s'éloigne de l'étoile ;
- l'évaporation de la planète causée par le fait que la vitesse d'échappement du gaz est atteinte, ce qui entraîne une perte de masse et donc une perte de moment cinétique de la planète .

3.3.2 Les "Jumping Jupiters"

Si plusieurs planètes géantes se forment simultanément dans le disque, elles se perturbent mutuellement (Weidenschilling & Marzari, 1996; Lin & Ida, 1997). Ces interactions chaotiques pourraient conduire à l'éjection de certaines d'entre elle sur des orbites très proches de l'étoile. Ce scénario n'est probablement pas adapté aux Jupiters chauds en orbite circulaire. Mais il existe un certain nombre de planètes détectées sur des orbites allongées, même à courte période.

3.3.3 La formation in situ

Deux cas peuvent être considérés sous cette appellation :

- la planète continue de se former alors qu'elle suit sa migration vers l'intérieur (Bodenheimer *et al.*, 2000). On peut considérer ce modèle comme une amélioration du modèle de migration.
- Elle se forme de manière *standard* beaucoup plus rapidement qu'on ne l'admet généralement. Il se peut donc qu'elle se forme directement proche de son étoile. (Wuchterl, 1996, 1999)

Chapitre 4

Etude théorique des Jupiters chauds

Sommaire

4.1 Modèles radiatifs d'atmosphère	50
4.1.1 Les premiers modèles	50
4.1.2 Goukenleuque <i>et al.</i> (2000)	51
4.1.3 Barman <i>et al.</i> (2001)	52
4.1.4 Sudarsky <i>et al.</i> (2003)	54
4.2 Modèles d'évolution	58
4.2.1 Modéliser l'évolution des Jupiters chauds	58
4.2.2 Peut-on reproduire le rayon de HD209458b ?	61
4.2.3 Sources d'énergie possibles	61
4.2.4 Durée de vie et évaporation atmosphérique de la planète	61
4.3 Dynamique atmosphérique des Pégasides	63
4.3.1 Des planètes en rotation synchrone	63
4.3.2 Modèles de circulation atmosphérique	63

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue divers aspects de la modélisation des Jupiters chauds. Dans la section 4.1, nous présenterons les modèles d'atmosphère antérieurs au modèle présenté dans cette thèse. La structure de l'atmosphère profonde est dépendante de l'évolution de la planète. Afin de comprendre ce problème, nous allons décrire les modèles d'évolution de ces objets dans la section 4.2, ainsi que les problèmes liés à l'évaporation de leur atmosphère. Les modèles radiatifs d'atmosphère sont statiques. La structure réelle de ces atmosphères est certainement plus complexe et nous nous attendons à une dynamique atmosphérique intense. Des premières tentatives pour contraindre cette dynamique sont présentées dans la section 4.3.

4.1 Modèles radiatifs d'atmosphère

4.1.1 Les premiers modèles

Burrows *et al.* (1997) : un modèle pour les planètes et les naines brunes isolées

Le premier modèle radiatif pour l'atmosphère des planètes extrasolaires a été développé par Burrows *et al.* (1997). Auparavant, les modèles considéraient l'émission de ces planètes comme des corps gris (Guillot *et al.*, 1996; Saumon *et al.*, 1996). La principale hypothèse limitatrice était que la planète (où la naine brune, puisque ces deux types d'objets étaient traités de la même façon) était supposée isolée (sans étoile-parente).

La métallicité a été supposée solaire (Anders & Grevesse, 1989). Leurs données spectrales concernant H₂O provenaient de Partridge & Schwenke (1997). De plus, CH₄, CH₃D, CO et H₂S ont été pris en compte à travers diverses sources de données spectroscopiques.

Un modèle de spectre continu a été utilisé pour H⁻ et H₂⁻ ainsi que pour les absorptions induites par collisions d'hydrogène et d'hélium (Borysow & Frommhold, 1990; Zheng & Borysow, 1995a). La diffusion Rayleigh a été introduite selon la formulation de Rages *et al.* (1991).

Les auteurs ont considéré des masses de 0.3 à 200 masses joviennes. La grille de pression allait de 300 bars à 0.5 mbar en couches plan-parallèles et leur domaine spectral s'étendait de 0.87 μm à 2.5 cm. Les flux ont été calculés en utilisant l'approximation à deux faisceaux.

Après calcul du profil de température, les gradients thermiques supérieurs au gradient adiabatique sont remplacés par ce dernier et un nouveau profil est recalculé. Les opacités ont été calculées en utilisant la méthode des coefficients k-corrélés permettant d'éviter le calcul raie par raie (voir par exemple Goody *et al.*, 1989; Lacis & Oinas, 1991)

L'équilibre chimique a été calculé par le code ATLAS (Kurucz, 1970). La formation des nuages n'est pas directement modélisée. Elle est seulement prise en compte par le fait que les espèces condensées ne sont plus traitées dans la phase gazeuse.

Plusieurs profils thermiques d'atmosphères ont été générés, ainsi que des spectres émergents selon des valeurs de la gravité et de la température effective.

Seager & Sasselov (1998)

Guillot *et al.* (1996) ont montré l'effet de l'ensoleillement sur le spectre et l'évolution des Jupiters chauds. Seager & Sasselov (1998) ont donc construit le premier modèle d'atmosphère des Jupiters chauds non isolés et l'ont appliqué à la planète τ bootis b.

La méthode de Feautrier a été utilisée pour résoudre l'équation de transfert, en géométrie plan-parallèle, dans lequel le flux incident de l'étoile a été ajouté.

Bien que leur modèle n'inclut pas la formation des grains, l'effet des poussières a été pris en compte en utilisant les constantes optiques correspondant à des particules de silicates MgSiO_3 et la théorie de Mie pour une distribution de taille représentative du milieu interstellaire.

La prise en compte du flux stellaire incident dans leur traitement complet du transfert radiatif conduit à un profil de température significativement différent d'un objet isolé de même température effective. En effet, la température en haut de l'atmosphère est plus chaude et le gradient de température y est plus faible.

Ce modèle a été appliqué à la planète HD209458b (Seager & Sasselov, 2000). Outre les conclusions ci-dessus, un résultat important est la prédiction que les signatures spectrales des alcalins doivent être très fortes.

4.1.2 Goukenleuque *et al.* (2000)

Les auteurs ont développé un modèle d'équilibre radiatif qu'ils ont appliqué à la planète 51 Pegasi b.

Le domaine de pression était étendu de 10^{-5} bar jusqu'à 10 bars. La condition limite en bas de l'atmosphère a été imposée par un épais nuage constitué de particules de silicates (MgSiO_3 , Mg_2SiO_4) ou de fer. Ce nuage, recouvrant toute la planète, se trouve à différents niveaux de pression selon sa composition. La taille des grains a été fixée à $30 \mu\text{m}$.

Les sources d'opacité (et les sources des données spectrales) prises en compte sont :

- la diffusion Rayleigh ;
- l'absorption induite par collisions d'hydrogène et d'hélium (Borysow, 1996) ;
- les espèces moléculaires telles que H_2O (Partridge & Schwenke, 1997), CO (dont le spectre a été généré par les auteurs), CH_4 .

Le flux stellaire incident a été calculé d'après la dépendance de la température de brillance en fonction de la longueur d'onde de Pierce & Allen (1977). L'abondance des éléments a été supposée solaire (Anders & Grevesse, 1989).

Les profils thermiques résultant de ce modèle comportent toujours un gradient de température subadiabatique. Cela signifie qu'aucune zone convective n'apparaît au-dessus du nuage considéré. Les profils ne présentent pas d'inversion de température (stratosphère) contrairement aux planètes géantes de notre système solaire. Le modèle indique aussi que, à l'équilibre thermochimique, CO est partout plus abondant que CH_4 contrairement au modèle isolé (Burrows *et al.*, 1997).

En ce qui concerne les spectres générés, une différence est nette entre leur modèle dans lequel le nuage est constitué de Mg_2SiO_4 très peu réfléchissant ou de MgSiO_3 , au contraire très réfléchissant. Le modèle avec un nuage de fer est intermédiaire.

4.1.3 Barman *et al.* (2001)

Les auteurs ont utilisé le code d'atmosphère PHOENIX¹ pour résoudre le transfert radiatif dans les planètes autour de deux types d'étoiles : dM5 ($T_{\text{eff}} = 3000$ K) et G2 (de type solaire avec $T_{\text{eff}} = 5600$ K). PHOENIX peut résoudre l'équation de transfert radiatif soit en symétrie sphérique soit dans l'approximation plan-parallèle.

Le flux stellaire, également généré par PHOENIX, n'est pas redistribué sur toute la planète et est supposé isotrope.

Deux cas limites de comportement vis à vis des opacités ont été considérés :

- **le modèle AMES-*cond*** : les grains se forment selon les équations de l'équilibre chimique mais ils sont complètement éliminés par effet de sédimentation. La formation de poussière agit dans ce cas uniquement comme éliminateur des éléments réfractaires. Ainsi un certain nombre de molécules ne contribuent plus au calcul de l'opacité.
- **le modèle AMES-*dusty*** : au contraire, néglige tout effet de sédimentation. Là où les grains se forment ils y restent. Ces grains participent donc "activement" au bilan des opacités.

Le calcul d'opacité inclut les raies de H₂O et TiO de Partridge & Schwenke (1997), les raies de CH₄ provenant des banques de données spectrales HITRAN et GEISA (Rothman *et al.*, 1992; Husson *et al.*, 1992). Les absorptions induites par collisions ont été introduites pour H₂, N₂, Ar, CH₄ et CO₂.

En ce qui concerne les grains, une distribution de taille interstellaire a été prise, allant de 0.00625 à 0.24 μm et les équations d'équilibre chimique incluant plus de 1000 liquides et cristaux ont été utilisées.

La figure 4.1 illustre l'effet de l'ensoleillement sur le profil thermique par rapport au cas d'une planète isolée, ainsi que l'effet des différentes distances à l'étoile, pour une étoile de type solaire et une planète de température effective intrinsèque² $T_{\text{int}} = 500$ K (sachant que ces auteurs ont aussi considéré le cas d'une planète plus jeune avec $T_{\text{int}} = 1000$ K).

Pour le modèle *dusty*, la partie profonde de l'atmosphère n'est pas affectée par l'irradiation de la planète. En ce qui concerne le modèle *cond*, même profond dans l'atmosphère on ressent l'effet de l'ensoleillement. Par contre, en haut de l'atmosphère, la température augmente en raison inverse de la distance à l'étoile.

L'effet de l'ensoleillement est aussi présenté sur la figure 4.2 représentant les spectres des modèles. Les modèles *dusty* présentent des spectres très lisses. Seules des signatures en réflexion dans le visible peuvent être remarquées,

¹Voir le site de Peter Hauschildt pour plus de détails. L'adresse est la suivante : <http://www.hs.uni-hamburg.de/EN/For/ThA/phoenix/index.html>

²La température effective intrinsèque, ou température interne est définie d'après le flux d'énergie interne de la planète (F_{int}) par : $\sigma T_{\text{int}}^4 = F_{\text{int}}$, où σ est la constante de Stefan-Boltzmann

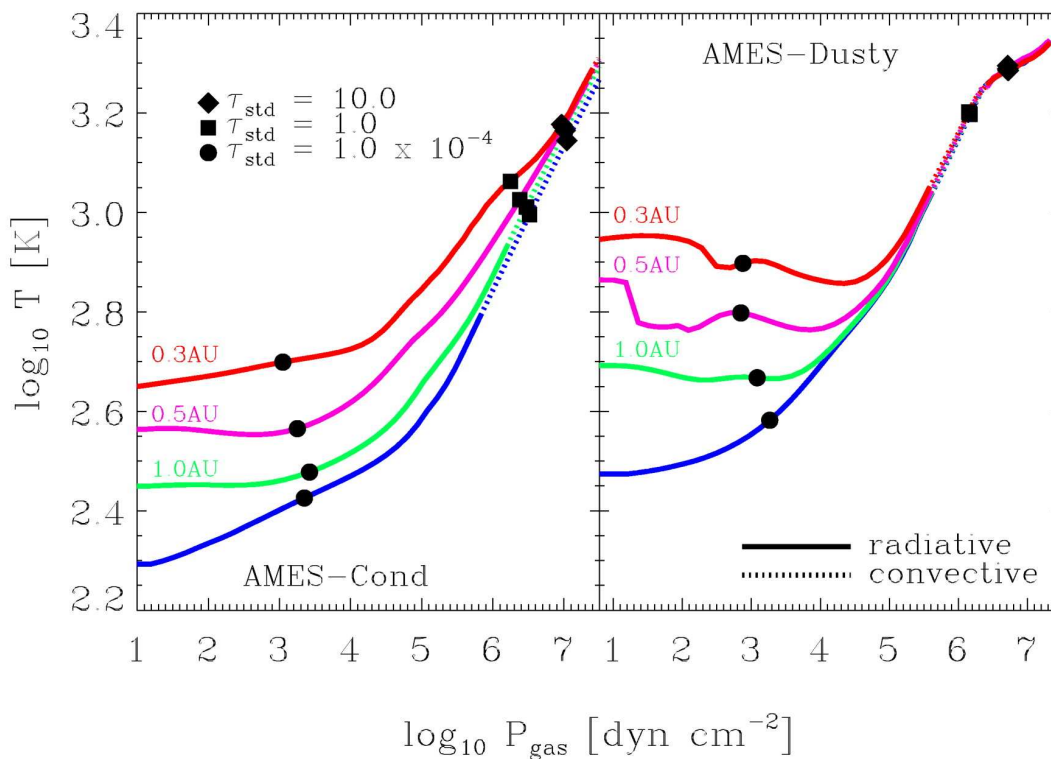


FIG. 4.1: Structure thermique des modèles de Barman et al. (2001) pour une planète isolée ou autour d'une étoile de type solaire. Les paramètres du modèle sont $T_{\text{int}} = 500\text{K}$ et $\log g = 3.5$. Le modèle AMES-Cond (modèle où les poussières qui se forment sont totalement éliminées par sédimentation) est montré à gauche pour les distances à l'étoile de 1.0, 0.5 et 0.3 UA. L'autre modèle limite AMES-Dusty (dans lequel aucune sédimentation n'a lieu) est représenté à droite pour les mêmes distances. Les symboles pleins correspondent à différentes épaisseurs optiques (τ) à $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$.

entièrement dues à la réflexion par les poussières. Plus la planète est proche de l'étoile et plus les signatures en absorption disparaissent.

Dans le modèle *cond*, les bandes du méthane et de l'eau restent fortes quelle que soit la distance. La diffusion Rayleigh est responsable de la majorité de la réflexion. Bien que le flux émergent de la planète augmente quand la planète se rapproche de l'étoile parente, il reste faible comparé au flux de l'étoile.

Les deux modèles *dusty* et *cond* correspondent à deux modèles extrêmes permettant d'analyser les effets des poussières. Le modèle avec condensation est plus lumineux car la présence des poussières dans le cas *dusty* bloque le flux thermique. L'absence de particules rend aussi l'atmosphère bien plus transparente au flux incident.

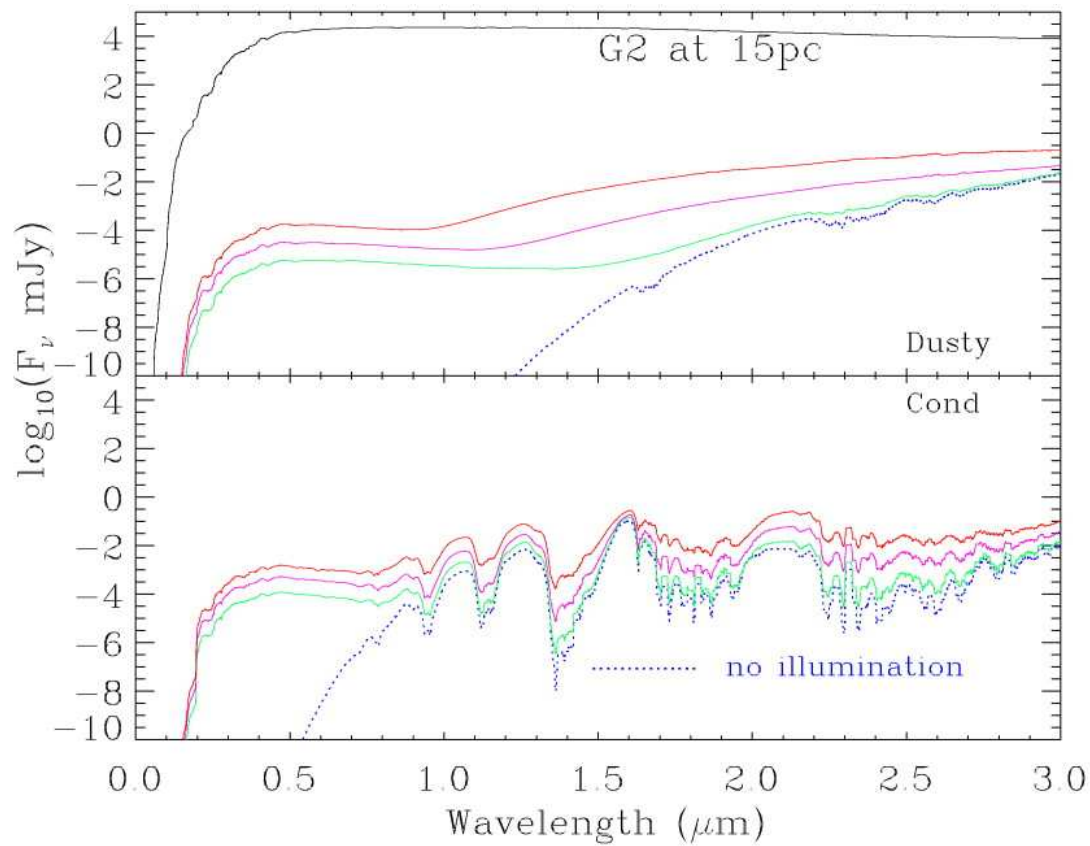


FIG. 4.2: Spectres des planètes dont le profil thermique est représenté sur la figure 4.1 de Barman et al. (2001). Plusieurs distances étoile–planète sont considérées ainsi que le cas isolé. A titre de comparaison, le spectre de l'étoile source de l'ensoleillement de la planète est tracé. Les flux ont été calibrés pour une distance de 15 pc. Le modèle AMES-dusty est en haut et le modèle AMES-cond est en bas.

4.1.4 Sudarsky et al. (2003)

Une étude relativement complète a été menée par ces auteurs en faisant varier divers paramètres de la planète. Ils définissent plusieurs classes de planètes selon les paramètres utilisés. En effet, la gamme de température de la planète définit sa composition. Cinq classes ont ainsi été identifiées :

- **la classe I** est celle des planètes joviennes : elles orbitent à quelques unités astronomiques de leur étoile. Leur température d'équilibre T_{eq}^1 est in-

¹Rappelons que la température d'équilibre est définie par :

$$\sigma T_{\text{eq}}^4 = \frac{(1 - A_B)L_\star}{16\pi a^2 f} \quad ,$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann, A_B l'albédo de Bond, L_\star la luminosité de l'étoile centrale, a la distance étoile–planète et f le facteur de redistribution du flux stellaire sur l'atmosphère de la planète. $f = 1$ pour un flux redistribué sur toute la planète et $f = 0.5$ si il n'est redistribué que sur le côté jour (cas d'un rotateur lent).

férieure à 150 K. Les espèces dominantes en phase gazeuse sont CH_4 (plutôt que CO) et NH_3 (plutôt que N_2). Ces objets sont trop froids pour émettre de manière significative dans l'infrarouge proche et dans le visible. Dans ce domaine, le spectre se compose principalement de la lumière réfléchiée par les nuages d'ammoniac.

Cette classe inclut Jupiter et Saturne, et plus généralement les planètes situées à quelques unités astronomiques de leur étoile et dont l'évolution est suffisamment avancée pour que le flux interne d'énergie soit assez faible pour que l'ammoniac se condense dans l'atmosphère visible.

- **la classe II** contient les planètes orbitant à $\sim 1\text{--}2$ UA, ou plus loin si l'étoile est jeune. Les températures de l'atmosphère extérieure ($\lesssim 250$ K) sont en-dessous de la température de condensation de l'eau. Il en résulte une couche de nuage d'eau réfléchissant le flux stellaire dans le visible et le proche infrarouge. Le spectre reste cependant dominé par les bandes de l'eau, du méthane et dans une moindre mesure de l'ammoniac, tous en phase gazeuse.

- **la classe III** dont les planètes sont trop chaudes pour permettre à l'eau de se condenser mais trop froides pour que des grains de silicates et de fer puissent se former. Orbitant autour de ~ 1 UA, ces objets ont des températures d'équilibre T_{eq} entre ~ 350 K et 800 K.

Les bandes de l'eau et du méthane en phase gazeuse sont très fortes alors que celles de l'ammoniac sont plus faibles que pour la classe II. L'absorption induite par collisions de H_2 atténue le spectre vers ~ 0.8 , 1.2 et 2.4 μm .

- **la classe IV** des EGP's proches de leur étoile. Ces planètes orbitent à environ 0.1–0.2 UA et même moins si l'étoile centrale est plus évoluée. Les températures atmosphériques sont de l'ordre des 1000 K, ce qui a pour conséquence d'augmenter significativement l'abondance des alcalins et de rendre CO la principale espèce carbonée de la haute atmosphère.

Le spectre visible est dominé par les raies des alcalins qui sont grandement élargies par la pression. L'absorption par le CO est très forte dans les régions ~ 2.3 et 4.4–5.0 μm , cependant l'absorption du méthane est encore apparente (mais plus faible que pour la classe III).

L'absorption de l'eau reste très présente et comme dans la classe III l'absorption induite par collisions de H_2 joue un rôle important dans l'infrarouge proche. Des nuages de silicates et de fer peuvent se former, mais trop profondément dans l'atmosphère pour affecter le spectre émergent.

- **la classe V** (*roasters*) des plus chaudes des EGP's sont très proches de leur étoile, orbitant à une distance d'environ 0.05 UA. Parmi elles se trouvent la première planète extrasolaire découverte 51 Peg b et la première planète extrasolaire à transit découverte HD209458b.

La plupart d'entre elles ont des températures d'équilibre supérieures ou égales à 1400 K. Des nuages de silicates et de fer peuvent se former à des altitudes relativement hautes et peuvent donc significativement affecter

le spectre émergent. Comme la classe IV, les raies des alcalins jouent un grand rôle dans le spectre visible, cependant, l'intensité de ces raies peut être réduite par la réflexion sur les nuages.

L'absorption due à H₂O et à CO reste forte mais contrairement à la classe IV, les signatures du méthane sont presque inexistantes. La présence de nuages à haute altitude peut engendrer un lissage du spectre émergent.

La figure 4.3 illustre les profils thermiques représentatifs de chaque classe. Nous n'allons pas exposer tous les spectres pour chaque classe (cependant nous en présentons un exemple particulier où les paramètres correspondent à HD209458b, de classe V dans la figure 4.4).

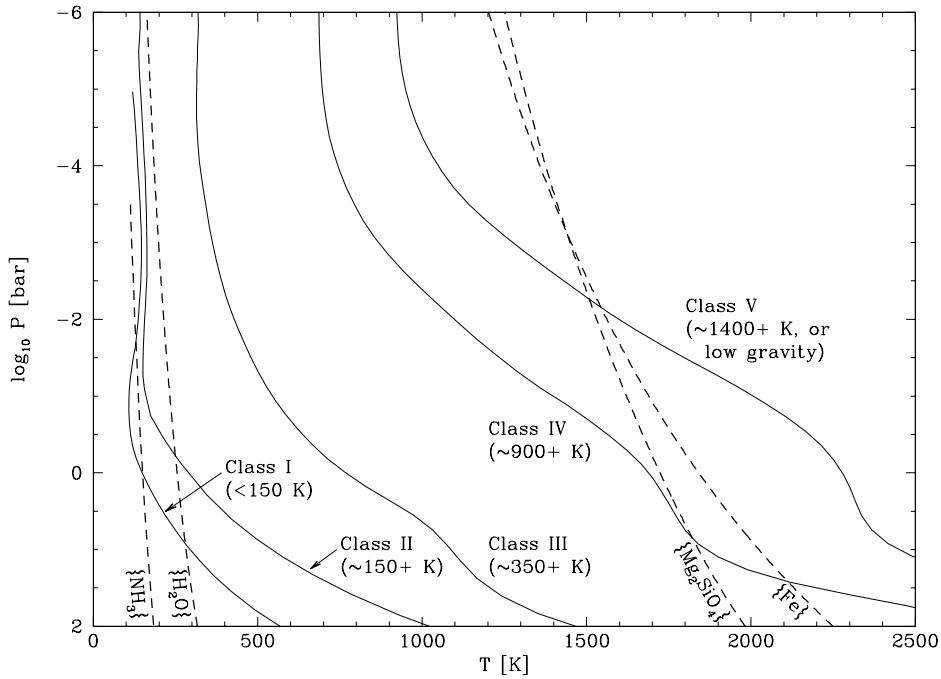


FIG. 4.3: Profils de température des EGP selon la température effective d'après Sudarsky et al. (2003). Ces profils correspondent à différentes classes (voir texte). Les courbes de condensations des quatre condensats les plus abondants (ammoniac, eau, silicates et fer) sont aussi représentées. L'intersection de ces courbes avec le profil T-P indique la position des nuages. Seuls les profils des atmosphères sans nuages sont montrés.

La diffusion des particules a été traitée selon la théorie de Mie, appliquée aux condensats suivants : glace d'ammoniac, eau sous forme glacée et liquide, enstatite (MgSiO₃), forsterite (Mg₂SiO₄), MgAl₂O₄, fer, Al₂O₃, Ca₂Al₂SiO₇. Les auteurs ont utilisé la distribution de taille des particules suivante :

$$n(a) = \left(\frac{a}{a_0}\right)^6 \exp\left[-6\left(\frac{a}{a_0}\right)\right], \quad (4.1)$$

avec un pic de taille différent selon l'espèce chimique.

L'altitude du nuage est définie par l'intersection entre le profil thermique et la courbe de condensation. L'extension verticale du nuage est caractérisée par une échelle de hauteur égale à celle de la pression.

La modification de divers paramètres est aussi analysée. Parmi ceux-ci, citons le flux intrinsèque de la planète (relié à son évolution), la gravité de surface (reliée à son rayon), les nuages et la taille de leurs grains.

De plus, plusieurs systèmes correspondant à des planètes connues sont traités. La figure 4.4 montre le spectre calculé pour les paramètres de HD209458b.

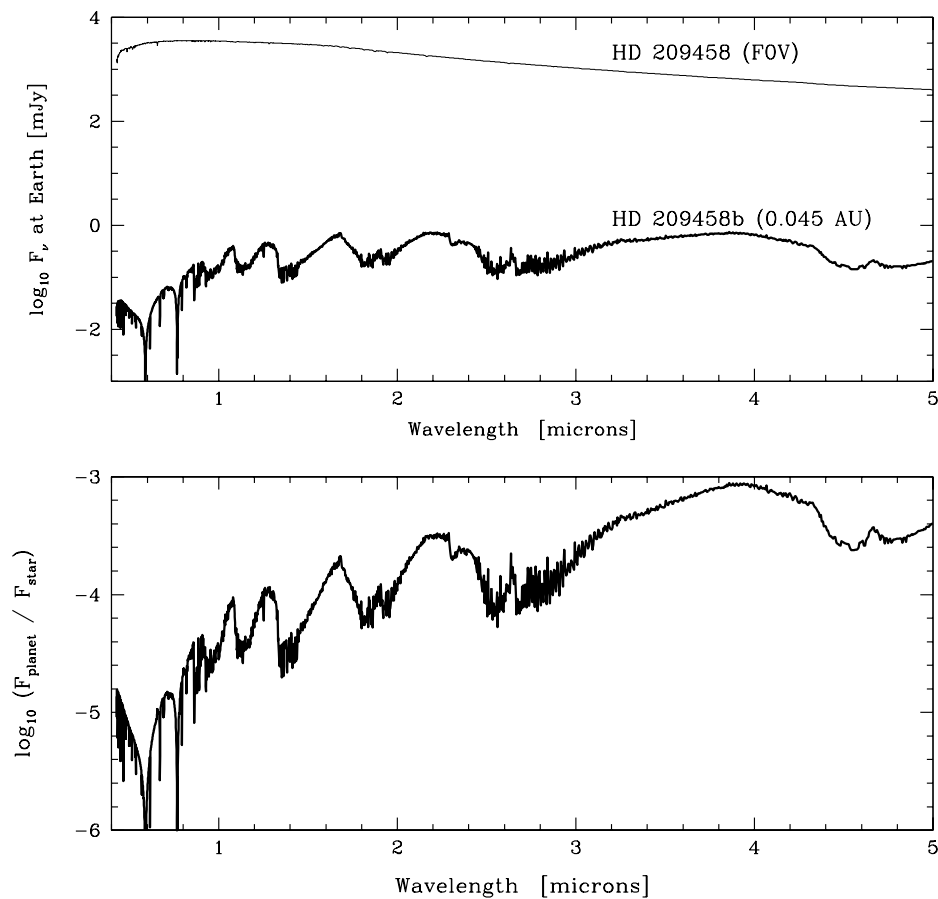


FIG. 4.4: En haut : spectre visible et infrarouge proche de HD209458b calculé par Sudarsky et al. (2003). Le spectre de son étoile parent d'après un model de Kurucz est aussi représenté. Ces flux ont été calculés en prenant un rayon de la planète de $1.35 R_{\text{Jup}}$. En bas : rapport entre le flux intégré en phase de la planète HD209458b et celui de son étoile en fonction de la longueur d'onde.

4.2 Modèles d'évolution

L'étude du transit de HD209458b a permis pour la première fois d'obtenir la masse et le rayon d'une planète extrasolaire. Cela représente une forte contrainte sur les modèles d'évolution des Pégasides.

4.2.1 Modéliser l'évolution des Jupiters chauds

En plus des équations de structure interne évoquées dans la section 3.1 (équation de l'équilibre hydrostatique, équations d'état, opacités, ...), il faut introduire la dépendance temporelle.

La seule équation de la structure interne des planètes géantes où le temps figure explicitement est l'équation de conservation de l'énergie (3.10) que nous pouvons réécrire en fonction de la masse et non du rayon :

$$\frac{\partial L}{\partial m} = -T \frac{\partial S}{\partial t} \quad , \quad (4.2)$$

où L est la luminosité, m la masse, T la température, S l'entropie et t le temps, tout ceci pour un niveau donné.

La modélisation de l'évolution s'appuie sur la résolution de cette équation. Pour ce faire, il est nécessaire de fournir une condition en surface reliant la température à un niveau donné avec le rayon à ce niveau (R) et la luminosité (L) (ou de même avec l'accélération due à la gravité g et la température effective de la planète T_{eff}).

Les différents modèles

La modélisation des objets isolés ne pose pas de problèmes. La plupart des modèles d'évolution des planètes extrasolaires sont des adaptations de tels modèles. Cependant la prise en compte de l'ensoleillement de la planète par son étoile-parent (dont le traitement est crucial, comme l'ont montré Guillot *et al.*, 1996) est la principale source des différences entre les divers modèles.

Guillot & Showman (2002) ont étudié l'évolution des Jupiters chauds, en s'intéressant plus particulièrement à la planète HD209458b. En utilisant différents types de conditions aux limites, ils ont défini deux modèles.

- Le modèle chaud : adapté d'un modèle pour planète isolée, la température effective a été augmentée de manière à tenir compte de l'ensoleillement. Cette condition s'écrit : $T(p = 10\text{bars}) = T_{\text{isol}}(T_{\text{eff}}, g)$.
- Le modèle froid : plus réaliste, l'irradiation de l'étoile est prise en compte par l'effet qu'a l'absorption du flux stellaire dans la haute atmosphère sur la diminution du gradient de température. Cette condition s'écrit : $T(p = 3\text{bars}) = T_{\text{isol}}(T_{\text{eff}}, g) - 1000\text{K}$. Il en résulte une température profonde plus basse que pour le modèle précédent.

Ces conditions aux limites peuvent sembler arbitraires mais reproduisent qualitativement l'effet du rayonnement sur la structure de la planète. Les résultats de ce modèle sont illustrés sur la figure 4.5.

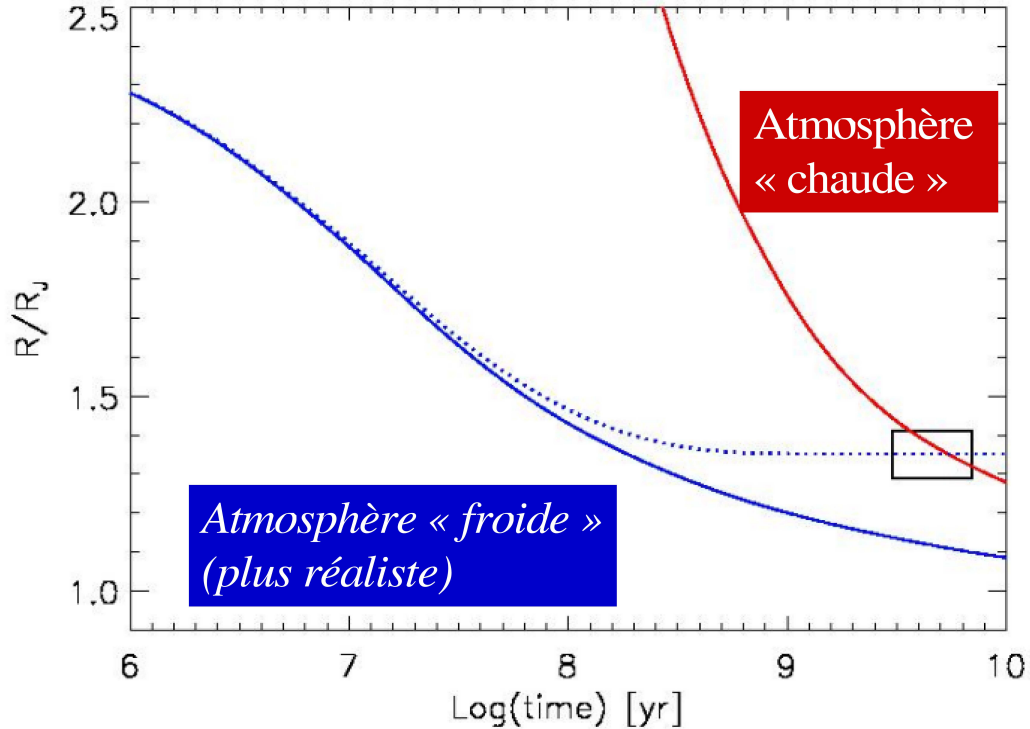


FIG. 4.5: Evolution du rayon des Jupiters chauds avec le temps, pour les deux types de conditions aux limites utilisées par Guillot & Showman (2002). La courbe en pointillés représente le modèle froid avec une source supplémentaire de chaleur. Ce dernier atteint le rayon de HD209458b en un temps compatible avec l'âge supposé de la planète.

Burrows *et al.* (2003) ont modélisé de façon plus cohérente le couplage entre l'intérieur et l'atmosphère de la planète en construisant une grille reliant les paramètres S - T_{eff} - g (entropie-température intrinsèque-gravité) pour une planète irradiée. Un modèle théorique de spectre d'une étoile G0V généré par Kurucz (1994) a été utilisé afin de calculer les profils T/P .

Bodenheimer *et al.* (2001, 2003) ont fixé un albédo et la température à un niveau $\tau_{\text{Rosseland}} = \frac{2}{3}$: $T(\tau_{\text{Rosseland}} = \frac{2}{3}) = T_{\text{eff}}$. Ce niveau correspond à une pression de ~ 1 mbar. Cette condition sous-estime la température atmosphérique.

Baraffe *et al.* (2003) ont construit un modèle d'évolution complètement cohérent dans le sens où le traitement des calculs du profil atmosphérique de la planète irradiée et de la structure interne sont couplés. De plus, le code radiatif dépend de la fréquence (Barman *et al.*, 2001). L'effet de l'enso-

leillement sur le bilan énergétique est inclus via le terme d'énergie incident : $F_{\star\text{inc}} = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{\star}}{a} \right)^2 F_{\star}$. La redistribution du flux incident est donc effectuée uniquement du côté éclairé, ce qui maximise l'effet de l'ensoleillement. La figure 4.6 représente l'évolution du rayon de HD209458b en fonction du temps pour différentes valeurs du flux d'énergie interne de la planète. Nous pouvons y remarquer que la contraction de la planète est ralentie par l'irradiation de l'étoile par rapport au cas isolé. Une généralisation à d'autres planètes extrasolaires proche de leur étoile a été faite par Chabrier *et al.* (2004).

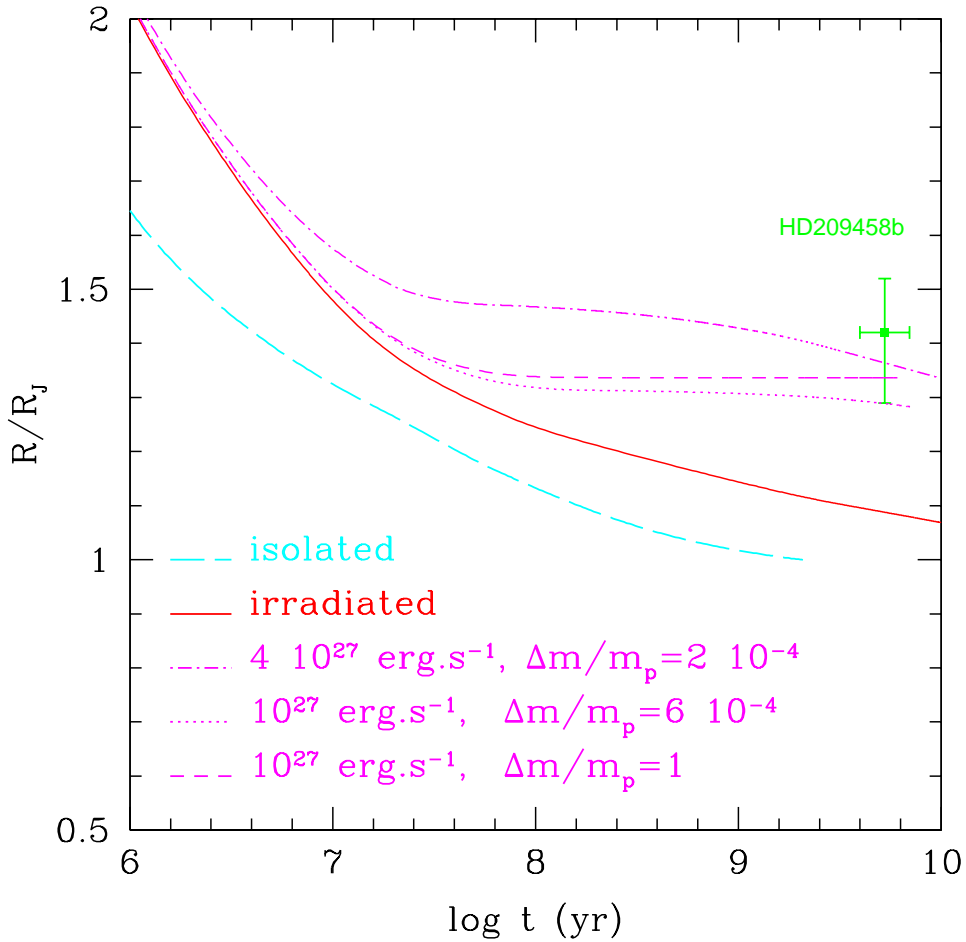


FIG. 4.6: Evolution du rayon de HD209458b d'après Baraffe et al. (2003). Les différentes courbes représentent le cas isolé, le cas irradié par l'étoile et des cas où le flux d'énergie interne de la planète est augmenté.

4.2.2 Peut-on reproduire le rayon de HD209458b ?

La figure 4.5 illustre l'évolution du rayon des deux modèles de Guillot & Showman (2002). Le modèle chaud atteint le rayon de HD209458b en un temps compatible avec les observations, mais les conditions initiales ne sont pas satisfaisantes. Lorsqu'on prend le modèle froid plus réaliste, la contraction de la planète est trop rapide. Il faudrait invoquer une source d'énergie interne qui s'opposerait à la contraction et la ralentirait.

Dans une étude plus récente, Baraffe *et al.* (2003) parviennent à la même conclusion avec un modèle plus élaboré, comme le montre la figure 4.6. Même en surestimant l'effet de l'ensoleillement du fait du flux incident provenant de l'étoile redistribué uniquement sur le côté éclairé, le ralentissement de la contraction de la planète qu'il engendre n'est pas suffisant et il reste une différence de 20% avec le rayon observé.

4.2.3 Sources d'énergie possibles

Pour expliquer le rayon de HD209458b avec les modèles d'évolution, il faudrait que la planète dissipe 1% du flux stellaire incident dans les régions profondes de son atmosphère. Plusieurs mécanismes pourraient fournir cette source d'énergie profonde.

Lubow *et al.* (1997) imaginent que la synchronisation de l'orbite du Jupiter chaud par effet de marées pourrait fournir cette énergie. Mais ce mécanisme ne dissipe assez d'énergie que lorsque la planète se synchronise, il est donc limité aux premiers stades de l'évolution de la planète (cette synchronisation est rapide comme nous l'expliquons dans la section 4.3).

Bodenheimer *et al.* (2001) invoquent la circularisation d'une orbite initialement excentrique. Ce processus requiert la présence d'un compagnon proche et massif qui exciterait l'excentricité sans quoi il ne serait pas assez important. La détection d'un tel compagnon n'est évidemment pas triviale.

Guillot & Showman (2002) invoquent une pénétration du flux stellaire dans les couches profondes ou un transport d'énergie cinétique verticalement dans l'atmosphère de la planète, des couches externes vers le centre. Cette possibilité est confirmée par Bodenheimer *et al.* (2003).

4.2.4 Durée de vie et évaporation atmosphérique de la planète

Compte tenu de l'échappement de l'atmosphère des planètes géantes proches de leur étoile, évoqué dans la section 2.1, il convient de s'interroger sur la durée de vie de ces objets.

Après avoir mis en évidence cet échappement pour l'atmosphère de HD209458b (Vidal-Madjar *et al.*, 2003), la même équipe a tenté d'évaluer le temps de vie des Jupiters chauds. Ainsi l'estimation du taux d'échappement par Lecavelier des Etangs *et al.* (2004) permet de relier la masse initiale de la planète, sa distance à l'étoile et sa durée de vie. Le résultat est présenté sur la

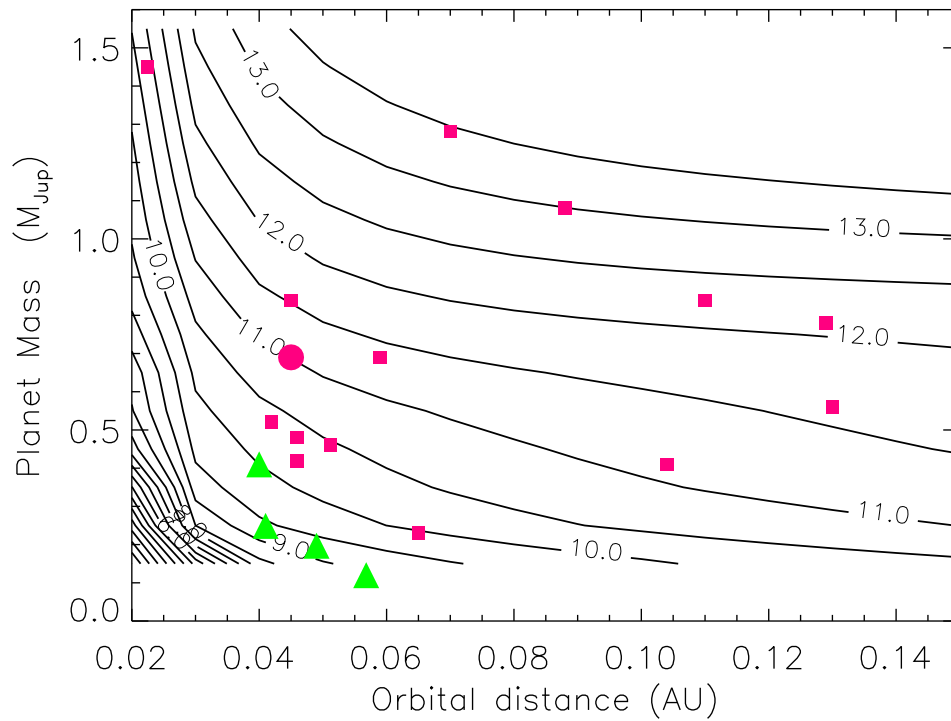


FIG. 4.7: Tracé du contour du logarithme de la durée de vie de la planète en fonction de la masse et de la distance. Les carrés indiquent les planètes détectées. OGLE-TR-56b est située dans le coin en haut à gauche. HD209458b est indiquée par un rond. Les triangles indiquent HD49674b, HD46375b, HD76700b et HD83443b. Ces planètes doivent avoir une durée de vie de l'ordre de 10^9 ans. Elles doivent avoir perdu une grande partie de leur hydrogène et pourraient être des restes de Jupiters chauds. D'après Lecavelier des Etangs et al. (2004).

figure 4.7. Nous pouvons en conclure que les planètes plus proches que 0.03–0.04 unité astronomique ont des durées de vie relativement courtes ($< 10^8$ ans) sauf si elles ont des masses initiales bien plus élevées que celle de Jupiter.

Les Jupiters chauds de faible masse ont des durées de vies courtes. L'évaporation de leur atmosphère pourrait conduire à des planètes appauvries en hydrogène : les *Neptunes chauds*, voire sans atmosphère du tout, ce qui constituerait une nouvelle classe de planètes.

Baraffe *et al.* (2004) ont inclus dans leur modèle d'évolution l'échappement tel qu'il est traité par Lammer *et al.* (2003). En comparant le temps caractéristique de la perte de masse ($t_M = m/\dot{M}$ où m est la masse locale et \dot{M} le taux de perte de masse) avec celui de Kelvin-Helmoltz — temps caractéristique d'évolution de la planète — ($t_{KH} \sim 2Gm^2/RL$ où G est la constante de la gravitation, R le rayon de la planète et L sa luminosité), il apparaît l'existence d'une masse critique pour laquelle l'évaporation l'emporte relativement tôt dans l'évolution de la planète (< 5 milliards d'années).

Cette masse critique dépend bien entendu de la distance étoile-planète et du taux de perte de masse. Au-dessus de cette masse critique, l'évolution

de la planète est peu affectée par l'évaporation ; c'est le cas pour le modèle dont les paramètres correspondent à la planète OGLE-TR-56b. En-dessous de cette masse, la planète s'évapore entièrement en moins de 5 milliards d'années. Pour une planète dont la masse est critique, une réaction violente peut se produire, se traduisant par une augmentation du rayon. Une planète distante de 0.046 UA pourrait atteindre le régime critique à l'âge de HD209458b. Cependant l'estimation faite par les auteurs du taux d'échappement repose sur des hypothèses simplificatrices et l'évaluation de la masse critique est très incertaine.

4.3 Dynamique atmosphérique des Pégasides

4.3.1 Des planètes en rotation synchrone

Le temps de synchronisation d'une planète par rapport à son étoile s'écrit, en considérant le temps caractéristique pour que la planète perde son "spin" par les forces de marées (Hubbard, 1984; Marcy *et al.*, 1997) :

$$\tau_{sync} \approx Q \left(\frac{R_p^3}{GM_p} \right) \omega_p \left(\frac{M_p}{M_\star} \right)^2 \left(\frac{a}{R_p} \right)^6 \quad (4.3)$$

où Q , R_p , M_p , a , ω_p sont respectivement le facteur de dissipation par les forces de marées, le rayon, la masse, le demi-grand axe de l'orbite et la différence entre les moments angulaires synchrone et initial de la planète. M_\star est la masse de l'étoile.

Pour les Jupiters chauds, le temps de synchronisation est de l'ordre de quelques 10^6 années, pour une estimation raisonnable de Q (Marcy *et al.*, 1997). Ce temps étant très court, la rotation de telles planètes devraient être synchrone. Montrant toujours la même face à son étoile, on peut s'attendre à de grands écarts de températures suivant la longitude.

4.3.2 Modèles de circulation atmosphérique

Simulations de Showman & Guillot (2002)

Dans un premier temps, ces auteurs ont fait des estimations par des arguments analytiques amenant à conclure que des vents zonaux forts peuvent apparaître, avec des vitesses atteignant environ 1 km/s. De plus les contrastes en température entre le jour et la nuit et entre le pôle et l'équateur peuvent être importants, de l'ordre de 500 K vers le niveau $\tau = 1$.

Dans un deuxième temps, ils ont conduit des simulations préliminaires en trois dimensions avec le code EPIC (Explicit Planetary Isentropic Coordinate) avec une constante de temps radiative fixée à 2.3 jours quel que soit le niveau de pression. Ces simulations aboutissent à la présence d'un jet équatorial prograde et donc à la conclusion que l'atmosphère pourrait être en superrotation comme c'est le cas pour Vénus.

Un schéma qualitatif de ce que pourrait être la circulation des Jupiters chauds est donné sur la figure 4.8.

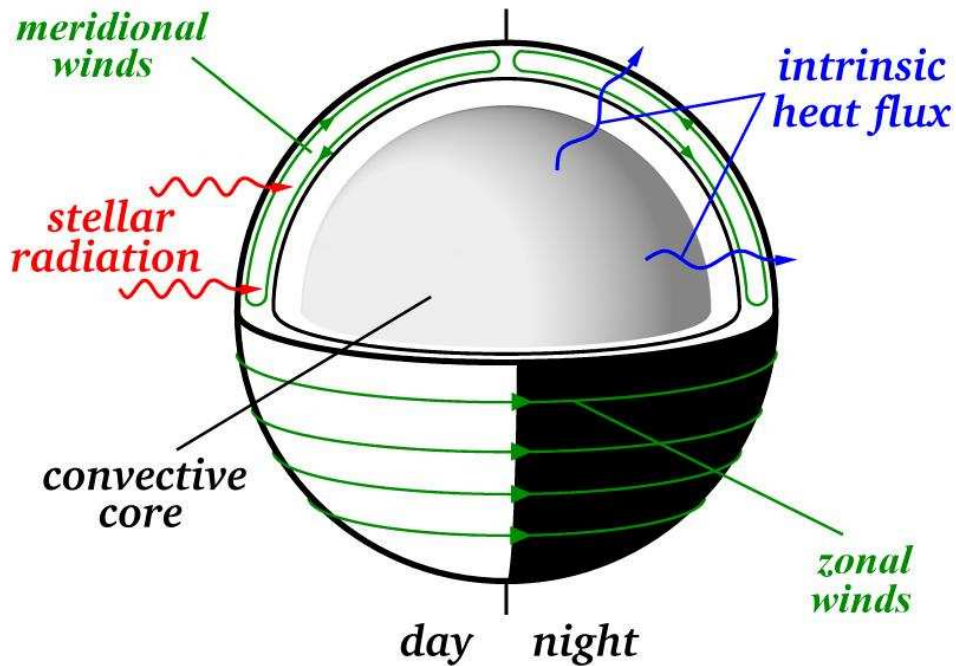


FIG. 4.8: Circulation atmosphérique proposée pour les jupiters chauds par Showman & Guillot (2002).

Simulations de Cho et al. (2003)

Cho *et al.* (2003) résolvent les équations hydrodynamiques à deux dimensions en couche mince. Ils supposent une constante de temps radiative de 10 jours et utilisent pour la vitesse des vents caractéristique (reliée à l'énergie cinétique moyenne) plusieurs valeurs de 50 à 1000 m/s. Leur simulation aboutit à une circulation caractérisée par des vortex polaires mobiles et trois jets -streams intenses. Pour la plus grande vitesse considérée, la température minimale est de 800 K et le contraste maximum est de 1000 K.

Simulations de Cooper & Showman (2004)

Cooper & Showman (2004) ont adapté un code de dynamique atmosphérique planétaire qui calcule l'évolution des variables atmosphériques dont la pression, la température et la vitesse des vents. Les auteurs ont utilisé le profil thermique d'équilibre de Iro *et al.* (2004) et paramétrisé le refroidissement par un terme Newtonien.

Leurs simulations génèrent des vents de plusieurs km s^{-1} proche de la photosphère et des différences de température de 300 K à 1 bar. Ces résultats sont en accord avec les prédictions de Showman & Guillot (2002). Des vents de $10\text{--}100 \text{ m s}^{-1}$ peuvent pénétrer profondément dans l'atmosphère. Cela pourrait affecter la dynamique interne et éventuellement induire une rotation non synchrone.

Deuxième partie

Calcul du transfert radiatif

Chapitre 5

Modéliser l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires

5.1 Introduction

Afin de modéliser l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires, il convient d'établir la relation entre le chauffage de la planète dû au flux stellaire incident sur son atmosphère et son refroidissement dû à l'émission thermique de la planète.

Cette relation est définie par l'état d'équilibre dans un cas statique et par une équation de conservation d'énergie dans un cas dépendant du temps (qui dans un cas indépendant du temps revient au même que précédemment).

Dans cette partie II, nous allons décrire notre modèle de transfert radiatif. Après un bref rappel des définitions des différentes zones de l'atmosphère (ci-dessous), nous allons expliquer la méthode même du calcul (dans le chapitre 6), ainsi que les ingrédients que nous avons introduits. En effet, ce calcul nécessite de pouvoir déterminer la composition de l'atmosphère pour un profil thermique donné (voir le chapitre 6), ainsi que de calculer l'opacité de cette atmosphère due aux composés atmosphériques (voir le chapitre 7).

5.2 Définition des différentes zones de l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires

Compte-tenu des différences avec les planètes géantes du système solaire, il convient de définir ou de rappeler les différentes zones atmosphériques des Jupiters chauds. Nous pourrons alors étudier de manière plus concrète les différents travaux sur le sujet.

Dans le modèle que nous présentons, deux zones sont évoquées. Elles diffèrent par le processus dominant de transport de l'énergie :

- la zone dans laquelle le mode de transport est la **convection**, le gradient

thermique y est égal au gradient adiabatique (voir la section 3.1). La convection assure la constance de ce gradient. Cette partie de l'atmosphère est la **troposphère** qui a lieu dans notre modèle pour des pressions supérieures à quelques 100-1000 bars.

- la zone dans laquelle le mode de transport est le **rayonnement**, dans notre modèle entre les niveaux de pression de typiquement 10^{-6} bar – au-delà des écarts à l'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) sont attendus – et la zone convective : c'est la **mésosphère**. Dans notre modèle, il n'y a pas d'inversion de température donc pas de stratosphère.

Plus haut dans l'atmosphère, elle n'est plus en ETL. Notre modèle ne s'applique plus. Nous pouvons encore y distinguer deux zones :

- la **thermosphère** : le chauffage stellaire y est très intense. Le mode de transport de l'énergie est la **conduction**. Cela conduit à une inversion de température.
- L'**exosphère** : le libre parcours moyen des molécules est supérieur à l'échelle de hauteur : celles-ci peuvent s'échapper. Une atmosphère étendue peut en résulter. Cette partie de l'atmosphère est étudiée dans les chapitres 2 et 4.

Chapitre 6

Description de la méthode

Sommaire

6.1	Le transfert radiatif	71
6.1.1	Physique du problème	71
6.1.2	Principe du calcul	72
6.1.3	Méthode numérique	73
6.2	Refroidissement de l'atmosphère : le flux thermique	73
6.3	Chauffage de l'atmosphère	73
6.3.1	Le flux stellaire	73
6.3.2	Discussion sur la redistribution du flux stellaire . . .	75
6.4	Egalisation des taux de chauffage et de refroidissement . .	75
6.4.1	Instabilité numérique	75
6.4.2	Méthode numérique	77
6.4.3	Analyse de stabilité : critère de von Neumann	77
6.5	Application au cas stationnaire	78
6.5.1	Calcul radiatif	78
6.5.2	Zone convective	79
6.6	Application au cas dépendant du temps	79
6.7	Calcul de l'absorption en visée horizontale	80
6.8	Calcul des équilibres chimiques : le code ATLAS	81
6.8.1	Hypothèses	81
6.8.2	Le code ATLAS	81

6.1 Le transfert radiatif

6.1.1 Physique du problème

Notre modèle est basé sur un calcul de transfert radiatif. Il s'applique à ce que nous avons défini dans le chapitre 5 comme la mésosphère. Un ajustement est appliqué a posteriori afin de modéliser la zone convective (la troposphère).

Nous traitons le problème à une dimension, en supposant l'atmosphère en équilibre hydrostatique et à l'ETL. Dans ce cas, l'évolution du profil de température est relié au flux net F par l'équation d'énergie :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{mg}{C_p} \left(\frac{dF}{dp} \right) , \quad (6.1)$$

où mg est le poids moléculaire moyen multiplié par l'accélération g et la pesanteur et C_p la chaleur spécifique moyenne. Le flux net est divisé en deux contributions : le flux thermique émis par l'atmosphère F_{IR} (montant - descendant) et le flux stellaire F_{\star} (descendant - montant), ainsi $F = F_{\text{IR}} - F_{\star}$ et l'équation (6.1) peut alors s'écrire :

$$\frac{dT}{dt} = h(p) - c(p) , \quad (6.2)$$

où $h(p) = -\frac{mg}{C_p} \frac{dF_{\star}}{dp}$ et $c(p) = -\frac{mg}{C_p} \frac{dF_{\text{IR}}}{dp}$ sont respectivement les taux de chauffage et de refroidissement.

L'équilibre radiatif correspond à une solution stationnaire de l'équation d'énergie et est donc obtenu en fixant le terme de gauche de l'équation (6.2) à zéro. Dans ce cas, le flux est conservatif et les taux de chauffage et de refroidissement sont égaux à tous les niveaux de l'atmosphère. Nous pouvons aussi faire varier l'ensoleillement provenant de l'étoile pour tenir compte des variations temporelles (diurnes et/ou saisonnières). Dans ce cas, nous obtenons un profil thermique de la planète dépendant du temps.

6.1.2 Principe du calcul

Le principe de ce calcul de transfert radiatif, illustré sur la figure (6.1), est le suivant :

1. nous partons d'un profil de température initial. Dans le cas dépendant du temps, le profil de départ correspond à la solution de l'équilibre radiatif.
2. Nous calculons les profils d'abondances des espèces chimiques en utilisant le code ATLAS (en supposant que l'équilibre thermochimique est réalisé, voir le chapitre 6.8).
3. Nous calculons le flux spectral thermique à chaque niveau de pression p en fonction de la longueur d'onde et en déduisons le profil vertical du taux de refroidissement $c(p)$. Plus précisément, ce sont des coefficients de couplage $a_{i,j,k}$ entre les couches i et j à la fréquence k qui sont calculés et qui permettent de calculer le flux spectral pour le profil de température choisi (section 6.2).
4. nous calculons de même les taux de chauffage pour les mêmes abondances d'espèces chimiques (section 6.3).

5. Enfin nous appliquons l'équation (6.2). Elle nous permet au choix de calculer par une méthode pas à pas la solution de l'équilibre radiatif ou d'obtenir une solution dépendant du temps (périodique) en faisant varier l'ensoleillement (section 6.4).
6. Dans le cas stationnaire, le profil solution est comparé au profil initial. S'il s'en écarte trop (selon un certain critère), on reprend l'ensemble de la boucle (étapes 2 à 5). Dans le cas dépendant du temps, on itère en temps jusqu'à obtenir une solution périodique.

6.1.3 Méthode numérique

Nous utilisons le code atmosphérique de Goukenleuque *et al.* (2000) décrit en détail par Goukenleuque (1999). Dans le cas présent une grille de $N = 96$ niveaux a été employée, de 3×10^3 à 1×10^{-6} bar. Cette grille nous permet de couvrir à la fois des niveaux profonds de l'atmosphère jusqu'à la limite entre la zone radiative et la zone convective et les niveaux d'altitude élevée qui sont sondés par les observations.

6.2 Refroidissement de l'atmosphère : le flux thermique

Le flux thermique émis par la planète est calculé de 0.7 à 9 μm . Au niveau p_i , il peut s'écrire :

$$F_{\text{IR}} = \sum_k \sum_{j=1}^N a_{i,j,k} B_k(T_j) \quad , \quad (6.3)$$

où $B_k(T_j)$ est la fonction de Planck à la température T_j du niveau de pression p_j et à la fréquence ν_k . $a_{i,j,k}$ ($= a_{j,i,k}$) est un terme de couplage lié à la transmittance entre les niveaux p_i et p_j , moyenné sur un intervalle de fréquence centré sur ν_k (Goukenleuque *et al.*, 2000).

Nous utilisons une largeur d'intervalle de 20 cm^{-1} . Ces coefficients sont calculés par un code de transfert radiatif raie par raie sans diffusion.

En-dessous de la limite en bas de l'atmosphère au niveau p_1 , on suppose la présence d'une couche isotherme d'épaisseur optique infinie à la température T_{gr} .

6.3 Chauffage de l'atmosphère

6.3.1 Le flux stellaire

Afin de calculer F_* en fonction du niveau de pression, nous résolvons l'équation de transfert avec diffusion dans l'approximation à deux faisceaux

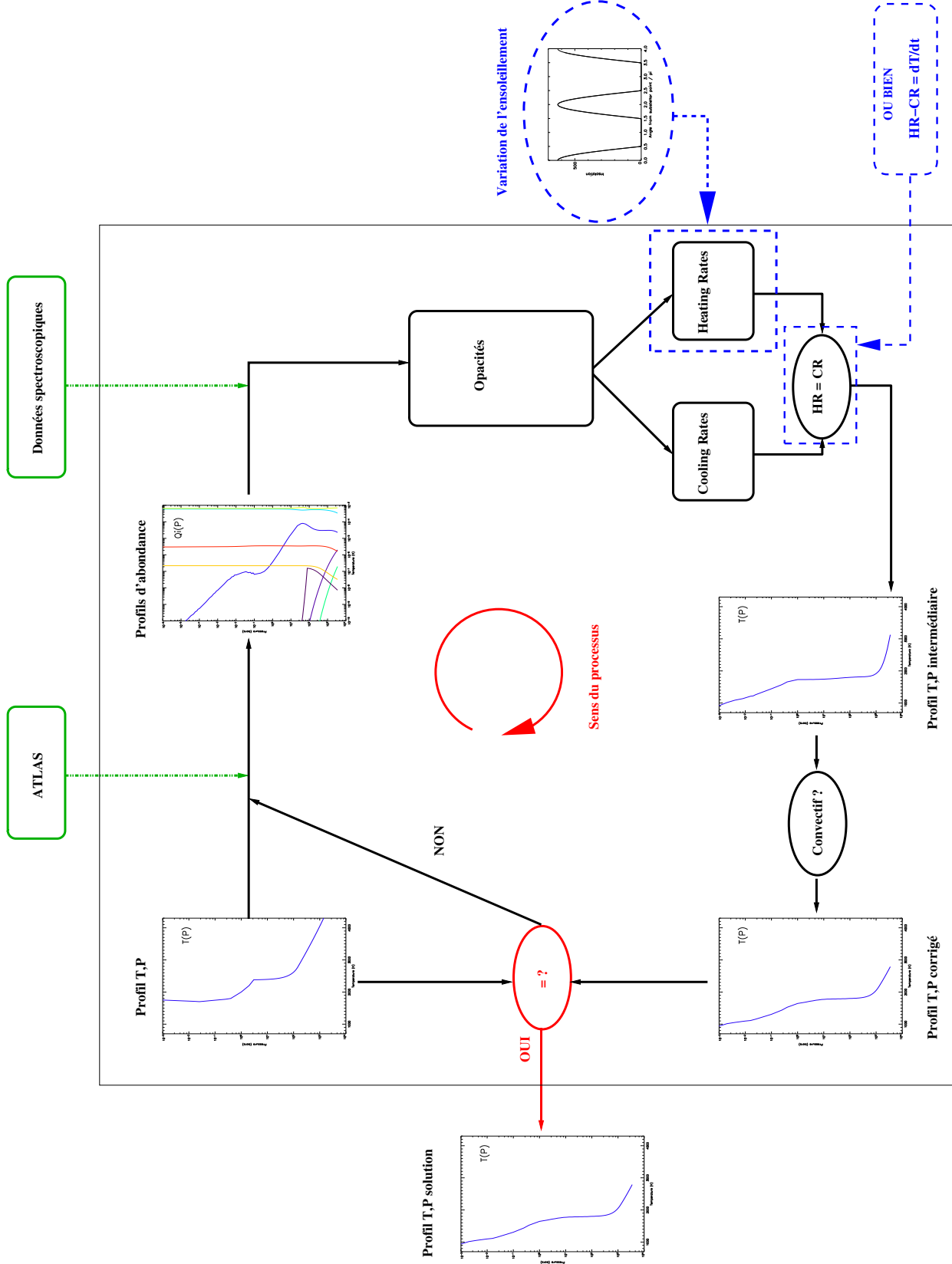


FIG. 6.1: Algorithme itératif de résolution. Les éléments encadrés par des pointillés bleus indiquent la différence entre le cas stationnaire et le cas dépendant du temps à savoir la modulation des taux de chauffage par un ensoleillement variable. L'ellipse rouge représente la fin de la boucle. A ce stade, on regarde si le profil obtenu est égal au profil initial dans le cas statique ou si la solution est périodique dans le cas dépendant du temps.

et la géométrie plan-parallèle avec un code raie par raie monochromatique. La condition limite est que le flux incident descendant $F_{\star}^{\downarrow}(0)$ est donné par :

$$F_{\star}^{\downarrow}(0) = \alpha\pi \left(\frac{R_{\star}}{a}\right)^2 B_{\nu}(T_{\star}) \quad , \quad (6.4)$$

où R_{\star} est le rayon de l'étoile, a la distance de la planète à la surface de l'étoile et $B_{\nu}(T_{\star})$ est la fonction de Planck monochromatique à la température de brillance de l'étoile T_{\star} .

Lorsque l'on résoud l'équilibre radiatif (cas stationnaire), nous considérons un ensoleillement moyenné sur tout le disque, ce qui revient à utiliser $\alpha = \frac{1}{4}$. Quand c'est le calcul dépendant du temps que l'on effectue, nous utilisons $\alpha = \pi \max[\cos(\lambda), 0]$, où λ est l'angle au zénith de l'étoile.

Le flux stellaire est calculé de 0.3 à 6 μm (1700-32000 cm^{-1}). Nous supposons que les photons dont la longueur d'onde est inférieure à 0.3 μm sont soit diffusés de manière conservative, soit absorbés au-dessus de la grille atmosphérique ($p < 1 \mu\text{bar}$) et ainsi ne participent pas au bilan d'énergie.

6.3.2 Discussion sur la redistribution du flux stellaire

Plusieurs auteurs ont étudié la structure des Jupiters chauds en équilibre radiatif en considérant l'atmosphère comme une colonne à une dimension recevant un flux moyen par le haut et un flux intrinsèque plus faible par le bas. Dans ces modèles, le chauffage stellaire est soit redistribué de manière égale sur toute la planète (Seager & Sasselov, 1998, 2000; Goukenleuque *et al.*, 2000), soit redistribué uniquement sur le côté jour (Sudarsky *et al.*, 2003; Baraffe *et al.*, 2003; Burrows *et al.*, 2003), ou bien même non redistribué du tout (Barman *et al.*, 2001; Burrows *et al.*, 2003).

En réalité, dans une atmosphère planétaire, les vents transportent une partie du flux stellaire du côté jour vers le côté nuit et de l'équateur aux pôles. Ainsi, la structure thermique ne dépend pas seulement de l'ensoleillement local mais également de la dynamique atmosphérique.

6.4 Egalisation des taux de chauffage et de refroidissement

6.4.1 Instabilité numérique

Lorsque que l'on cherche à égaliser les taux de chauffage et de refroidissement, nous constatons une instabilité lors des itérations, quand on considère des pressions élevées et par voie de conséquence des épaisseurs optiques importantes. Le profil thermique commence alors à osciller sans que l'on parvienne à converger. Un exemple d'un tel profil est donné avec la figure 6.2.

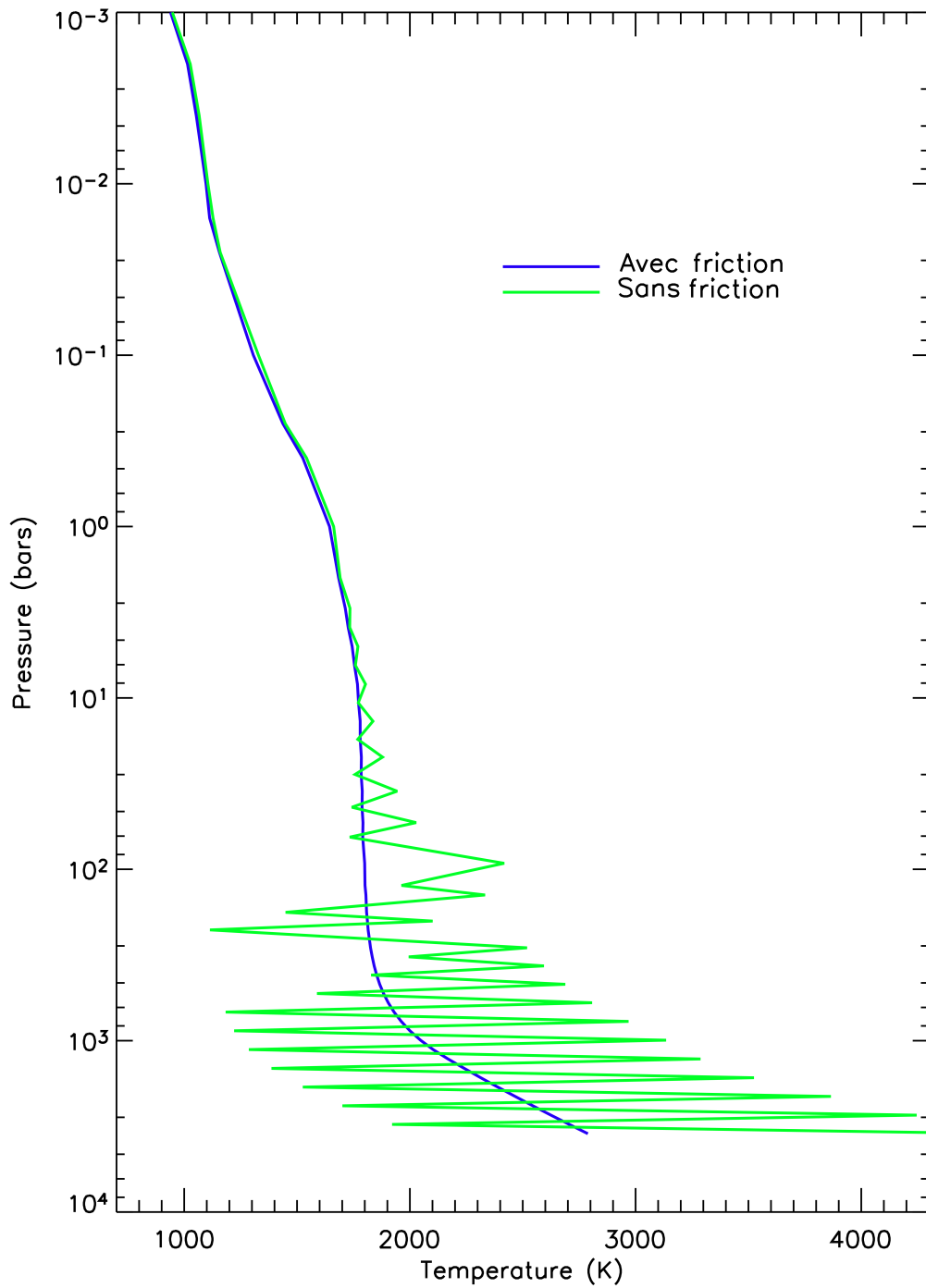


FIG. 6.2: Illustration de l'instabilité de l'algorithme. En vert, le profil obtenu avec l'algorithme initial. La température oscille d'un niveau à l'autre à grande profondeur. En bleu, en ajoutant un terme de friction, cet effet disparaît.

Ce problème est bien connu pour la résolution de ce type d'équation différentielle. Etudions donc la méthode pour résoudre ce problème (pour une approche détaillée des problèmes de méthodes numériques, se référer à Press *et al.*, 1992).

L'équation différentielle que nous avons à résoudre afin d'égaliser les taux de chauffage et les taux de refroidissement est donnée par :

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{mg}{C_p} \frac{dF}{dp} \quad (6.5)$$

Appelons $a = \frac{mg}{C_p}$. L'équation (6.5) devient alors :

$$\frac{dT}{dt} + a \frac{dF}{dp} = 0 \quad . \quad (6.6)$$

On reconnaît une équation différentielle hyperbolique à flux conservatif (équation d'advection).

6.4.2 Méthode numérique

Nous utilisons la méthode des différences finies afin de discrétiser l'équation. Notons de manière générale la quantité u dépendant du temps t_n (à l'itération n) et de la pression p_i (au niveau i) : $u_i^n = u(t_n, p_i)$. Les dérivations précises au premier ordre en temps et en pression pour cette quantité s'écrivent (dérivées d'Euler vers l'avant) :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{i,n} = \frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t) \quad (6.7)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial p} \right|_{i,n} = \frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{\Delta p} + \mathcal{O}(\Delta p) \quad (6.8)$$

où $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ est le pas en temps d'une itération à l'autre et $\Delta p = p_{i+1} - p_i$ le pas de la grille de pression. Cette façon de calculer les dérivées est appelée *FTFS (Forward Time Forward Space)*. C'est une méthode *explicite* de résolution.

La méthode consiste à utiliser les valeurs des températures T_i^n au temps t^n pour calculer les flux F_i^n . Ensuite nous pouvons calculer les nouvelles valeurs T_i^{n+1} en utilisant la relation :

$$T_i^{n+1} - T_i^n = -\frac{a\Delta t}{\Delta p} (F_{i+1}^n - F_i^n) + \mathcal{O}(\Delta t^2, \Delta p) \quad . \quad (6.9)$$

6.4.3 Analyse de stabilité : critère de von Neumann

La méthode d'analyse de stabilité de von Neumann consiste à imaginer que les coefficients de l'équation varient peu dans l'espace et le temps (analyse

locale). Dans ce cas, les modes propres de l'équation (6.6) peuvent s'écrire sous la forme :

$$T_j^n = \xi(k)^n e^{ikj\Delta p} \quad , \quad (6.10)$$

où k est un vecteur d'onde réel et $\xi(k)$ une fonction complexe dépendant de k . Pour que l'équation différentielle soit stable, il faut alors que :

$$|\xi(k)| < 1 \quad , \forall k \in \mathbb{R} \quad . \quad (6.11)$$

Lorsque l'on combine les équations (6.9) et (6.10), on obtient :

$$\xi(k) = 1 - i \frac{a\Delta t}{\Delta p} \sin k\Delta p \quad , \quad (6.12)$$

dont le module est toujours supérieur à 1 pour tous les k n'annulant pas le sinus (i.e. $k\Delta p = l \times \pi$ où l est un entier). Nous voyons donc que cette méthode n'est absolument pas stable. Cela est dû à une dispersion numérique introduite par les erreurs de troncature dans le calcul des dérivées.

Pour remédier à cela, nous introduisons un terme de viscosité numérique. Ce terme de couplage est introduit en ajoutant au terme de droite de l'équation (6.9), $T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n$ multiplié par un petit (i.e. $\ll 1$) facteur :

$$T_i^{n+1} - T_i^n = -\frac{a\Delta t}{\Delta p} (F_{i+1}^n - F_i^n) + \eta(p_i) (T_{i+1}^n - 2T_i^n + T_{i-1}^n) \quad . \quad (6.13)$$

Le facteur multiplicatif η est choisi de manière différente en fonction du niveau de pression. Puisque l'instabilité augmente avec la pression, nous prenons aussi une valeur plus grande quand la pression augmente. La friction ainsi introduite entraîne la convergence vers le profil thermique solution sans oscillation d'une itération à l'autre.

6.5 Application au cas stationnaire

6.5.1 Calcul radiatif

A partir d'un profil de température initial et des profils d'abondance des gaz associés, nous calculons les flux stellaire et thermique sur la grille atmosphérique. Les taux de chauffage $h(p_i)$ et les taux de refroidissement $c(p_i)$ définis dans la section 6.1 sont alors calculés.

Comme nous venons de le voir, et en remplaçant $\frac{mg}{C_p} \frac{dF}{dp}$ par les taux de chauffage et de refroidissement, la température à chaque niveau de la grille est modifiée en tenant compte de la relation :

$$\Delta T_i = \epsilon(p_i) [h(p_i) - c(p_i)] + \eta(p_i) (T_{i-1} - 2T_i + T_{i+1}) \quad (6.14)$$

dans laquelle le coefficient $\epsilon(p)$ joue le rôle d'un pas de temps, qui augmente avec la pression pour tenir compte de l'augmentation de la constante de temps radiative avec la profondeur. Ce procédé accélère ainsi la convergence.

Le second terme de l'équation est la dissipation numérique introduite précédemment afin d'éviter les instabilités à haute pression. Nous fixons le coefficient $\eta(p)$ à 1×10^{-3} au-dessus du niveau 0.3 bar et le faisons croître jusqu'à 2% à la limite inférieure de l'atmosphère (p_1).

La température T_{gr} en-dessous du plus bas niveau de pression p_1 est fixée à $T_1 + \delta T_1$, où δT_1 est calculé de telle sorte que le gradient de température remplisse la condition $F_{IR}(p_1) = F_{int}$.

Le flux thermique est alors calculé en utilisant le profil de température ainsi modifié et la procédure est itérée jusqu'à ce que la condition $h(p_i) = c(p_i)$ soit vérifiée avec une précision de 5%.

Après avoir atteint cette convergence, les profils d'abondance des espèces gazeuses sont recalculées d'après le nouveau profil de température solution. L'absorption du flux stellaire ainsi que les coefficients $a_{i,j,k}$ pris en compte dans le calcul du flux thermique sont alors recalculés et un nouveau profil thermique est obtenu par le processus itératif décrit ci-dessus. Si le nouveau profil solution est suffisamment proche du précédent (avec comme critère une précision d'environ 10 K), nous le retenons comme la solution de l'équilibre radiatif. Si ce n'est pas le cas, tout le processus itératif est poursuivi.

6.5.2 Zone convective

A la fin de ce processus d'itération, nous appliquons un ajustement de la zone convective pour les régions dans lesquelles le gradient de température dépasse le gradient adiabatique. Le gradient de température se définit par :

$$\nabla \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P} . \quad (6.15)$$

Dans la zone convective, le gradient adiabatique s'écrit pour un gaz parfait ($\gamma = C_p/C_V$; C_p (resp. C_V) la capacité calorifique à pression (resp. volume) constante et R la constante molaire des gaz parfaits) :

$$\nabla_{adiab} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{R}{C_p} \quad (6.16)$$

Dans ces régions convectives, le gradient est fixé à la valeur du gradient adiabatique (la valeur de C_p est calculée en fonction de la température de la couche) et le flux d'énergie comprend à la fois une composante radiative et une composante convective. Ce traitement peut certes sembler simplifié, mais gardons à l'esprit que c'est la partie *radiative* que nous nous efforçons de modéliser le plus fidèlement possible.

6.6 Application au cas dépendant du temps

Afin d'étudier la réponse de l'atmosphère de la planète à un ensoleillement qui varie avec le temps, nous définissons le flux stellaire incident selon l'équation (6.4) avec $\alpha = \pi \max[\cos(\lambda), 0]$ et $\lambda = \frac{2\pi t}{P}$, P étant la période de rotation

de l'atmosphère. La façon dont nous définissons l'ensoleillement représente la variation du flux stellaire durant une journée, moyenné sur les latitudes (c'est à dire le long d'un méridien) lorsque l'atmosphère se déplace de manière solide à la vitesse angulaire constante $\frac{2\pi t}{P}$. En effet, le flux reçu par la planète est sinusoïdal du coté éclairé et nul du coté nuit. L'ensoleillement est maximum pour le point substellaire ($\lambda = 0$)

De cette façon, le flux reçu en une journée est le même que dans le cas statique en moyenne sur la planète ($\langle \alpha \rangle_t = \frac{1}{4}$).

Dans ce cas, nous résolvons l'équation (6.2) en utilisant un algorithme pas à pas (*time-marching algorithm*) avec un pas de temps de 300 secondes. Nous utilisons comme profil de départ la solution de l'équilibre radiatif. L'intégration est menée pendant plusieurs rotations de la planète jusqu'à ce que la température à chaque niveau atteigne un état périodique.

L'ajustement de la zone convective est effectué de la manière expliquée dans le paragraphe 6.5.2.

6.7 Calcul de l'absorption en visée horizontale

L'observation des transits de HD209458b rend nécessaire le fait de pouvoir fournir nos paramètres de sortie sous une nouvelle géométrie. En effet, nous traitons l'atmosphère en couches planes et parallèles. Toutefois, en visée horizontale, l'absorption observée n'est pas la somme des contributions des couches du centre à la périphérie de l'atmosphère.

Il convient de tenir compte de la géométrie sphérique de l'atmosphère et de la façon dont la ligne de visée intercepte les couches atmosphériques. La géométrie du problème est illustrée sur la figure 6.3. j_0 est l'indice du niveau correspondant à l'altitude de la ligne de visée z_0 . $dz(j)$ est la différence d'altitude entre les deux niveaux j et $j + 1$ (l'équilibre hydrostatique donne $dp = -\rho g dz$) et $ds(j)$ est la différence de chemin optique *géométrique* entre ces deux niveaux (voir la figure 6.3). ds et dz sont reliés par la sécante définie par le rapport :

$$\sec(j_0, j) = \frac{ds(j, j_0)}{dz(j)} = \frac{R + z}{\sqrt{(R + z)^2 - (R + z_0)^2}} \quad . \quad (6.17)$$

Une fois que l'on a calculé l'opacité $d\tau$ de chaque couche, nous obtenons l'opacité totale le long de la ligne de visée en sommant pour toutes les couches traversées chaque opacité, pondérée par la sécante de la couche correspondante :

$$\tau(j_0) = 2 \times \sum_{j=j_0}^{nlev} \sec(j_0, j) d\tau(j) \quad . \quad (6.18)$$

Une grandeur utile lorsque l'on observe le limbe de la planète lors d'un transit est le rayon de cette planète. On entend par rayon de la planète le rayon où l'opacité τ due à l'atmosphère de la planète en visée horizontale est égale à 1. Puisque l'opacité de la planète dépend de la longueur d'onde, le rayon

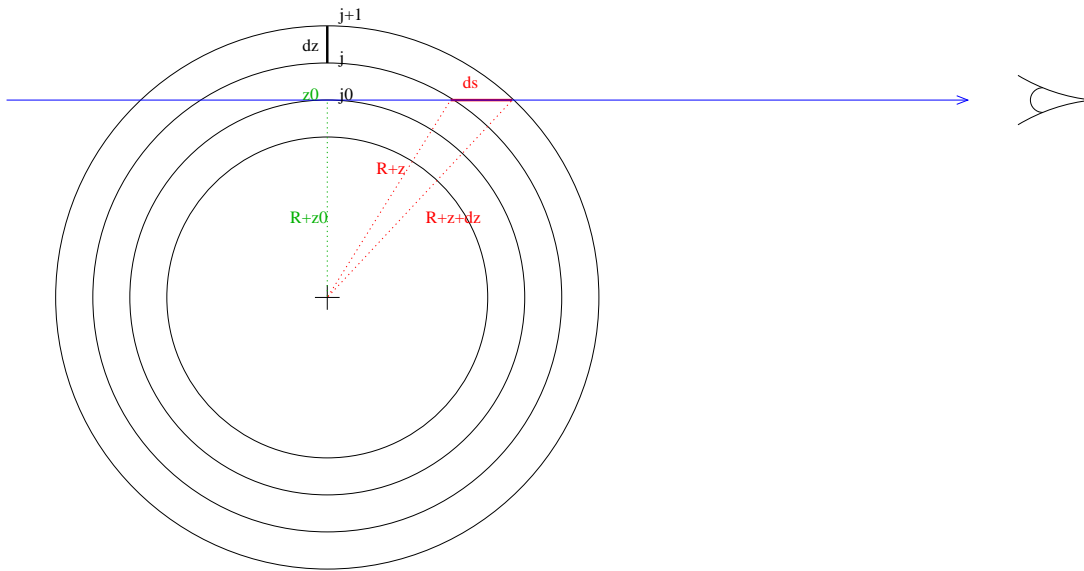


FIG. 6.3: Géométrie d'une observation en visée horizontale au limbe. $j_0, j_0 + 1, \dots, j, j + 1, \dots$ sont les indices numérotant les niveaux, l'altitude z comptée à partir du niveau 1 bar est reliée au rayon correspondant par : $r(z) = R(1 \text{ bar}) + z$. Le long de la ligne de visée, la variable d'intégration du chemin optique géométrique est ds .

$R(\tau = 1)$ aussi. Cette dépendance peut alors aisément être calculée puisqu'il d'inverser la relation $\tau(z)$ pour $\tau = 1$. Plus précisément, on interpole dans le tableau $[\tau(j_0)]_{j_0=1,n}$ entre les altitudes $z(j_1)$ et $z(j_1 + 1)$ telles que $\tau(j_1 + 1) < 1 \leq \tau(j_1)$.

6.8 Calcul des équilibres chimiques : le code ATLAS

6.8.1 Hypothèses

Nous faisons l'hypothèse que la composition élémentaire de l'atmosphère de la planète est solaire. Nous utilisons donc les abondances des éléments données par Anders & Grevesse (1989) que nous rappelons dans le tableau 6.8.1. Les profils d'abondance des espèces gazeuses sont calculés en supposant que l'équilibre thermochimique est réalisé à tous les niveaux. Le calcul des abondances a été réalisé en utilisant le code ATLAS (Kurucz, 1970).

6.8.2 Le code ATLAS

Equations de l'équilibre chimique

L'équilibre chimique obéit à trois contraintes :

- la conservation du nombre de particules par unité de volume. Prenons par exemple le cas d'une atmosphère d'hydrogène et d'hélium. n_A est le nombre total de particules, X_H et X_{He} sont les abondances des éléments et nous avons deux équations :

$$\begin{cases} n(\text{HI}) + n(\text{HII}) + 2n(\text{H}_2) + 2n(\text{H}_2^+) + n(\text{H}^-) = X_H n_A \\ n(\text{HeI}) + n(\text{HeII}) + n(\text{HeIII}) = X_{He} n_A \end{cases} \quad (6.19)$$

Bien sur, quand d'autres éléments sont présents dans l'atmosphère, il faut tenir compte des termes croisés qui couplent les équations d'abondance.

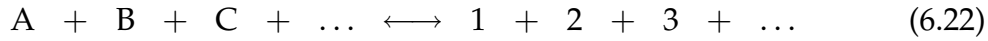
- la conservation de la charge. Si l'on considère le même cas que précédemment, nous avons :

$$n(\text{HII}) + n(\text{H}_2^+) + n(\text{HeII}) + 2n(\text{HeIII}) - n(\text{H}^-) - n_e = 0 \quad . \quad (6.20)$$

- la donnée du nombre total de particules par unité de volume : $n_{\text{total}} = \frac{P}{k_B T}$, où P est la pression totale, k_B est la constante de Boltzmann et T la température :

$$\sum_{i=\text{H,He},\dots,e} n_i = n_{\text{total}} \quad . \quad (6.21)$$

Chaque terme des équations d'équilibre peut être écrit en fonction des atomes neutres et des électrons d'après l'équation de Saha. Soit la réaction



Elément	Abondance	Elément	Abondance
H	9.10×10^{-1}	Ni	1.61×10^{-6}
He	8.87×10^{-2}	Cr	4.40×10^{-7}
O	7.76×10^{-4}	P	3.39×10^{-7}
C	3.29×10^{-4}	Mn	3.11×10^{-7}
Ne	1.12×10^{-4}	Cl	1.71×10^{-7}
N	1.02×10^{-4}	K	1.23×10^{-7}
Mg	3.49×10^{-5}	Ti	7.83×10^{-8}
Si	3.26×10^{-5}	Co	7.34×10^{-8}
Fe	2.94×10^{-5}	F	2.75×10^{-8}
S	1.68×10^{-5}	V	9.56×10^{-9}
Ar	3.29×10^{-6}	Li	1.86×10^{-9}
Al	2.77×10^{-6}	Rb	2.31×10^{-10}
Ca	1.99×10^{-6}	Cs	1.21×10^{-11}
Na	1.87×10^{-6}		

TAB. 6.1: Abondance solaire des éléments (Anders & Grevesse, 1989).

dans laquelle A, B, C et 1, 2, 3 sont des particules ou des photons en équilibre, alors l'équation de Saha s'écrit :

$$\frac{n_1 n_2 \dots}{n_A n_B \dots} = \frac{U_1 (2\pi M_1 k_B T / h^2)^{3/2} U_2 (2\pi M_2 k_B T / h^2)^{3/2} \dots e^{-E_{123\dots}/k_B T}}{U_A (2\pi M_A k_B T / h^2)^{3/2} U_B (2\pi M_B k_B T / h^2)^{3/2} \dots e^{-E_{ABC\dots}/k_B T}} \quad (6.23)$$

où h est la constante de Planck et U la fonction de partition de la particule : $U_X = \sum_{i \in X} e^{-E_i/k_B T}$.

L'équation de Saha régit aussi bien les réactions entre les espèces chimiques neutres que les réactions d'ionisation. Le terme de droite de l'équation 6.23 (appelons le $\varepsilon(T)$) peut être déterminé directement. Mais pour certaines molécules (qui ne jouent pas un grand rôle dans l'équilibre chimique), il est ajusté par une fonction polynomiale :

$$\varepsilon(T) = \exp \left[\frac{a}{k_B(\text{eV})} - b + cT - dT^2 + eT^3 - fT^4 - \frac{3}{2}(m - l - k) \ln T \right] \quad (6.24)$$

Cet ajustement suppose que les fonctions de partitions et les énergies de dissociation sont indépendantes de la densité, ainsi ε est uniquement fonction de la température. Kurucz (1970) a tabulé ces coefficients d'après un ajustement des tables des propriétés thermodynamiques de ces molécules d'après McBride *et al.* (1963). Le calcul de l'équation de Saha est traité dans un sous-programme qui calcule ou estime d'après les valeurs tabulées (selon le cas) la fonction de partition pour les ions et les atomes.

Méthode de résolution

Les équations de l'équilibre chimique ne sont pas linéaires. Leur résolution relève d'un processus itératif. ATLAS utilise une technique dite de Newton-Raphson (Carnahan *et al.*, 1969) que nous allons décrire à présent.

Le système d'équations peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} f_{\text{total}}(n_A, n_H, \dots, n_e) &= 0, \\ f_H(n_A, n_H, \dots, n_e) &= 0, \\ f_{\text{He}}(n_A, n_H, \dots, n_e) &= 0, \\ &\vdots \\ f_e(n_A, n_H, \dots, n_e) &= 0 \end{aligned} \quad (6.25)$$

Une matrice dans laquelle chaque élément est la dérivée de chaque équation par rapport à chaque variable est alors calculée analytiquement :

$$\frac{\partial f_i}{\partial n_j} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_{\text{total}}}{\partial n_A} & \frac{\partial f_{\text{total}}}{\partial n_H} & \dots & \frac{\partial f_{\text{total}}}{\partial n_e} \\ \frac{\partial f_H}{\partial n_A} & \frac{\partial f_H}{\partial n_H} & \dots & \frac{\partial f_H}{\partial n_e} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_e}{\partial n_A} & \frac{\partial f_e}{\partial n_H} & \dots & \frac{\partial f_e}{\partial n_e} \end{pmatrix} \quad (6.26)$$

A partir de valeurs initiales des densités n_j , ATLAS résoud l'équation matricielle suivante :

$$\sum_j \frac{\partial f_i}{\partial n_j} \Delta_j = f_i \quad (6.27)$$

par élimination de Gauss-Jordan. La nouvelle densité est $n_i - \Delta_i$. Le processus est itéré jusqu'à ce que la correction relative soit inférieure à 10^{-4} .

Prise en compte de la condensation

Pour 15 éléments, la condensation est prise en compte (voir le tableau 6.8.2). Elle se fait par le calcul d'un coefficient pondérant son abondance.

Les courbes de condensation sont ajustées par une fonction de la forme :

$$P_{\text{sat}} = 10^{(a - \frac{b}{T})} \quad . \quad (6.28)$$

Les paramètres sont données par les résultats de Fegley & Lodders (1994). Le coefficient de pondération supposé linéaire en $\frac{10^4}{T}$:

$$\log n_{\text{fin}} = \log n_{\text{init}} - \text{coeff} \times \left(\frac{10^4}{T} - \frac{10^4}{T_{\text{sat}}} \right) \quad . \quad (6.29)$$

Élément	Espèce susceptible de se condenser	Élément	Espèce susceptible de se condenser
C	CH ₄	K	K ₂ S
N	NH ₃	Fe	
O	H ₂ O	Mg	MgSiO ₃
F	NH ₄ F	Al	
Na	Na ₂ S	Ca	CaTiO ₃
Si	MgSiO ₃	Ti	CaTiO ₃
S	NH ₄ SH	V	
Cl	NH ₄ Cl		

TAB. 6.2: Espèces dont la condensation est prise en compte.

Chapitre 7

Sources d'opacités

Sommaire

7.1	Diffusion Rayleigh	86
7.2	Absorptions induites par collisions d'hydrogène et d'hélium	86
7.3	Absorption due à l'hydrogène ionisé	88
7.3.1	H ⁻	88
7.3.2	H ₂ ⁻	89
7.4	Espèces moléculaires	89
7.4.1	H ₂ O	90
7.4.2	CO	91
7.4.3	CH ₄	91
7.5	TiO	92
7.6	Traitement des alcalins	92
7.6.1	Régime collisionnel	95
7.6.2	Régime quasi-statique	98
7.6.3	Coupure exponentielle	98
7.6.4	Limites	99

Nous pouvons classer les différentes sources d'opacité en fonction de la façon dont elles sont traitées. La diffusion Rayleigh (section 7.1) a été calculée à partir des indices de réfraction des composants majeurs de l'atmosphère. Un spectre continu a été utilisé pour les absorptions induites par collisions de l'hydrogène et de l'hélium (section 7.2) et l'absorption des ions H⁻ et H₂⁻ (section 7.3)). Les espèces moléculaires H₂O, CO et CH₄ ont été prises en compte en modélisant raie par raie leurs spectres ro-vibrationnels (section 7.4). L'opacité due au TiO a été calculée par le biais d'un spectre continu rendant compte de ses nombreuses bandes d'absorption (section 7.5). Enfin, un traitement concernant la forme particulière des raies de résonance des alcalins a été appliqué (section 7.6).

Il est important de remarquer que nous n'avons considéré ni l'absorption, ni la diffusion par les nuages. En effet, les inconnues concernant la modé-

lisation de la formation des nuages ainsi que de leur structure restent trop nombreuses pour un traitement réaliste.

7.1 Diffusion Rayleigh

Nous supposons que l'atmosphère ne contient pas de particules diffusantes. C'est pourquoi seule la diffusion Rayleigh par les constituants majeurs (H_2 et He) est considérée. Nous ne tenons compte de la diffusion Rayleigh que pour la composante du flux provenant de l'étoile (et non dans l'émission thermique de la planète).

L'opacité élémentaire due à la diffusion Rayleigh s'écrit (Goukenleuque *et al.*, 2000) :

$$d\tau_{Ray} = \frac{2.76 \times 10^9}{g} \frac{dP}{\mu} \frac{C_1}{\lambda^4} \left(1 + \frac{C_2}{\lambda^2} + \frac{C_3}{\lambda^4} \right) \quad (7.1)$$

où g est l'accélération de la gravité, μ , la masse moléculaire moyenne en g et λ est la longueur d'onde en μm . C_1 , C_2 , et C_3 sont des coefficients choisis pour une atmosphère de H_2 et He en abondance élémentaire solaire. Les valeurs $C_1 = 169.198 \times 10^{-10} \mu\text{m}^{-4}$, $C_2 = 252.595 \times 10^{-12} \mu\text{m}^{-2}$ et $C_3 = 947.598 \times 10^{-15} \mu\text{m}^{-4}$ ont été calculées d'après les indices de réfraction de Pryor *et al.* (1992) pour H_2 et Chan & Dalgarno (1965) pour He.

La dépendance en $1/\lambda^4$ privilégie les faibles longueurs d'onde. Nous verrons plus loin que le flux d'émission thermique de la planète n'est conséquent qu'au-delà de $1 \mu\text{m}$. Dans cette gamme de longueur d'onde, la diffusion Rayleigh n'est pas très efficace et reste inférieure à l'absorption gazeuse, ce qui justifie qu'on l'ait négligée dans le calcul du flux thermique de la planète.

7.2 Absorptions induites par collisions d'hydrogène et d'hélium

Les molécules telles que l'hydrogène et l'hélium ne possèdent pas de moments dipolaires, du fait de la grande symétrie du système au repos. Elle ne peuvent donc être absorbantes. Cependant, lors des collisions, la symétrie est brisée, un moment dipolaire est induit et une absorption apparaît. Elle est maximale à l'emplacement des raies de rotation S(0) et S(1) de H_2 (350 et 600 cm^{-1}).

Le spectre d'absorption induite par collisions est un spectre continu. Il a été calculé de 0 à $18\,000 \text{ cm}^{-1}$ d'après Borysow (1996)¹, puis extrapolé jusqu'à $35\,000 \text{ cm}^{-1}$.

Ce spectre a été généré en prenant en compte les bandes roto-translationnelles, des transitions fondamentales et des bandes chaudes roto-vibrationnelles pour H_2-H_2 et pour H_2-He . Les données qui nous ont servi à

¹Voir le site d'Aleksandra Borysow pour les codes sources et les références à l'adresse suivante : <http://www.astro.ku.dk/~aborysow/programs/>.

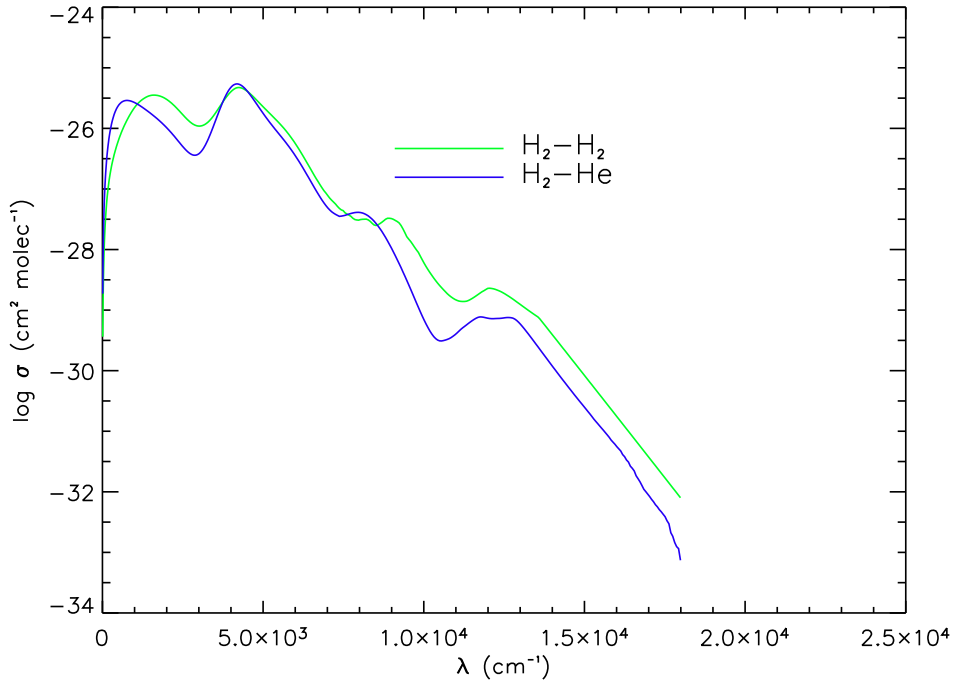


FIG. 7.1: Logarithmes de l'opacité de H_2-H_2 et H_2-He . La température utilisée est 2000 K.

calculer le spectre sont résumées dans le tableau 7.1. Nous pouvons voir un exemple de ce spectre pour une température de 2000 K sur la figure 7.1. On peut remarquer la présence d'une région d'absorption roto-translationnelle autour de 1000 cm^{-1} , d'une bande vibrationnelle autour de 4000 cm^{-1} et de ses harmoniques vers 8000 et 12000 cm^{-1} .

Paire	Bande	Fréquence (cm^{-1})	Références	Températures (K)
H_2-H_2	RT	0 – ~ 5000	Zheng & Borysow (1995b)	600 – 7000
	RVF	$\sim 2000 - 8000$	Borysow & Frommhold (1990)	600 – 5000
	RVH	$\sim 5000 - 13000$	Zheng & Borysow (1995a)	0 – 500
H_2-He	RT	0 – ~ 2000	Borysow <i>et al.</i> (1988)	40 – 3000
	RVF	$\sim 1000 - 8000$	Borysow <i>et al.</i> (1989)	18 – 7000
	RVH	0 – ~ 11000	Borysow & Frommhold (1989)	18 – 7000

TAB. 7.1: Caractéristiques des données utilisées pour calculer l'absorption induite par collision des systèmes H_2-H_2 et $He-He$. RT, RVF et RVH indiquent respectivement les bandes roto-translationnelles, roto-vibrationnelles fondamentales et roto-vibrationnelles harmoniques.

7.3 Absorption due à l'hydrogène ionisé

Dans l'atmosphère profonde, pression et température peuvent être suffisamment importantes pour que H et H₂ puissent être ionisés. Il convient donc de tenir compte de leurs opacités. L'absorption H⁻ *bound-free* et H₂⁻ *free-free* a été calculée par Guillot *et al.* (1994) suivant John (1988) pour H⁻ et Bell (1980) pour H₂⁻.

7.3.1 H⁻

Le coefficient d'absorption continu de photo-détachement à une température T et une longueur d'onde $\lambda(\mu\text{m})$ est donné — compte tenu de l'équation de Saha-Boltzman pour les rapports de populations et de l'émission stimulée — par John (1988) :

$$k_{\lambda}^{\text{bf}}(T) = 0.750 \cdot T^{-5/2} \cdot e^{\frac{\alpha}{\lambda_0 T}} \left(1 - e^{\frac{\alpha}{\lambda T}}\right) \sigma_{\lambda} \text{ cm}^4 \text{dyne}^{-1} \quad , \quad (7.2)$$

où $\alpha = \frac{hc}{k_B}$, $\lambda_0 = 1.6419 \mu\text{m}$ est le seuil de photo-détachement de l'ion H⁻ et σ_{λ} sa section efficace de photo-détachement. Cette dernière peut s'écrire :

$$\sigma_{\lambda} = 10^{-18} \lambda^3 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)^{3/2} f(\lambda) \text{ cm}^2 \quad , \quad (7.3)$$

Avec f une fonction variant lentement avec la longueur d'onde λ . Une bonne estimation de cette fonction est :

$$f(\lambda) = \sum_{n=1}^6 C_n \left[\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right]^{(n-1)/2} \quad . \quad (7.4)$$

Les paramètres C_n sont résumés dans le tableau 7.2. Ils permettent de calculer la section efficace d'absorption bound-free de H⁻ pour $0.125\mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.6419\mu\text{m}$, quelle que soit la température et d'en déduire l'opacité. Un exemple en est représenté en fonction de la longueur d'onde sur la figure 7.2.

n	C_n
1	152.519
2	49.534
3	-118.858
4	92.536
5	-34.194
6	4.982

TAB. 7.2: Paramètres C_n utilisés pour calculer la section efficace de photo-détachement de H⁻ d'après John (1988).

7.3.2 H_2^-

Nous avons utilisé les résultats de Bell (1980). Pour évaluer le coefficient d'absorption free-free de H_2^- , il a étudié les fonctions d'onde décrivant le mouvement d'un électron libre dans le champ d'une molécule d'hydrogène. Des valeurs du coefficient d'absorption nous sont données en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs valeurs de la température. Un exemple de cette opacité est représenté en fonction de la longueur d'onde sur la figure 7.2.

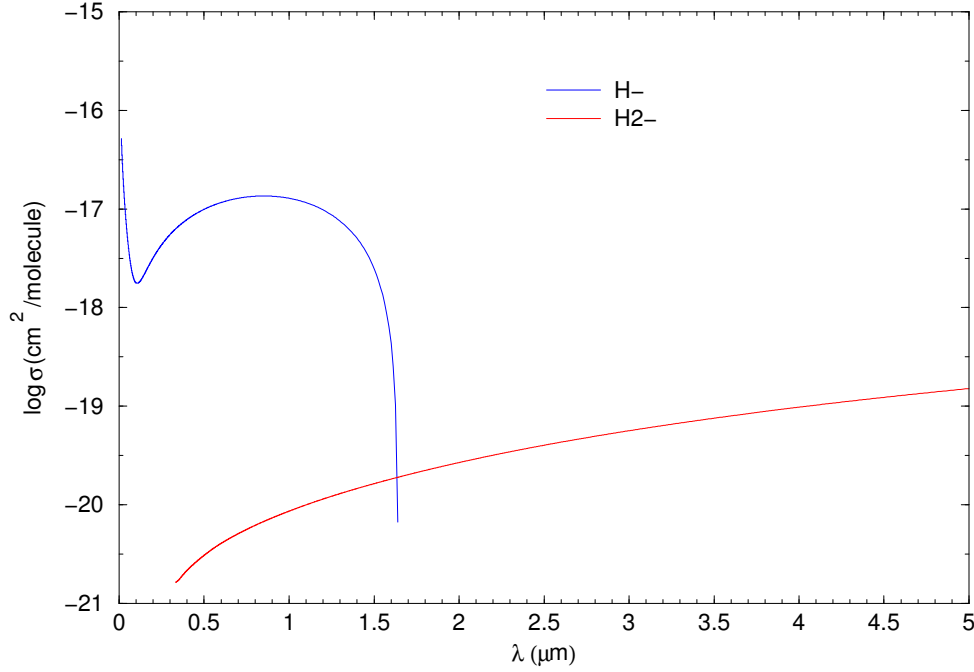


FIG. 7.2: Logarithmes de l'opacité de H^- bound-free et de H_2^- free-free en fonction de la longueur d'onde. La température utilisée est 2000 K et la pression 1 bar.

7.4 Espèces moléculaires

Pour les espèces suivantes, le code de transfert se fait raie par raie. On calcule alors l'opacité monochromatique pour chaque raie en supposant un profil de Voigt.

L'opacité $d\tau_i$ d'un composant i pour une couche d'épaisseur dz pour un nombre d'onde σ s'écrit :

$$d\tau_i(\sigma) = S(T)q_i(z)n(z)f(\sigma)dz \quad (7.5)$$

où S est l'intensité de la raie, q_i le rapport de mélange du composant atmosphérique i , $n = P/kT$ la densité atmosphérique et $f(\sigma)$ le profil de Voigt de la raie dans sa partie centrale.

La force de la raie est donnée par :

$$S(T) \propto f_{ij} \times \frac{e^{-E_{\text{bas}}/k_B T}}{Q(T)} \left(1 - e^{-E_{\text{transition}}/k_B T}\right) . \quad (7.6)$$

E_{bas} est l'énergie du niveau bas de la transition, k_B est la constante de Boltzmann. $E_{\text{transition}}$ est l'énergie émise lors de la transition. Elle est bien sûr donnée par $E_{\text{transition}} = hc\sigma$ où h et c sont respectivement les constantes de Planck et la vitesse de la lumière et σ le nombre d'onde. f_{ij} est la force d'oscillateur de la transition. $Q(T)$ est la fonction de partition de l'atome ou molécule considéré.

Si l'on considère que l'on connaît la valeur S_0 pour une température T_0 , alors la relation entre S , S_0 , T et T_0 s'écrit :

$$S(T) \approx S_0(T_0) \times \frac{Q(T_0)}{Q(T)} \times \frac{e^{-E_{\text{bas}}/k_B T}}{e^{-E_{\text{bas}}/k_B T_0}} \times \frac{1 - e^{-\frac{hc}{k_B T}\sigma}}{1 - e^{-\frac{hc}{k_B T_0}\sigma}} . \quad (7.7)$$

Le profil Lorentzien s'écrit :

$$f(\sigma) = \frac{\gamma_L}{\pi \left[\gamma_L^2 + (\sigma - \sigma_0)^2 \right]} . \quad (7.8)$$

γ_L est le coefficient d'élargissement Lorentz. Il dépend lui aussi de la température. On peut écrire cette dépendance sous la forme :

$$\gamma_L(T) = \gamma_L^0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (7.9)$$

où n est l'exposant de dépendance en température. Nous prenons comme température de référence celle utilisée conventionnellement dans les banques de données spectroscopiques (GEISA, HITRAN) : $T_0 = 296$ K.

Ainsi, chaque fichier de raies nous fournit la position de la raie (σ_0), l'intensité de la raie correspondante (S_0) à la température T_0 , le coefficient d'élargissement Lorentz (γ_L^0) à la même température, ainsi que l'énergie du niveau bas (E_{bas}). Nous pouvons alors calculer l'opacité monochromatique correspondante.

Les données spectroscopiques concernant les molécules H_2O , CO et CH_4 sont détaillées dans Goukenleuque (1999). Nous en rappelons ici les éléments essentiels.

Il convient de noter que pour tenir compte du comportement sub-Lorentzien du profil, on applique une coupure à 20 cm^{-1} du centre de la raie.

7.4.1 H_2O

Nous avons utilisé la base de données développée par Partridge & Schwenke (1997). Elle est particulièrement bien adaptée pour l'étude des atmosphères stellaires et les atmosphères planétaires chaudes. Elle compte 400 millions de raies incluant plusieurs isotopes de l'eau.

Nous avons appliqué un critère de sélection afin de réduire le nombre de raies à traiter. La condition est que l'intensité de la raie à une température test (1 500 K) est supérieure à 4×10^{-27} cm moléc⁻¹. Il en résulte que le nombre de raies finalement retenu est de 5.5×10^6 raies.

Un exemple de spectre tiré de Goukenleuque (1999) est montré dans la figure 7.3.

7.4.2 CO

Goukenleuque *et al.* (2000) ont généré une liste de raies du monoxyde de carbone en utilisant les paramètres décrivant les interactions des niveaux de rotation et de vibration de la molécule.

En appliquant le même critère de sélection pour l'intensité que pour l'eau, nous retenons 5 000 raies réparties en quatre bandes : 1743–2319 cm⁻¹, 3782–4360 cm⁻¹, 5870–6420 cm⁻¹ et 8100–8400 cm⁻¹.

Ces bandes sont illustrées sur la figure 7.3 reprise de Goukenleuque (1999).

7.4.3 CH₄

Plusieurs sources de données

Nous avons dû employer plusieurs sources de données spectrales. Un catalogue de raies a été généré par le code TDS (Traitement de Données Spectroscopiques ou *Tromsk-Dijon-Spectroscopy*, Tyuterev *et al.*, 1994). TDS est une base de données fondamentales (énergies, moments de transitions, constantes spectroscopiques, ...) déterminées par une modélisation complète associée à des ajustements de données spectrales expérimentales. Il permet d'étudier la spectroscopie haute résolution des molécules sphériques telles que CH₄, CF₄, SiH₄, SiF₄, SnH₄, GeH₄, SF₆, ...

Cependant, ce code ne permet pas de calculer les transitions au-delà de 6 200 cm⁻¹. Les données provenant de modèles de bandes ont dû être utilisées pour les domaines 6 000–9 500 cm⁻¹ (Strong *et al.*, 1993) et 9 500–22 800 cm⁻¹ (Fink *et al.*, 1977).

Le modèle de bandes

Les modèles de bandes d'absorption ont été introduits pour simplifier le calcul des coefficients d'absorption. Du fait de la complexité du spectre du méthane dans le visible et le proche infrarouge cette approche s'avère nécessaire. Une bande est un intervalle spectral de largeur $\Delta\nu$ assez grand pour que l'on puisse moyenniser les différentes raies sans déformer le contour de la bande.

Le modèle de bandes statistique de Goody (Goody, 1964) suppose que la distribution de probabilité des intensités est aléatoire et suit une distribution de Poisson :

$$N(S) = \frac{N_0}{S_0} \exp\left(-\frac{S}{S_0}\right) \quad , \quad (7.10)$$

où N_0 est le nombre total de raies d'intensité moyenne S_0 distribué aléatoirement dans l'intervalle $\Delta\nu$ avec un espacement moyen de $\delta = \Delta\nu/N_0$.

Dans le modèle de Goody-Voigt (où le profil de Voigt est pris en compte), quatre paramètres sont ajustés aux données de laboratoire (voir la section 7.4 pour la définition des grandeurs) :

- $\kappa_\nu(T_0) = \frac{S_0}{\delta}$, le coefficient d'absorption à la température T_0 ;
- E_{bas} , l'énergie du niveau bas servant à relier $\kappa_\nu(T)$ à $\kappa_\nu(T_0)$;
- γ_L^0/δ ;
- γ_L^0/γ_D^0 , rapport des paramètres Lorentz et Doppler.

Ainsi, nous avons toutes les grandeurs dont nous avons besoin pour calculer les absorptions pour chaque température (voir la section 7.4).

7.5 TiO

Quand la température devient importante, c'est à dire profondément dans l'atmosphère, l'abondance du TiO devient non négligeable. C'est pourquoi nous l'avons introduit dans le bilan des opacités. Comme dans l'article de Collins & Faÿ (1974), nous avons calculé l'opacité du TiO par l'ajustement d'une fonction polynomiale du second ordre en $\theta = \frac{5040}{T}$:

$$\log_{10}(\sigma_{\text{TiO}}) = A_1 + A_2\theta + A_3\theta^2 + \log_{10}[f_{el}(\lambda)] \quad (7.11)$$

Où σ_{TiO} est la section efficace, exprimée en $\text{cm}^2/\text{molécule}$ de TiO. $f_{el}(\lambda)$ est la force d'oscillateur électronique absolue, A_1 , A_2 et A_3 , les coefficients de l'ajustement sont donnés dans Collins & Faÿ (1974). Plusieurs valeurs de la force d'oscillateur électronique f_{el} ont été utilisées selon la bande spectrale considérée (les différentes bandes spectrales sont notées α , β , γ , γ' , δ et ϕ). Elles sont résumés dans le tableau 7.3. Brett (1990) l'a déduit d'observations astrophysiques, par ajustement de spectres de géantes rouges. L'opacité peut ainsi être calculée. Un exemple de cette opacité en fonction de la longueur d'onde est représenté figure 7.4.

Les valeurs de la force d'oscillateur électronique trouvée par Brett (1990) peuvent avoir été sous-estimées (Allard *et al.*, 2000). Il faudra donc garder à l'esprit que l'opacité que nous prenons pour le TiO est une valeur inférieure. L'utilisation d'une liste de raies d'après Schwenke (1998) est en préparation.

7.6 Traitement des alcalins

Certaines raies de résonance des alcalins peuvent être très intenses. L'importance de leur rôle dans l'opacité des atmosphères substellaires a été souli-

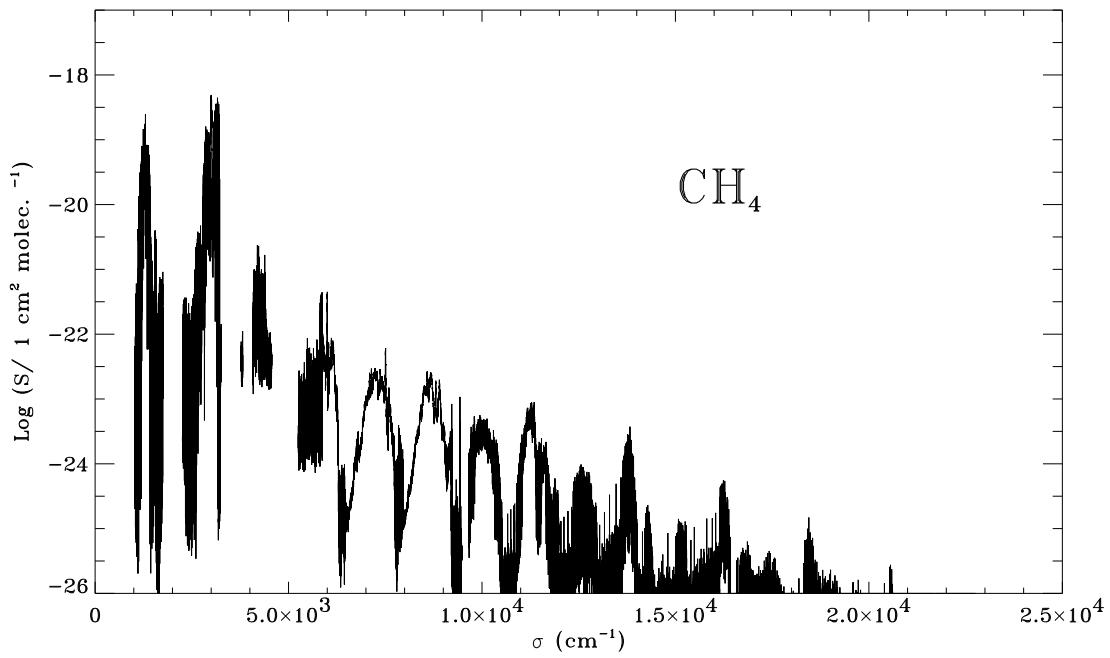
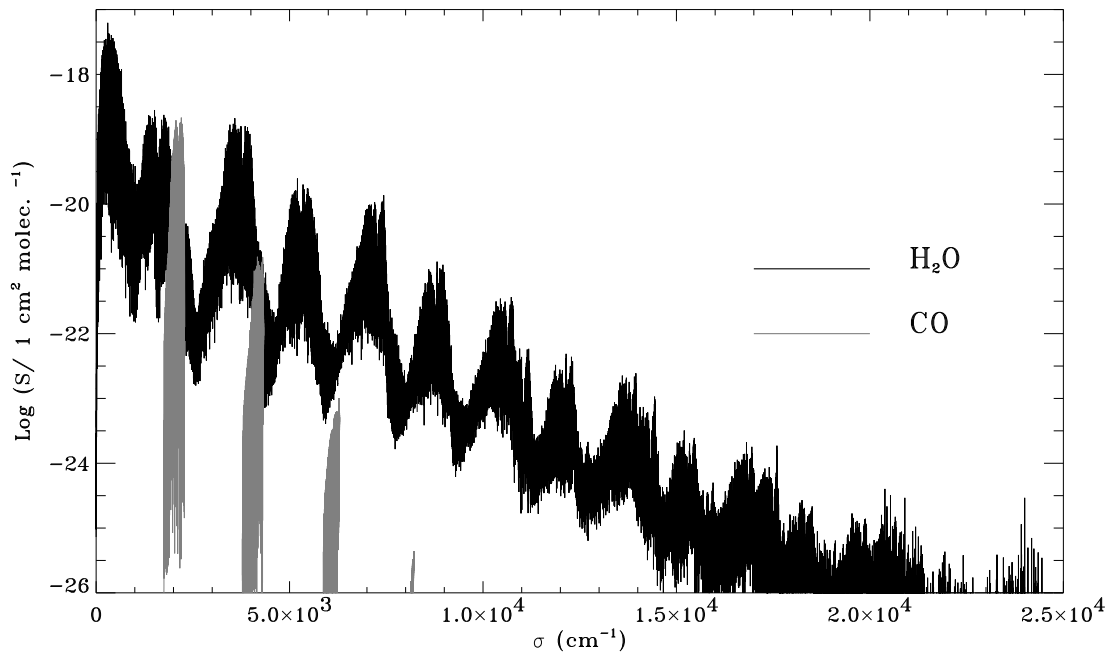


FIG. 7.3: Spectres des espèces moléculaires d'après Goukenleuque (1999).

Bande	λ_0 (Å)	f_{el}
α	5170.7	0.10
β	5605.2	0.15
γ'	6792.5	0.08
γ	7095.8	0.09
δ	8870.9	0.02
ϕ	11044.8	0.02

TAB. 7.3: Valeurs de la force d'oscillateur électronique du TiO et position des bandes spectrales d'après Brett (1990).

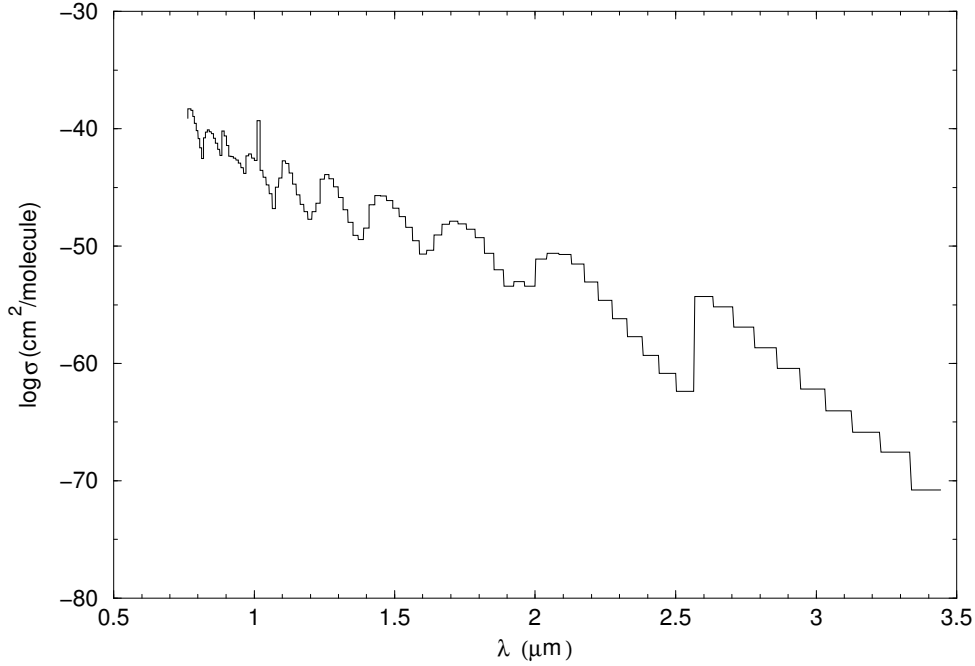


FIG. 7.4: Logarithme de l'opacité du TiO en fonction de la longueur d'onde, pour une température de 2000K à 1 bar de pression.

gnée par Burrows *et al.* (2000). Ces raies sont le doublet du potassium à 7700 Å (13000 cm^{-1}) et celui du sodium à 5890 Å (17000 cm^{-1}). Leur particularité, outre leur grande intensité, est qu'elles induisent une opacité importante jusque très loin dans les ailes.

La forme exacte de la raie n'est pas bien connue. Pour la modéliser, nous avons utilisé la méthode suggérée par Burrows *et al.* (2000). La théorie de leur forme spectrale est expliquée dans Nefedov *et al.* (1999).

Il existe trois zones :

- Au centre de la raie, le régime est collisionnel ;
- à quelques dizaines de cm^{-1} du centre, le régime est quasi-statique ;
- à quelques milliers de cm^{-1} du centre, nous avons une coupure exponen-

tielle.

7.6.1 Régime collisionnel

Lorsque l'on se trouve très proche du centre de la raie de résonance, ce sont les collisions entre les atomes et les molécules perturbatrices qui dominent. Le profil est alors une Lorentzienne dont la largeur est déterminée par les collisions avec ces molécules (H₂ dans le cas présent) :

$$S_L(\nu) = \frac{\delta\nu_L}{2\pi} \frac{1}{(\delta\nu_L/2)^2 + (\nu - \nu_0 - \Delta\nu)^2} \quad (7.12)$$

Où ν_0 est la position du centre de la raie non perturbée, $\Delta\nu$ est le déplacement de ce centre causé par les atomes perturbateurs et $\delta\nu_L$ est la largeur Lorentz. En général, $\Delta\nu < \delta\nu_L$. L'effet de $\Delta\nu$ étant négligeable (Nefedov *et al.*, 1999), nous n'en tiendrons pas compte. La détermination du profil 7.12 se réduit donc à celle de la largeur Lorentz.

La largeur totale Lorentz est due à l'élargissement par collisions adiabatiques et non-adiabatiques.

$$\delta\nu_L = \delta\nu_N + \delta\nu_{C'} + \delta\nu_{C''} \quad (7.13)$$

Où $\delta\nu_N$ est la largeur naturelle, $\delta\nu_{C'}$ et $\delta\nu_{C''}$ sont les contributions des collisions inélastiques et élastiques, respectivement.

Collisions inélastiques

La largeur due aux collisions inélastiques peut s'écrire :

$$\delta\nu_{C'} = \frac{1}{2\pi} \sigma_{C'} u N_p \quad (7.14)$$

Où $\sigma_{C'}$ est la section efficace de collisions inélastique, u la vitesse relative moyenne des atomes considérés par rapport à leurs perturbateurs et N_p la densité de ces perturbateurs.

La vitesse relative s'écrit (μ_A et μ_B leur poids moléculaire) :

$$u = \sqrt{\frac{8RT}{\pi} \left(\frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_B} \right)} \quad (7.15)$$

La section efficace de collision inélastique dépend du comportement des couches électroniques extérieures. Il n'existe pas de théorie sur $\sigma_{C'}$. En revanche, de nombreuses données expérimentales existent sur le sodium. Pour le potassium, les données ont été extrapolées. En réalité, cette section efficace est de l'ordre de un dixième de la section efficace de collision élastique $\sigma_{C''}$ (Nefedov *et al.*, 1999).

Collisions élastiques

En ce qui concerne les collisions élastiques,

$$\delta v_{C''} = \frac{1}{\pi} \sigma_{C''} u N_p \quad (7.16)$$

Où $\sigma_{C''}$ est déterminé par la différence des potentiels d'interaction atomiques et moléculaires. Une distance caractéristique de ces collisions est le paramètre d'impact, aussi appelé rayon de Weisskopf :

$$R_W \approx \sqrt{\sigma_{C''} / \pi} \quad (7.17)$$

Dans le cas où les perturbateurs sont des molécules, R_W est plus grand que tous les rayons cinétiques des particules subissant la collision. Nous pouvons alors négliger la répulsion des particules. Dans ce cas, l'interaction peut être décrite par le potentiel de Van der Waals, lui-même somme d'un terme de dispersion, d'un terme d'induction et d'un terme d'orientation : $V_{\text{vdW}}(R) = V_{\text{disp}}(R) + V_{\text{ind}}(R) + V_{\text{or}}(R)$. Ce potentiel est calculé au second ordre de la théorie de la perturbation de Rayleigh-Schrödinger comme une somme infinie :

$$V_{\text{vdW}}(R) = - \sum_{n=6}^{\infty} \frac{C_n}{R^n} \quad (7.18)$$

A des distances $R \geq 10a_0$ (a_0 étant le rayon de Bohr), le potentiel de Van der Waals peut être estimé à l'aide du seul terme C_6/R^6 . Nous avons alors :

$$V_{\text{vdW}}(R) \approx \frac{C_6^{\text{disp}}}{R^6} + \frac{C_6^{\text{ind}}}{R^6} + \frac{C_6^{\text{or}}}{R^6} = \frac{C_6}{R^6}. \quad (7.19)$$

En effet, le potentiel de Van der Waals, donc C_6 est la somme de trois contributions :

C_6^{disp} : le terme dû à l'interaction de dispersion (ou interaction de London, de type dipôle instantané — dipôle instantané) est déterminé par la formule d'Unsöld :

$$C_6^{\text{disp}} = \alpha e^2 < r^2 >. \quad (7.20)$$

Où α est la polarisation de la molécule perturbatrice, $< r^2 >$ est la moyenne du rayon carré de l'orbite de l'électron autour de l'atome :

$$< r^2 > = \frac{1}{2} \left(a_0 n^{*2} \right)^2 \left[5n^{*2} + 1 - 3l(l+1) \right] \quad (7.21)$$

calculé dans l'approximation de Coulomb, $n^{*2} = \frac{R_y}{I-E}$ est le nombre quantique principal effectif, R_y , la constante de Rydberg, $(I-E)$ est le potentiel de ionisation à partir du niveau d'énergie E , l est le nombre quantique du moment angulaire de l'électron.

C^{ind} : le terme dû à l'interaction d'induction (ou interaction de Debye, de type dipôle permanent — dipôle induit) peut-être calculé par la formule de Debye-Falkenhagen :

$$C_6^{\text{ind}} = d_1^2 \alpha_2 + d_2^2 \alpha_1 \quad (7.22)$$

où α_1, α_2, d_1 et d_2 sont respectivement les polarisations et les moments dipolaires permanents des particules qui "collisionnent" ;

C^{or} : le terme dû à l'interaction d'orientation (ou interaction de Keesom, de type dipôle permanent — dipôle permanent) est déterminé par la formule :

$$C_6^{\text{or}} = \frac{2}{3k_B T} d_1^2 d_2^2 \quad (7.23)$$

où k_B est la constante de Boltzman et T la température du milieu. Comme les atomes n'ont pas de moment dipolaire permanent, $d_1 = 0$ et ainsi $C_6^{\text{or}} = 0$.

Dans le cas du sodium, la constante de Van der Waals C_6 nous est donnée par la base de données VALD (Piskunov *et al.*, 1995) qui nous fournit aussi les niveaux d'énergie. Pour le potassium, elle a due être calculée d'après la méthode ci-dessus et la valeur du nombre quantique principal effectif de Dimitrijevic & Peach (1990).

Connaissant cette constante, pour l'état fondamental et l'état excité de l'atome absorbant, nous pouvons alors déterminer la section efficace $\sigma_{C''}$ et la largeur totale de la Lorentzienne correspondante :

$$\begin{aligned} \delta\nu_L &= \delta\nu_N + \frac{1}{2\pi} \sigma_{C'} u N_p + \frac{1}{\pi} \sigma_{C''} u N_p \\ &= \delta\nu_N + \frac{1}{\pi} \left(\frac{\sigma_{C'}}{2} + \sigma_{C''} \right) u N_p = \delta\nu_N + \frac{1}{\pi} \sigma_C u N_p \end{aligned} \quad (7.24)$$

Le profil Lorentzien (7.12) est donc complètement déterminé.

Limite de validité de l'approximation collisionnelle

L'approximation collisionnelle (7.12) n'est valable que dans la partie centrale de la raie.

En effet, si $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ est assez petit pour que $1/\Delta\omega$ soit plus grand que le temps de la collision, nous pouvons considérer que le changement de phase induit par la collision est instantané. Cela se traduit par :

$$\Delta\nu \ll \frac{u}{2\pi R} \quad (7.25)$$

Or, $V(R) = h\Delta\nu = \frac{\Delta C_6}{R^6}$, ce qui donne la fréquence limite ν_b pour laquelle cette approximation est encore valable (Sobel'man *et al.*, 1995) :

$$|\nu_b - \nu_0| \ll \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{hu^6(T)}{\Delta C_6} \right)^{1/5} . \quad (7.26)$$

Ainsi, on trouve (Burrows *et al.*, 2000) la fréquence de transition avec le régime suivant à : $30 \text{ cm}^{-1} (T/500 \text{ K})^{0.6}$ pour le sodium et $20 \text{ cm}^{-1} (T/500 \text{ K})^{0.6}$ pour le potassium.

7.6.2 Régime quasi-statique

Quand la condition précédente n'est pas vérifiée, on a recours à l'approximation quasi-statique. Elle consiste à considérer que le champ extérieur varie lentement, c'est à dire qu'il est quasi-statique. On peut alors supposer que l'intensité de la raie $S_{QS}(\nu)\delta\nu$ est proportionnelle à la probabilité $W(R)dR$ de trouver une particule perturbatrice entre la distance R et $R + dR$.

$$\begin{aligned} W(R)dR &= \left(\frac{1}{2\pi}\right) \cdot 4\pi R^2 N \exp\left(-\frac{4\pi}{3}NR^3\right) \\ &= \exp\left[-\left(\frac{R}{R_0}\right)^3\right] d\left(\frac{R}{R_0}\right)^3, \end{aligned} \quad (7.27)$$

avec $R_0 = (4\pi N/3)^{-1/3}$. Remplaçons R par $R = \left(\frac{\Delta C_n}{h \cdot (\nu - \nu_0)}\right)^{1/n}$ ($n = 6$ dans notre cas) :

$$S_{QS}(\nu)d\nu = \left(\frac{\Delta C_n}{h}\right)^{3/n} \left(\frac{4\pi N}{3n}\right) (\nu - \nu_0)^{-\left(\frac{3+n}{n}\right)} \exp\left[-\left(\frac{R(\nu)}{R_0}\right)^3\right] d\nu. \quad (7.28)$$

Cette distribution n'est valide que pour d'assez grandes valeurs de $\nu - \nu_0$, pour lesquelles $R \ll R_0$. En effet, pour $R \gtrsim R_0$, l'approximation binaire n'est plus valable. Ainsi, dans la partie externe d'une raie, l'exponentielle peut être omise, ce qui donne :

$$S_{QS}(\nu) = \left(\frac{\Delta C_n}{h}\right)^{3/n} \left(\frac{4\pi N}{3n}\right) (\nu - \nu_0)^{-\left(\frac{3+n}{n}\right)}. \quad (7.29)$$

La loi donnée par la théorie statistique est donc proportionnelle à une puissance inverse de la longueur d'onde : $S_{QS} \propto (\nu - \nu_0)^{-\left(\frac{3+n}{n}\right)} = (\nu - \nu_0)^{-3/2}$.

7.6.3 Coupure exponentielle

La forme des ailes très lointaines n'est pas bien connue. Nous choisissons de multiplier le profil calculé par une exponentielle de type Boltzman :

$$\exp\left(-\frac{qh\Delta\nu}{k_B T}\right) \quad (7.30)$$

où q est un paramètre ajustable. Burrows *et al.* (2000) estiment sa valeur par ajustement avec les sections efficaces données par Nefedov *et al.* (1999) et conclue que $q \in [0.3; 1]$.

La figure 7.5 illustre la dépendance du profil par rapport au paramètre q . Nous avons utilisé $q = 1$ dans notre modèle de transfert radiatif. La figure montre bien que les ailes sont plus larges que la Lorentzienne, à part pour les ailes lointaines dans le cas $q = 0.5$.

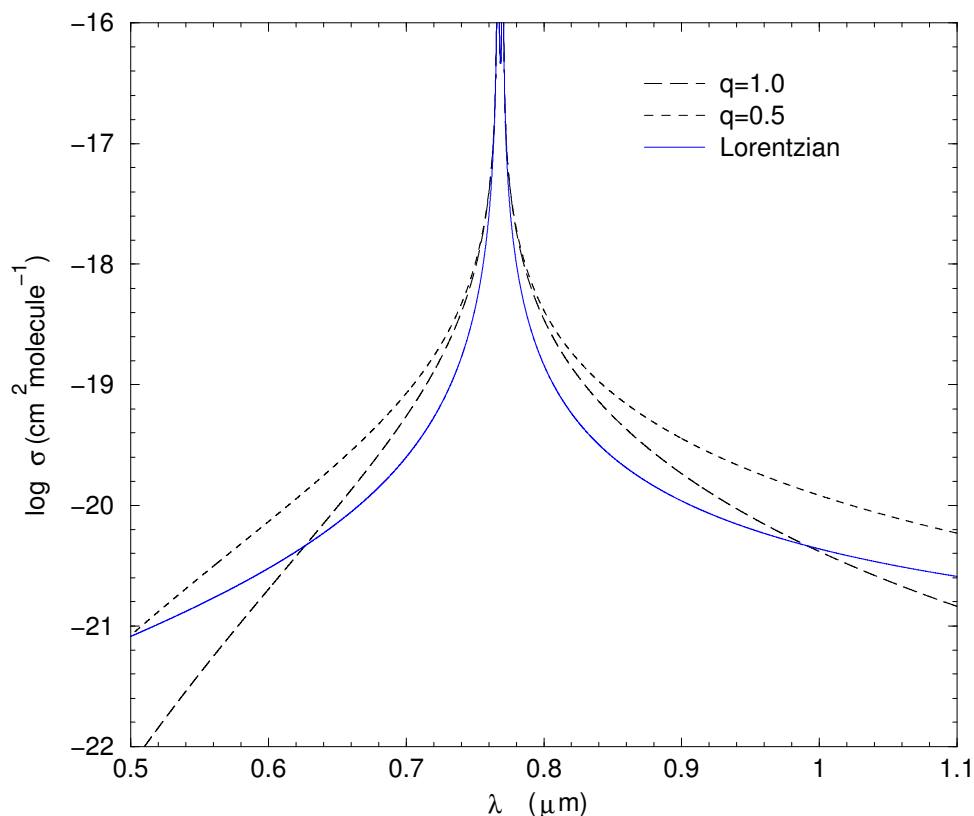


FIG. 7.5: Logarithme de la section efficace du potassium en fonction de la longueur d'onde. La région est centrée autour du doublet à 7700 \AA pour une température de 2000K à 1 bar de pression. Le trait plein est pour un profil Lorentzien pur. Les pointillés courts et longs sont pour un traitement spécifique avec une valeur du paramètre q respectivement égale à 0.5 et 1 . C'est cette dernière valeur qui a été utilisée.

7.6.4 Limites

La principale limite de cette approche est qu'elle n'est pas unique. Premièrement, le choix du paramètre q donne des profils très différents les uns des autres, comme le montre la figure 7.5. De plus, des raffinements dans le calcul des potentiels des molécules engendrent des profils légèrement différents comme par exemple ceux de Yelle *et al.* (2001) ou de Burrows & Volobuyev (2003). Cette dernière façon de traiter les alcalins est plus réaliste et ne contient pas de paramètre libre. Elle a d'ailleurs été appliquée à la modélisation des naines brunes par Allard *et al.* (2003).

Troisième partie
Application à HD209458b

Chapitre 8

Construction du modèle de HD209458b

Pour étudier le cas de HD209458b, nous avons utilisé les paramètres de l'étoile et de la planète que nous avons décrits dans la section 1.3.2 dont nous résumons ici quelques caractéristiques.

La composition (solaire) de l'atmosphère a été détaillée dans la section 6.8. L'accélération due à la gravité a été définie par $g = 9.7 \text{ m s}^{-2}$, ce qui correspond à un rayon de 1.35 rayons joviens et une masse de 0.7 fois la masse de Jupiter (Mazeh *et al.*, 2000).

Le flux stellaire incident est calculé en adoptant les valeurs suivantes du rayon stellaire et de la distance étoile-planète : $R_* = 1.18 R_\odot$ et $a = 0.047 \text{ UA}$ (Mazeh *et al.*, 2000). De plus, la température de brillance de l'étoile est prise égale à celle du Soleil, donnée par Pierce & Allen (1977) en fonction de la longueur d'onde.

Nous fixons la condition limite au bas de l'atmosphère par le flux intrinsèque de la planète : $F_{\text{int}} = \sigma T_{\text{int}}^4$. Comme nous l'avons vu dans la section 4.2, les modèles standards d'évolution dans lesquels le flux stellaire est complètement absorbé dans les niveaux de basse pression ($< 10 \text{ bars}$), indiqueraient une température effective intrinsèque T_{int} d'environ 100 K pour une planète de l'âge de HD209458b. Cependant, pour que ces modèles reproduisent le rayon relativement grand de HD209458b déduit des observations, une température effective intrinsèque de $T_{\text{int}} \sim 400 \text{ K}$ est requise (Guillot & Showman, 2002; Baraffe *et al.*, 2003). Cela nécessite une source supplémentaire d'énergie dans l'intérieur de la planète dont l'origine est discutée dans la section 4.2.

Nous avons donc considéré dans notre modèle ces deux conditions limites possibles définissant deux cas distincts : le *cas froid* pour lequel $T_{\text{int}} = 100 \text{ K}$ et le *cas nominal* pour lequel $T_{\text{int}} = 400 \text{ K}$.

Dans cette partie, nous appliquerons le modèle de transfert radiatif (statique et dépendant du temps) décrit dans la partie II à HD209458b. Dans le chapitre 9, nous comparerons les modèles obtenus pour les conditions d'en-

soleillement moyenné, et calculerons les constantes de temps radiatives. Dans le chapitre 10, nous calculerons la variation en longitude de la structure thermique de l'atmosphère. Pour ce faire, nous supposerons une rotation solide de la planète simulant un vent zonal constant en altitude. Nous discuterons les variations dans la composition chimique résultant des variations de température, en mettant en évidence la condensation du sodium. Enfin, le chapitre 11 nous permettra de présenter nos conclusions.

Chapitre 9

Solutions de l'équilibre radiatif

Sommaire

9.1 Profils thermiques	105
9.1.1 Résultats	105
9.1.2 Comparaison avec les autres modèles	106
9.1.3 Condition limite	108
9.2 Absorption du flux stellaire	109
9.3 Spectres de la planète	109
9.4 Constantes de temps radiatives	110

Dans ce chapitre, nous étudions les propriétés du modèle dans lequel le flux stellaire incident est redistribué sur toute la planète. Nous résolvons donc l'équilibre radiatif qui nous donne la solution dans le cas statique.

9.1 Profils thermiques

9.1.1 Résultats

Deux profils thermiques solutions ont été calculés, correspondant aux deux conditions aux limites ($T_{\text{int}} = 100$ K et $T_{\text{int}} = 400$ K). Ces profils sont représentés sur la Figure 9.1. Nous y remarquons qu'au-dessus du niveau 10 bar, la condition limite inférieure ne fait pas de différence. Le flux d'énergie intrinsèque de la planète est négligeable par rapport au flux stellaire incident. En deçà de 1-kbar pour le cas froid (respectivement 0.1-kbar pour le cas nominal), la structure thermique est convective.

Nous trouvons une température effective de la planète $T_{\text{eff}} = 1340$ et 1350 K respectivement pour les conditions aux limites froide et nominale, ainsi qu'un albédo de Bond de la planète de 0.10.

Les profils d'abondances des espèces chimiques considérées sont représentés sur la figure 9.2 dans le cas *nominal*. L'équilibre CO/CH₄ est nettement

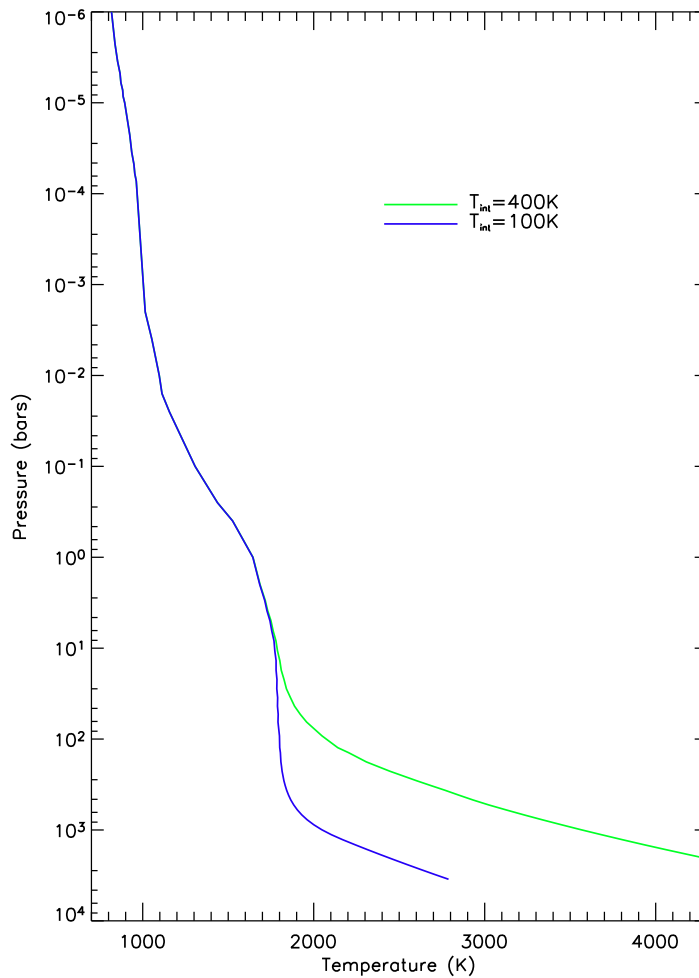


FIG. 9.1: Profils de température de la solution statique pour lequel le flux stellaire incident est moyenné sur tout le disque. Les solutions pour les deux conditions limites sont représentées. Il n'y a pas de différences au-dessus du niveau 10 bars où le flux intrinsèque de la planète devient négligeable devant le flux stellaire incident.

en faveur du CO. L'abondance des alcalins bien que moindre que celle de l'eau et du monoxyde de carbone, ne rend pas ces atomes négligeables dans le calcul des absorptions compte tenu de la force importante de leurs raies de résonance. D'autre part, comme nous l'avions prévu précédemment (au chapitre 7), lorsque la pression et la température augmente, les ions H^- et H_2^- deviennent plus abondants.

9.1.2 Comparaison avec les autres modèles

Modèle de Baraffe *et al.* (2003)

L'albédo qui résulte de notre modèle est en très bon accord avec celui calculé par Baraffe *et al.* (2003). Pourtant la température effective que nous trou-

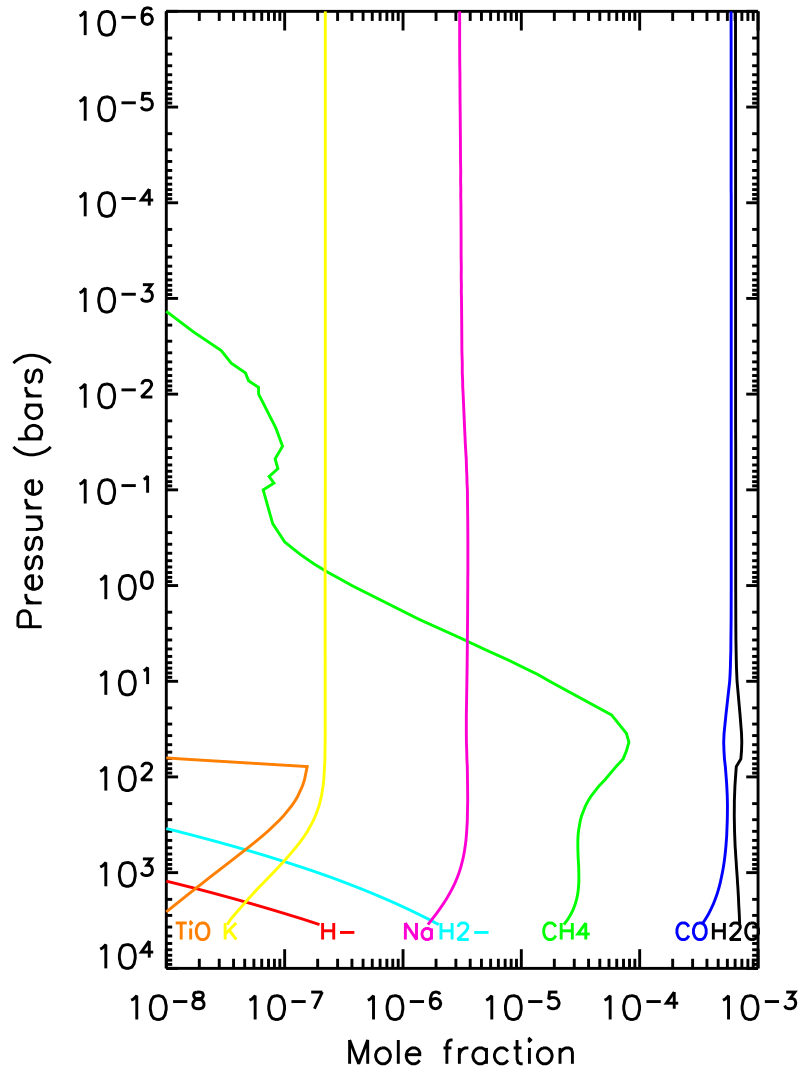


FIG. 9.2: Profils d'abondances dans le cas nominal. Les espèces majoritaires en haut de l'atmosphère sont H_2O , CO , Na et K . Mais en descendant dans l'atmosphère, pression et température augmentent et les autres espèces deviennent plus abondantes. C'est en particulier le cas du TiO et des ions H^- et H_2^- dont nous avons anticipé l'apparition dans le chapitre 7.

vons est plus basse que la leur. Cela est dû au fait que ces auteurs ont choisi de redistribuer le flux stellaire uniquement sur le côté jour. Il en résulte que leur chauffage dû à l'étoile est deux fois plus élevé que dans notre cas.

Modèle de Sudarsky *et al.* (2003)

En-dessous du niveau 3 mbar, notre profil est environ 600 K plus froid que celui produit par Sudarsky *et al.* (2003), comme nous pouvons le voir sur leur

Figure 26. Cette différence peut être en partie expliquée par leur ensoleillement là encore deux fois plus grand que le notre puisqu'ils utilisent la même redistribution que Baraffe *et al.* (2003). Cependant, cela devrait produire des températures supérieures de 15 à 20%, comme le montre la comparaison de Sudarsky *et al.* (2003) pour des profils correspondant à différentes pondérations du flux incident (illustrée par leur figure 28).

On devrait donc s'attendre à une augmentation de température en-dessous du niveau 3 mbar de seulement 150 à 300 K. D'un autre côté, nous pouvons remarquer que ces auteurs utilisent une température intrinsèque de la planète de 500 K, ce qui est plus chaud que dans nos cas. Cela pourrait contribuer à la différence avec notre modèle, tout au moins en dessous du niveau ~ 0.5 bar. Au-dessus du niveau 0.3 mbar, la différence est seulement de ~ 150 K et peut être expliquée par le facteur deux dans le flux stellaire.

Une autre différence entre les deux modèles est la prise en compte de nuages de silicates et de fer dans le modèle de Sudarsky *et al.* (2003), alors que notre modèle est sans nuages. Ces nuages situés dans leur modèle à 5–10 mbar engendrent une atmosphère plus froide en-dessous du niveau ~ 30 mbar et plus chaude au-dessus. Ils ne sont donc pas la cause de la différence dans les niveaux bas de l'atmosphère.

Un modèle intermédiaire ?

Le profil sans nuage calculé par Baraffe *et al.* (2003) est quasiment isotherme à ~ 1800 K entre 10^{-4} et 100 bar alors que le notre augmente de 1000 K à 1800 K pour la même température intrinsèque $T_{\text{int}}=100$ K.

En diminuant d'un facteur deux l'ensoleillement dans le modèle de Baraffe *et al.* (2003), la température devrait descendre à ~ 1500 K, mais ne reproduirait pas le gradient de température que nous obtenons, ni même celui de Sudarsky *et al.* (2003) qui est encore plus raide. En-dessous de la région 0.3 bar, notre profil est intermédiaire entre celui de Sudarsky *et al.* (2003) et celui de Baraffe *et al.* (2003), après correction au premier ordre de leur chauffage stellaire deux fois plus grand.

9.1.3 Condition limite

La condition limite utilisée par Guillot & Showman (2002) dans leur modèle qui reproduit le rayon de HD209458b est : $T(p = 3\text{bar}) = T_{\text{isolated}}(T_{\text{eff}}, g) - 1000$ K, avec $T_{\text{isolated}}(T_{\text{eff}}, g)$ la température d'une planète isolée ayant la même température effective T_{eff} et la même gravité g , comme l'a calculé Burrows *et al.* (1997).

Dans notre profil solution, la température au niveau 3 bar est 1200 K plus faible que dans le cas isolé, ce qui justifie l'hypothèse de Guillot & Showman (2002).

9.2 Absorption du flux stellaire

La figure 9.3 montre le flux stellaire net F_* en fonction du niveau de pression pour les deux profils “froid” et “nominal”.

Nous trouvons qu’il est absorbé à 90% au niveau ~ 0.9 bar, à 99% vers le niveau 2 bar et à 99.99% au niveau ~ 7 bar (respectivement au niveau 5 bar) dans le cas chaud (resp. nominal).

Pour ce dernier niveau, on peut considérer que le flux stellaire est semblable au flux d’énergie interne dans le cas froid. Dans les niveaux profonds, le flux stellaire décroît plus rapidement avec la profondeur dans le cas nominal que dans le cas froid. Cela est dû à la plus grande abondance des ions H_2^- et H^- ainsi que du TiO .

Guillot & Showman (2002) ont estimé que la pénétration de 1% du flux stellaire au niveau $p \sim 100$ bar dans le cas “froid” pourrait permettre d’expliquer le rayon de HD209458b sans avoir à invoquer une source d’énergie supplémentaire. Ces résultats indiquent clairement que ce n’est pas le cas et que l’importante opacité atmosphérique en-dessous des niveaux de pression de quelques bars empêche qu’une fraction significative du flux stellaire puisse atteindre la région ~ 100 bar. C’est pourquoi cela confirme, si l’on suppose que les barres d’erreurs sur le rayon de la planète ne sont pas sous-estimées, la nécessité de l’existence d’une source d’énergie supplémentaire dans les niveaux profonds, comme l’ont préconisée Guillot & Showman (2002) et Baraffe *et al.* (2003).

9.3 Spectres de la planète

Nous avons représenté le spectre réfléchi et le spectre thermique de la planète sur la figure 9.4.

Le spectre thermique est dominé par les bandes de la vapeur d’eau, bien que les bandes d’absorption du CO autour de 2100, 4300 et 6400 cm^{-1} soient visibles. Nous pouvons y remarquer des fenêtres spectrales centrées autour de 2600 cm^{-1} (3.8 μm), 4500 cm^{-1} (2.2 μm), 6000 cm^{-1} (1.7 μm), 7800 cm^{-1} (1.28 μm) et 9400 cm^{-1} (1.07 μm). La plus intense à 3.8 μm est limitée du côté des basses fréquences par la bande (1–0) du CO et du côté des hautes fréquences par la bande ν_3 de l’eau.

Le spectre du flux réfléchi est à son maximum vers 28 500 cm^{-1} . Pour les nombres d’onde inférieurs à $\sim 18\,000\text{cm}^{-1}$, il est presque complètement absorbé à cause de la diffusion Rayleigh moins efficace et la forte absorption atmosphérique. En particulier, dans la région des raies des alcalins (13 000–17 000 cm^{-1}), le flux émis par la planète est minimum alors que le flux provenant de l’étoile est important. Cela souligne l’importance de l’absorption par les raies des alcalins dans le bilan d’énergie des Jupiters chauds, comme l’avait initialement suggéré Burrows *et al.* (2000).

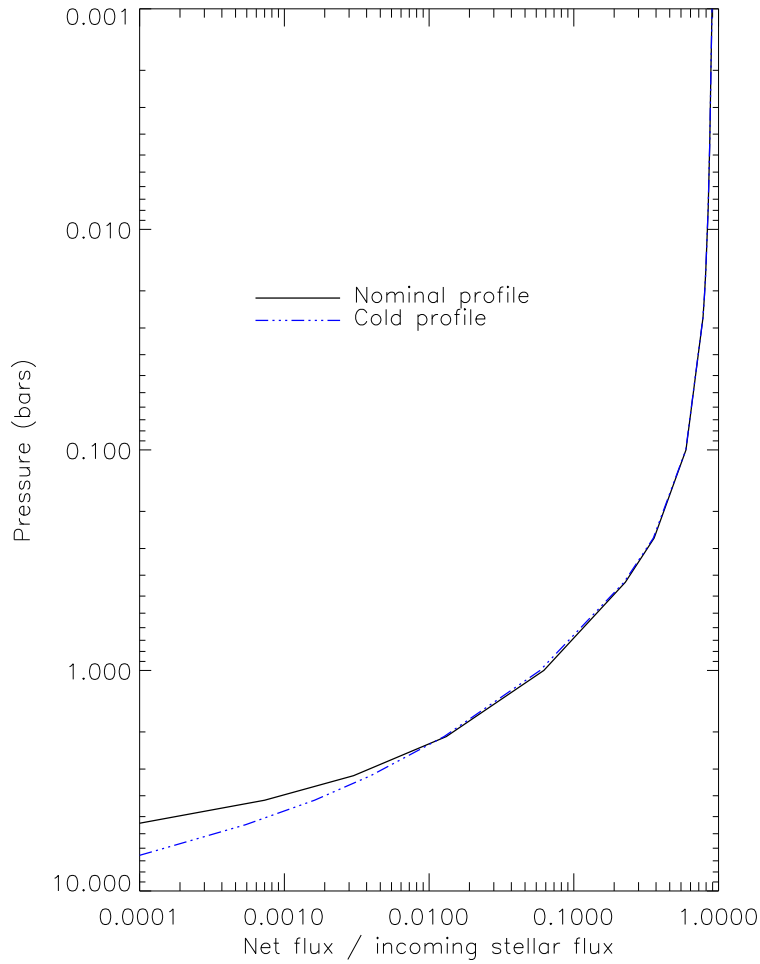


FIG. 9.3: Flux stellaire net normalisé par le flux stellaire incident $F_{\star}/F_{\star}(0)$ en fonction du niveau de pression pour le profil Froid et le profil Nominal.

9.4 Constantes de temps radiatives

Afin de caractériser la constante de temps radiative τ_{rad} à un niveau de pression donné p_0 , nous appliquons une perturbation gaussienne au profil de température de l'équilibre radiatif puis nous laissons le profil modifié se relaxer jusqu'à sa position d'équilibre selon l'équation (6.2).

La perturbation prend donc la forme $\Delta T(p) = \Delta T_0 2^{-(2 \ln p/p_0)^2}$, c'est à dire que sa largeur à mi-hauteur correspond à une échelle de hauteur. La constante de temps radiative est alors calculée d'après l'équation du refroidissement Newtonien :

$$\frac{\Delta T}{\tau_{\text{rad}}} = -\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} \quad , \quad (9.1)$$

dans laquelle ΔT est l'écart au profil d'équilibre au niveau p_0 . Nous vérifions

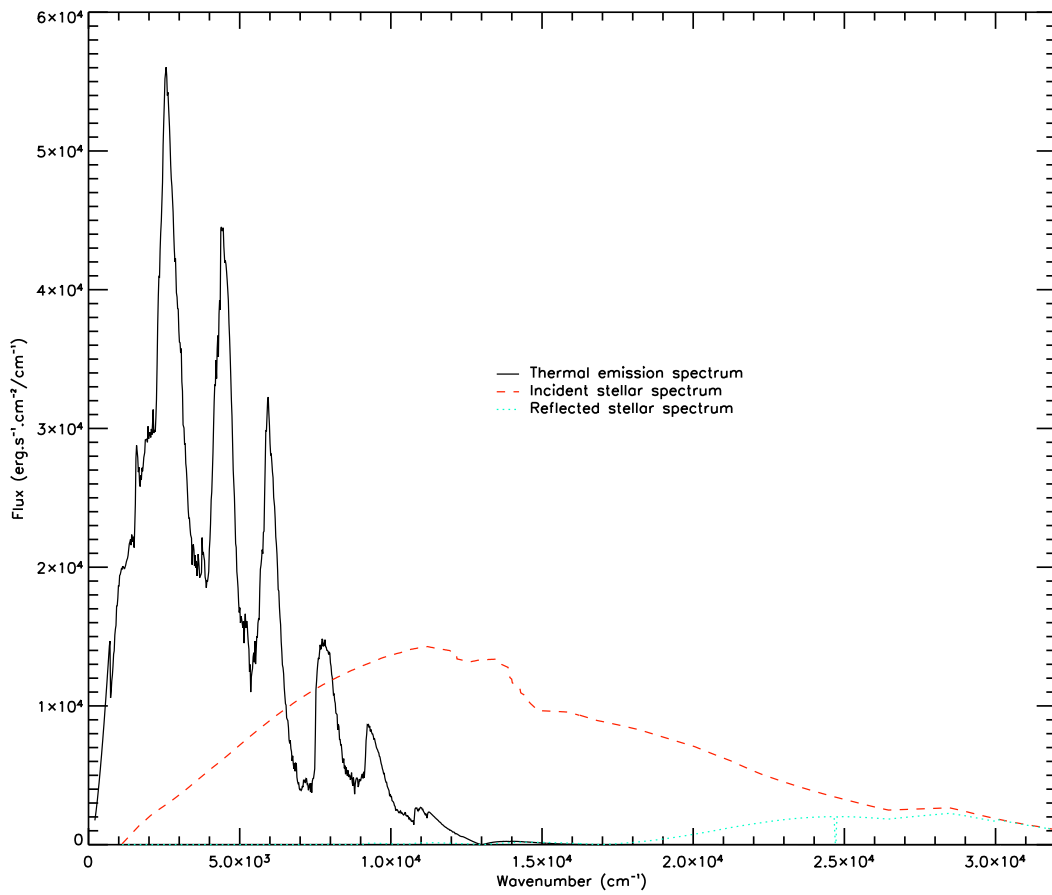


FIG. 9.4: Spectre de la lumière réfléchie et de l'émission thermique de la solution statique pour la condition limite nominale. Le spectre stellaire incident y figure à titre de comparaison. Nous pouvons remarquer clairement les bandes d'absorption des différents composants dans le spectre thermique (voir texte) alors que l'absorption par les alcalins atténue considérablement celui-ci au-delà de $13\,000\text{ cm}^{-1}$. L'absence de diffusion Rayleigh absorbe complètement le spectre en réflexion en dessous de $\sim 18\,000\text{ cm}^{-1}$.

que l'approximation de refroidissement Newtonien est justifiée et donne la même valeur de τ_{rad} tant que ΔT_0 reste petit (typiquement plus petit que 5% de la température d'équilibre)

La figure 9.5 illustre le résultat. Comme nous pouvions nous y attendre, la constante de temps radiative augmente de façon monotone avec la pression. Autour du niveau 1 bar, cette constante est d'environ 2.3 jours, valeur à comparer avec les valeurs estimées par Showman & Guillot (2002) : $\tau_{\text{rad}}=1.1$ jours. Le long temps radiatif supposé par Cho *et al.* (2003) de 10 jours implique qu'ils ont significativement sous-estimé le refroidissement dans leur modèle de circulation.

Au-dessus du niveau de pression 1 bar, le temps radiatif est relativement

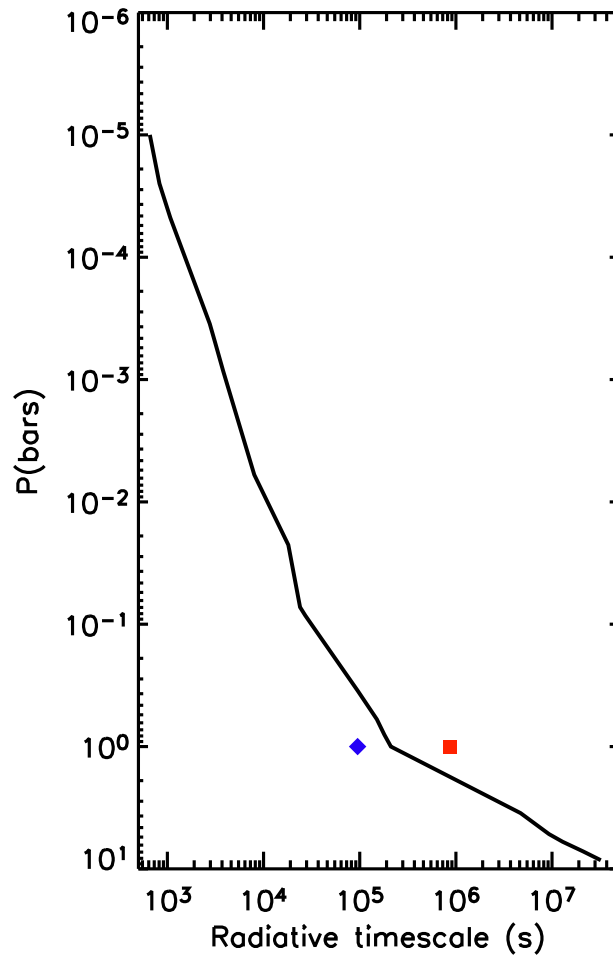


FIG. 9.5: Constante de temps radiative en fonction du niveau de pression. Les symboles indiquent les valeurs des temps radiatifs à 1 bar calculés (resp. utilisés) par Showman & Guillot (2002) (resp. Cho et al., 2003). Le diamant correspond à 1.1 jours (Showman & Guillot, 2002) et le carré à 10 jours (Cho et al., 2003).

court – moins d’une période de rotation de la planète – nous pouvons donc nous attendre à une réponse rapide de l’atmosphère de la planète à une circulation atmosphérique possible et à des variations horizontales de température importantes.

En particulier, à 0.1 bar, la valeur de τ_{rad} est de 3×10^4 sec (8 hr). Cette région correspond au limbe optique de la planète à $0.6 \mu\text{m}$ du fait de la diffusion Rayleigh. C’est elle qu’ont sondée les observations du transit effectuées par Charbonneau *et al.* (2002). La petite valeur de cette constante de temps radiative suggère que le contraste thermique sur la planète est important et que le limbe atmosphérique au matin peut être significativement plus froid qu’au soir, pour des vitesses raisonnables des vents zonaux. Cette probable asymétrie en température et donc potentiellement en composition chimique devrait

être prise en compte lors de l'analyse spectroscopique des transits.

En-dessous du niveau 1 bar, l'opacité est grande et le temps caractéristique augmente rapidement, variant pratiquement en p^2 . Comme nous le voyons sur la figure 9.5, nous avons limité les calculs aux pressions inférieures à 10 bars. En effet, en-dessous de ce niveau, le profil devient convectif dans le cas nominal (Figure 9.1) et la constante de temps *radiative* ne peut plus être calculée par la même méthode.

Chapitre 10

Solutions dépendant du temps pour une atmosphère en rotation synchrone

Sommaire

10.1 Rotation de l'atmosphère	115
10.2 Profils thermiques dépendant de la longitude	116
10.3 Condensation du sodium	119
10.4 Spectres de transits	121

10.1 Rotation de l'atmosphère

A partir de la solution statique, nous introduisons une rotation de corps solide en déplaçant l'atmosphère par rapport à la rotation synchrone avec une vitesse angulaire constante. Nous pouvons ainsi simuler de manière approximative une circulation atmosphérique zonale. Cela nous permet d'étudier la dépendance de la température en fonction de la longitude.

L'effet de la rotation est considéré par l'intermédiaire d'une modulation du flux stellaire incident. L'ensoleillement est maximum à la longitude sub-stellaire (midi) et décroît de façon monotone jusqu'à ce que l'atmosphère ne reçoive plus de flux provenant de l'étoile, du côté nuit. Cet ensoleillement périodique est illustré sur la figure 10.1.

Une première limitation de notre modèle est que les taux de chauffage et les taux de refroidissement sont valides uniquement pour des couches qui restent statiques les unes par rapport aux autres. C'est pourquoi la rotation de l'atmosphère est approximée par une rotation solide, c'est à dire avec un vent zonal constant avec l'altitude. Une deuxième limitation est que ces taux de chauffage et de refroidissement sont calculés à partir d'une composition

chimique donnée associée au profil de température *nominal* (voir la figure 9.1). Cette composition n'est pour le moment pas recalculée à chaque étape du processus d'itération.

10.2 Profils thermiques dépendant de la longitude

Nous avons calculé trois profils thermiques pour des périodes de rotation correspondant à des vitesses de vents équatoriaux de 0.5, 1 et 2 km s⁻¹ (Showman & Guillot, 2002 ont prédit des vents d'environ 1 km s⁻¹).

Les températures pour quelques niveaux de pression sont indiquées sur la figure 10.1 en fonction de la longitude et la température effective de la planète est tracée sur la figure 10.4.

La figure 10.2 montre une coupe longitudinale de l'atmosphère. La température maximale (en rouge) est décalée par rapport au point où l'ensoleillement est maximum (point substellaire, indiqué par l'inscription "noon"). Ce décalage augmente avec la profondeur. Ce retard de phase est dû à l'augmentation de la constante de temps radiative avec la profondeur (voir la section 9.4). Ceci est particulièrement visible pour des niveaux de pressions supérieurs à 1 bar, quand la constante de temps radiatif τ_{rad} atteint ou dépasse la période de rotation de l'atmosphère. Nous trouvons des variations de température jour/nuit dépassant 400, 600 et 800 K au dessus du niveau 0.1 bar pour des vitesses de vent respectives de 2, 1 et 0.5 km s⁻¹, comme le montrent les figures 10.2 et 10.3.

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles prédites par Showman & Guillot (2002). Cependant le contraste maximum que nous trouvons est au plus 200 K au niveau 1 bar, moins élevé que les 500 K que ces auteurs prédisent. Une partie de cette différence peut être expliquée par le fait que ces auteurs ont utilisé une constante de temps radiatif moitié moins grande que celle que nous avons calculée. En fait, le contraste de température estimé par Showman & Guillot (2002) se rapporte au niveau où $T \sim T_{\text{eff}}$. Dans notre modèle, ceci a lieu à 0.15 bar et non 1 bar. La figure 10.4 nous obtenons des contrastes de 400 à 700 K dans la température effective pour des vents de 2 à 0.5 km s⁻¹.

En dessous du niveau ~5 bars, la température est essentiellement uniforme avec la longitude (et donc avec le temps). Ceci est dû au temps radiatif relativement long dans ce domaine de pression. La température est donc égale à celle donnée par la solution de l'équilibre radiatif dans les conditions de l'ensoleillement moyenné sur toute la planète. Ceci justifie le fait de considérer cette température comme condition limite pour les modèles d'évolution plutôt que celle correspondant à l'hémisphère illuminé sans redistribution jour/nuit de la chaleur (comme dans le modèle de Baraffe *et al.*, 2003)

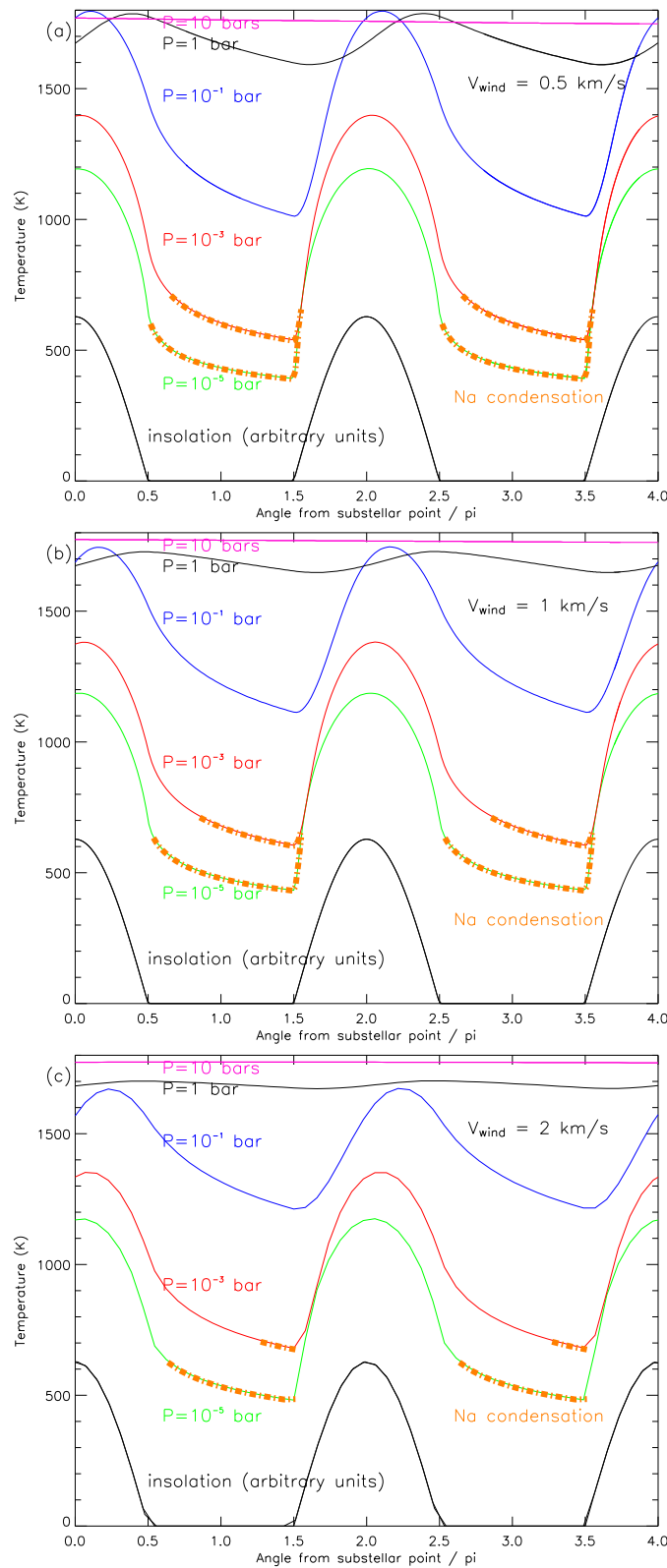


FIG. 10.1: Température pour quelques niveaux en fonction de la longitude pour les vitesses de vents suivantes : (a) 0.5 km sec^{-1} , (b) 1 km sec^{-1} et (c) 2 km sec^{-1} . L'ensoleillement incident est indiqué en unités arbitraires. Nous pouvons remarquer que la température maximale est décalée par rapport à l'ensoleillement maximum (au point substellaire) et que ce décalage est d'autant plus grand que la profondeur (donc la constante radiative) augmente. En dessous du niveau 10 bar, la température est à peu près uniforme.

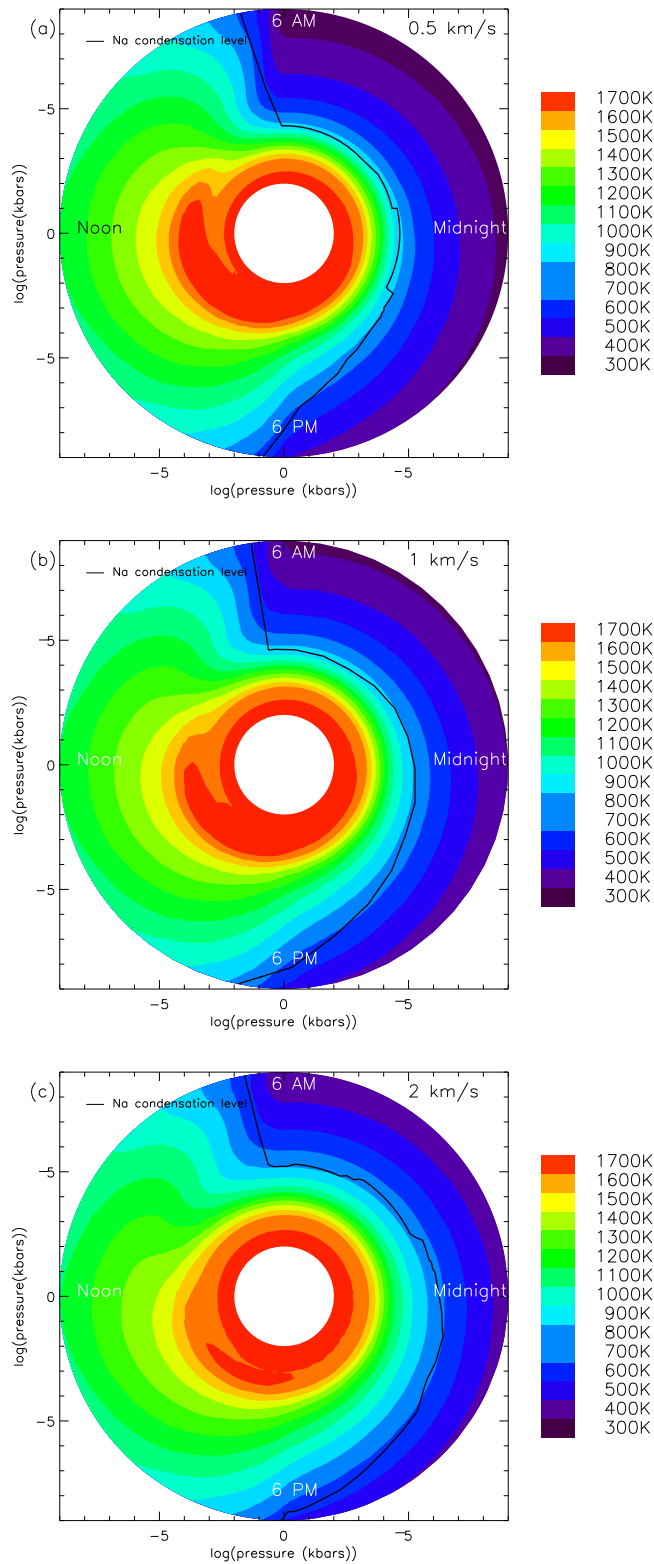


FIG. 10.2: Coupe équatoriale de l'atmosphère entre les niveaux 1×10^{-6} et 10 bar pour des vitesses de vents équatoriaux de (a) 0.5 km sec^{-1} , (b) 1 km sec^{-1} et (c) 2 km sec^{-1} . Le niveau à partir duquel la condensation du sodium a lieu (ligne noire) est de plus en plus profond à mesure que la nuit avance (sens anti-horaire). Il est le plus profond au limbe matinal. En-dessous de 10 bar, la température n'est pas indiquée. Elle est uniforme et ne dépend que de la condition limite en bas de l'atmosphère.

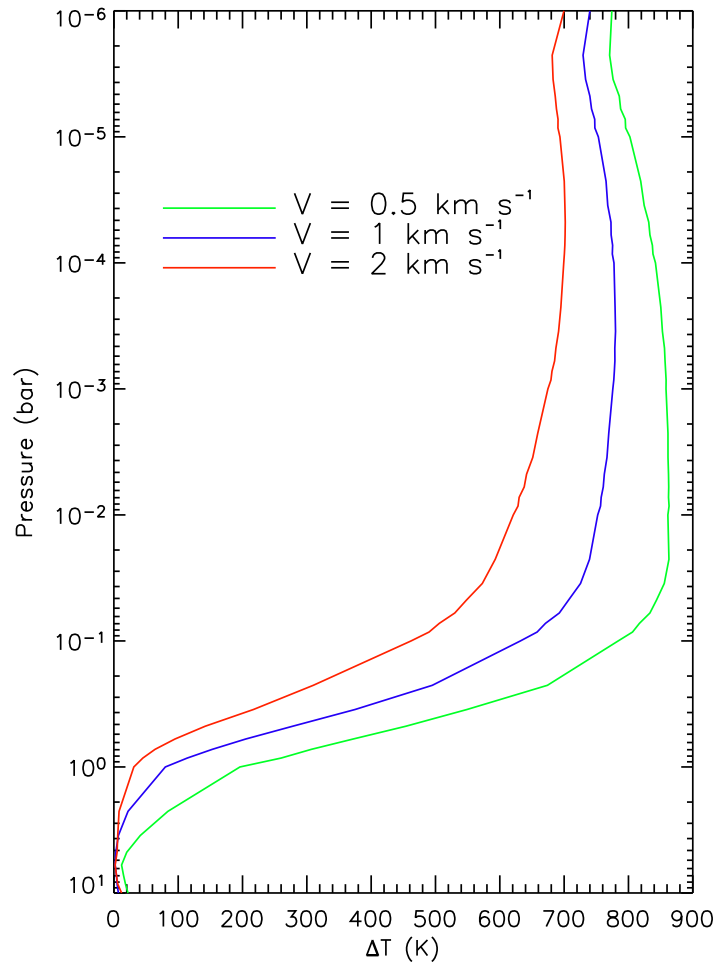


FIG. 10.3: *Ecart maximal de température en fonction de la pression. Le contraste est maximum vers 3×10^{-2} bar. A 0.1 bar, les contrastes sont respectivement pour les vitesses 2 , 1 et 0.5 km s^{-1} : 450 , 620 et 780 K , en accord avec les prédictions de Showman & Guillot (2002). A 1 bar, les différences de température sont inférieures à 200 K . En-dessous du niveau 10 bars, la température est pratiquement uniforme et le contraste est nul.*

10.3 Condensation du sodium

Un effet important des variations de température jour/nuit est que le profil thermique devient suffisamment froid pour permettre au sodium de se condenser, comme le montrent les figures 10.1 et 10.2. Le niveau auquel il se condense (en trait noir sur la figure 10.2) se situe relativement profond dans l'atmosphère du côté nuit et au limbe du matin. Il descend jusqu'à 0.1 , 0.3 et 0.5 bar pour les vitesses de vents équatoriaux respectivement de 2 , 1 et 0.5 km s^{-1} . Ce niveau est proche, voire même en dessous du limbe optique autour du doublet de résonance du sodium à 589.3 nm . C'est pourquoi, lors d'un transit, on pourrait s'attendre à ce que le rayonnement stellaire soit moins ab-

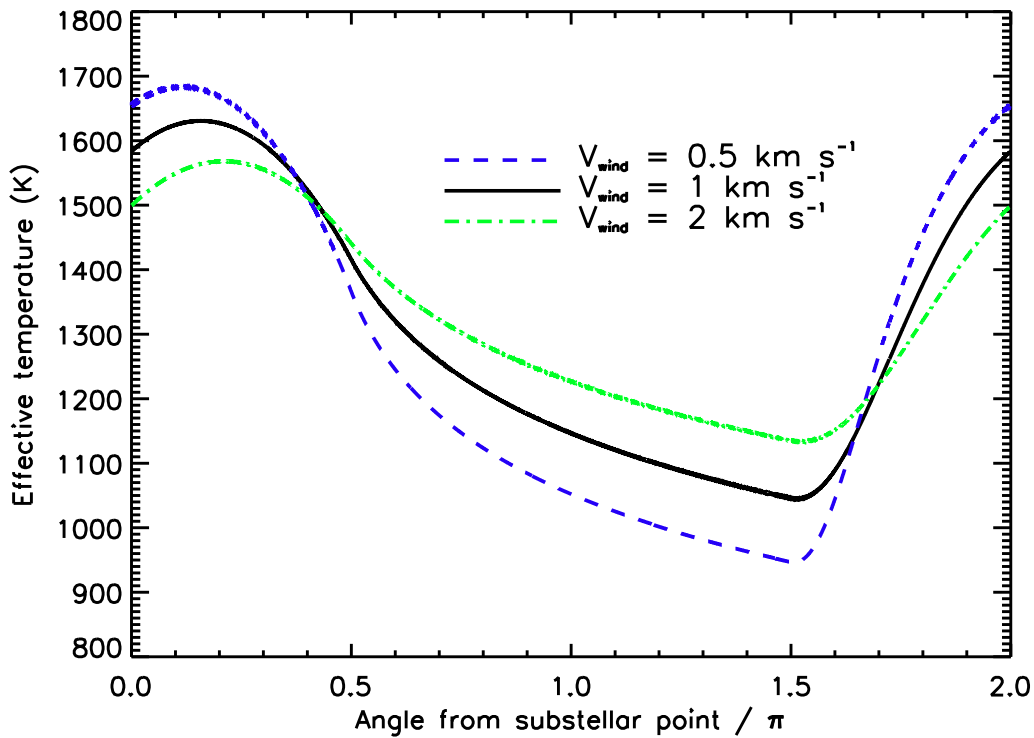


FIG. 10.4: Température effective en fonction de la longitude pour les trois vitesses de vent considérées. Nous obtenons des différences de 400 K (pour la vitesse la plus grande) à 700 K (pour la vitesse la plus faible).

sorbé à cette longueur d'onde au limbe du matin qu'au limbe du soir.

Les observations de Charbonneau *et al.* (2002) ont démontré une plus faible abondance du sodium que ne le prédisent les modèles d'atmosphère (voir la section 2.1.1). Il convient de remarquer que les modèles utilisés afin d'analyser les observations étaient statiques et horizontalement uniformes alors que les données de Charbonneau *et al.* (2002) se rapportent au limbe de la planète. En effet, des variations horizontales de température dues à une variation d'ensoleillement et une dynamique atmosphérique peuvent conduire à des variations de composition qui doivent être prises en compte lorsque l'on calcule l'abondance du sodium le long du limbe. Plus précisément, si le sodium se condense du côté nuit, la moitié du limbe en est appauvrie à partir d'un certain niveau dans l'atmosphère. Cet effet peut en théorie réduire d'un facteur deux l'absorption du sodium lors d'un transit par rapport aux prédictions des modèles statiques.

10.4 Spectres de transits

Calcul des spectres

Nous présentons dans cette section les résultats du calcul des variations spectrales du rayon de la planète dans la région des raies du sodium. Le rayon en fonction de la longueur d'onde $r(\nu)$ est défini comme le limbe correspondant à une épaisseur optique tangentielle égale à 1. Afin de le calculer, nous calculons la transmission en fonction de la fréquence pour une série de lignes de visée à des rayons $r_i(\nu)$ pour ensuite interpoler sur cette grille pour trouver $r(\nu)$. Ce spectre $r(\nu)$ est finalement convolué à une résolution $\lambda/\Delta\lambda$ de 6 000.

Nous avons considéré deux modèles d'atmosphère :

- le premier correspond au limbe du soir pour lequel nous avons introduit le profil de température calculé pour une phase de $\pi/2$ (voir la figure 10.1) et pour lequel nous avons recalculé les profils d'abondance des espèces gazeuses correspondant à ce profil thermique ;
- le second correspond au limbe du matin, c'est à dire pour une phase de $3\pi/2$ (de même les profils d'abondance ont été recalculés pour le profil de température correspondant).

Les résultats sont représentés sur la figure 10.5 pour les trois vitesses de vents équatoriaux (0.5, 1 et 2 km s⁻¹). Comme nous l'avons précédemment évoqué, l'absorption du sodium est bien moins prononcée dans le spectre correspondant au matin que pour le soir du fait de la condensation du sodium.

Peut-on expliquer les observations ?

Nous avons intégré le spectre dans une bande étroite centrée sur le doublet du sodium (588.7–589.9 nm) et dans le "continu" (581.8–588.7 nm et 589.9–596.8 nm), comme l'ont fait Charbonneau *et al.* (2002). Nous trouvons que l'absorption est trois fois plus faible pour le limbe du matin (*morning* : $\delta R_m = 4.4 \times 10^{-3}R$ dans le cas d'un vent de 1 km s⁻¹) par rapport au limbe du soir (*evening* : $\delta R_e = 1.4 \times 10^{-2}R$ pour le même vent). Lors du transit, le spectre stellaire est absorbé par tout le limbe (matin et soir) et notre modèle prédit donc une diminution dans la bande du sodium presque moitié plus faible que sans la condensation du sodium. Nous le calculons par $(\delta R_m + \delta R_e)R/R_\star^2 = 2.1 \times 10^{-4}$ (pour un vent de 1 km s⁻¹), compatible avec le résultat observationnel de Charbonneau *et al.* (2002), compte tenu des barres d'erreur ($2.32 \pm 0.57 \times 10^{-4}$). Les résultats sont résumés dans le tableau 10.1.

Vers une signature spectrale spécifique ?

Nous pouvons aussi voir sur la figure 10.5 que pour la vitesse de 0.5 km s⁻¹, lorsque la différence de température est la plus importante, la température au limbe matinal devient assez froide pour que l'équilibre chimique CO/CH₄ soit nettement plus favorable à CH₄. C'est pourquoi des raies du

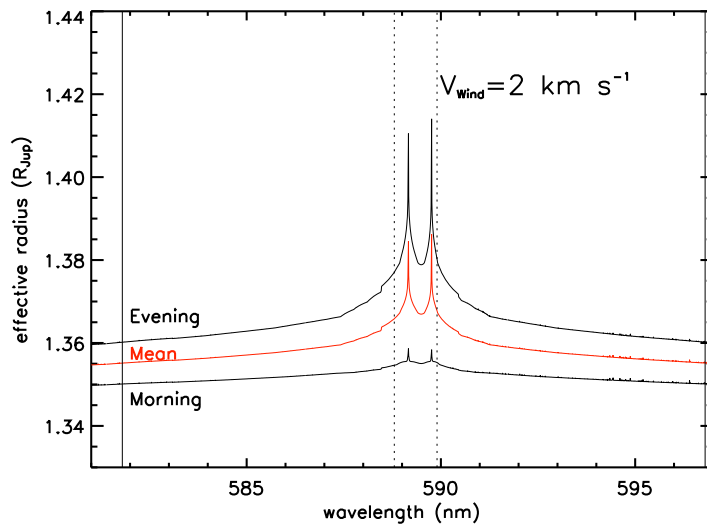
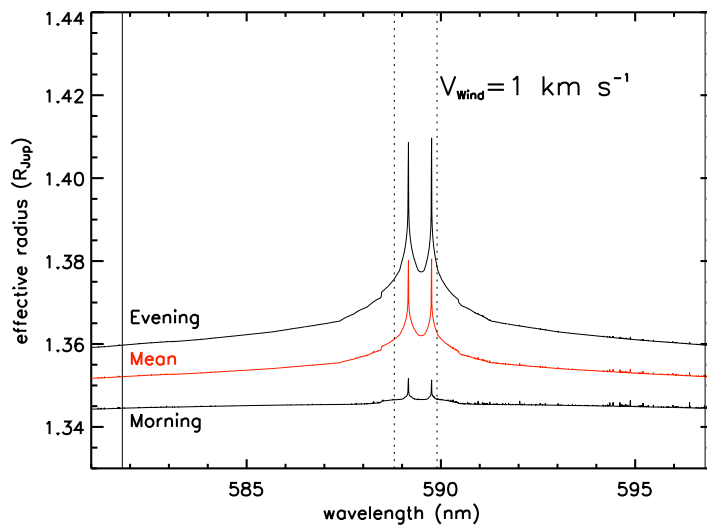
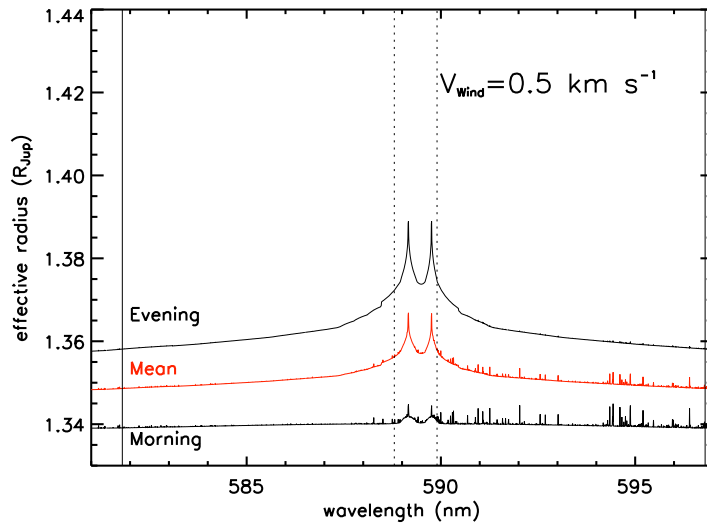


FIG. 10.5: Rayon (correspondant au niveau $\tau = 1$) en fonction de la longueur d'onde pour les trois vitesses considérées, pour le limbe au matin (en bas), au soir (en haut), et la moyenne des deux (au milieu, en rouge). Les droites verticales correspondent aux domaines d'intégration du spectre (pointillés : doublet du sodium, traits pleins : ailes, voir texte).

méthane apparaissent sur le spectre entre 590 et 597 nm. La figure 10.6 montre qu'au matin dans la région du limbe optique (~ 0.1 bar) l'abondance du méthane change d'un facteur 10 selon la vitesse du vent.

Modèle	Matin $\frac{(\delta R_m)R}{R_x^2}$	Soir $\frac{(\delta R_e)R}{R_x^2}$	Total $\frac{(\delta R_m + \delta R_e)R}{R_x^2}$
Charbonneau <i>et al.</i> (2002)	—	—	$2.32 \pm 0.57 \times 10^{-4}$
Vent de 0.5 km s^{-1}	2.9×10^{-5}	3.3×10^{-4}	1.8×10^{-4}
Vent de 1 km s^{-1}	3.9×10^{-5}	3.9×10^{-4}	2.1×10^{-4}
Vent de 2 km s^{-1}	8.0×10^{-5}	4.1×10^{-4}	2.4×10^{-4}

TAB. 10.1: Comparaison de la valeur de l'absorption des modèles avec les résultats de Charbonneau *et al.* (2002). Les résultats obtenus peuvent expliquer la valeur observationnelle trouvée par Charbonneau *et al.* (2002) en tenant compte de leurs incertitudes. Si l'on extrapole nos valeurs, on peut conclure qu'un vent plus lent conduirait à une valeur trop faible (pour 0.5 km s^{-1} nous sommes à la limite inférieure), de même, un vent de plus de 4 km s^{-1} serait trop fort.

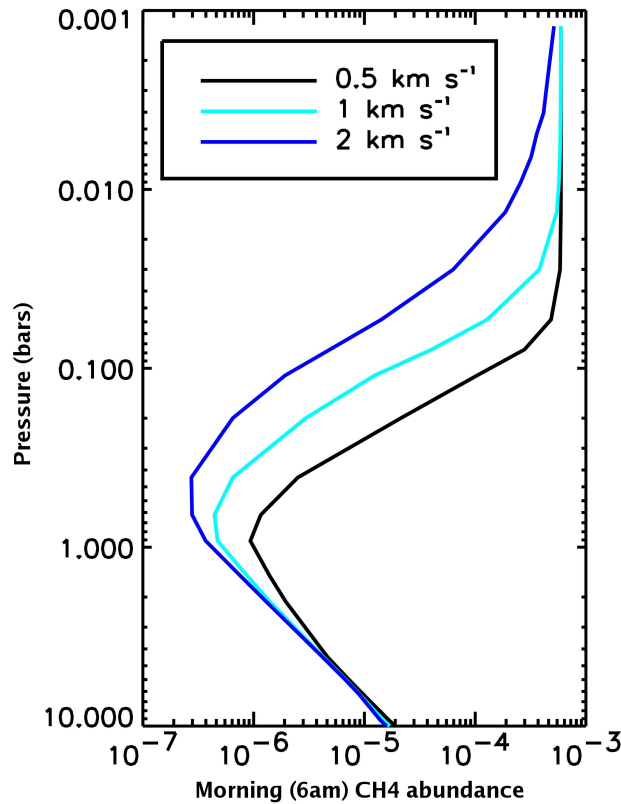


FIG. 10.6: Abondance du méthane au matin pour différentes vitesses de vents.

Chapitre 11

Conclusions sur le modèle de HD209458b

Nous avons développé un modèle radiatif à une dimension et dépendant du temps. Nous l'avons appliqué au cas de la planète HD209458b. Lorsque l'on considère les conditions d'ensoleillement constant moyenné sur toute la planète, notre profil d'équilibre est plus froid que ceux calculés par Sudarsky *et al.* (2003) et Baraffe *et al.* (2003). Cette différence peut s'expliquer principalement par le fait que ces auteurs utilisent un ensoleillement deux fois plus important. Une fois que l'on corrige au premier ordre cette différence, notre profil est en accord avec celui de Sudarsky *et al.* (2003) au-dessus de la région ~ 0.3 bar. Il est toujours plus froid que celui de Sudarsky *et al.* (2003) et de Baraffe *et al.* (2003) en dessous de ~ 0.3 bar avec une différence maximale de 300–400K et est intermédiaire entre ces deux modèles au-dessus de cette région. Ces différences qui subsistent trouvent probablement leur origine dans les sources d'opacités ou dans le traitement du transfert radiatif.

Dans nos modèles, 99.99% du flux stellaire est absorbé au niveau 5 bars (99 % au niveau 2 bars). Cette absorption rapide empêche une fraction significative (~ 1 %) du flux stellaire d'atteindre directement des niveaux de pressions de plusieurs dizaines de bars. Ce mécanisme ne peut donc pas fournir la source d'énergie nécessaire dans les niveaux profonds pour expliquer le rayon de HD209458b (Guillot & Showman, 2002; Baraffe *et al.*, 2003).

Les temps radiatifs que nous calculons sont généralement deux fois plus longs que ceux utilisés par Showman & Guillot (2002) et 5 fois plus courts que ceux supposés par Cho *et al.* (2003). Au-dessus du niveau 1 bar, la constante de temps radiative est inférieure à la période de rotation de la planète. Ces valeurs relativement faibles impliquent que l'atmosphère réagit assez rapidement aux perturbations provenant de la dynamique atmosphérique.

Afin de tester qualitativement les effets de la dynamique sur la structure atmosphérique, nous avons calculé des modèles dans lesquels le flux stellaire incident est modulé avec une période entre 3.5 et 14 jours, imitant les effets de vents zonaux équatoriaux dont la vitesse est comprise entre 0.5 et 2 km s⁻¹ sur une planète en rotation synchrone.

Selon la vitesse imposée du vent, nous trouvons des variations de températures comprises entre 400 et 600 K à 0.1 bar, entre 30 et 200 K à 1 bar et inférieures à 5 K à 10 bar. Ces résultats sont globalement en accord avec ceux obtenus par Showman & Guillot (2002). D'un autre côté, le fait que Cho *et al.* (2003) obtiennent des températures du côté nuit qui peuvent être plus chaudes que sur le côté jour semble difficile à expliquer au vu des résultats que nous obtenons. Cet état n'est pas à exclure, mais est probablement l'effet d'une combinaison de circulations méridionale et verticale vigoureuses.

Le fait que la température devienne rapidement uniforme avec la profondeur implique que le mélange doit probablement avoir lieu dans une couche de l'atmosphère relativement mince. Dans nos simulations, la température atteinte dans les niveaux profonds est cohérente avec celle d'une atmosphère recevant un flux stellaire moyenné sur la totalité de la planète, à la fois du côté jour et du côté nuit. Ceci est très important pour les modèles d'évolution puisque les inhomogénéités de température dans les niveaux profonds auraient tendance à accélérer l'évolution par rapport aux modèles homogènes pour le même chauffage stellaire (Guillot & Showman, 2002). A contrario, certains modèles d'évolution (Baraffe *et al.*, 2003; Burrows *et al.*, 2003) ont été calculés pour des conditions limites atmosphériques qui sont adéquates pour le côté jour uniquement. Ces modèles surestiment probablement la température dans l'atmosphère profonde et donc le temps de refroidissement de la planète.

Enfin, les forts contrastes longitudinaux de température impliquent que des espèces chimiques telles que le sodium devraient se condenser côté nuit. Même si elles ne sédimentent pas, le limbe du matin (le plus froid) peut être fortement appauvri en ces espèces qui condensent. D'après nos calculs de spectres lors de transits représentatifs du limbe du matin et du limbe du soir, nous trouvons que le premier présente une absorption due au sodium trois fois plus faible que le second. Cette absorption due au sodium que nous calculons à travers le limbe en entier est alors en accord avec l'absorption du sodium qu'ont observée Charbonneau *et al.* (2002) lors de transits de la planète.

Quatrième partie

Généralisation à d'autres planètes

Chapitre 12

Construction d'une famille de modèles

Afin d'étudier l'influence de divers paramètres (résumés dans le tableau 12.1), nous avons construit un modèle de planète dont les caractéristiques sont celles de Jupiter. Nous avons ensuite fait varier la distance à l'étoile et la vitesse du vent zonal.

Nous considérons toujours que la composition de l'atmosphère est solaire (voir la section 6.8). La valeur de l'accélération due à la gravité a été fixée à la valeur jovienne, soit 23.1 m s^{-2} . Le rayon de la planète et sa masse sont respectivement $1R_{\text{Jup}}$ et $1M_{\text{Jup}}$.

Nous avons calculé le flux stellaire incident pour une étoile de type spectral solaire en adoptant comme valeur du rayon stellaire : $R_{\star} = 1.2 R_{\odot}$ et et trois distances étoile-planète : $a = 0.02, 0.05$ et 0.1 UA . La distance $a = 0.02 \text{ UA}$ correspond aux Jupiters *très* chauds récemment découverts tels que OGLE-TR-56b et OGLE-TR-113b (voir la section 1.3). Le modèle que nous utiliserons comme référence sera le modèle pour lequel $a = 0.05 \text{ UA}$ pour lequel une étude détaillée de l'influence de la vitesse des vents a été conduite. Il est adapté pour les Jupiters chauds comme HD209458b (même si le rayon de ce dernier est plus élevé). Le modèle dont la distance est 0.1 UA est comparable avec les planètes de type IV qu'ont défini Sudarsky *et al.* (2003) (voir la section 4.1). Le spectre de l'étoile est calculé de la même manière que précédemment (voir le chapitre 8) en tenant compte des diverses distances.

Puisqu'il n'y a pas *a priori* de raison de penser qu'il y a une source d'énergie interne supplémentaire, nous avons considéré cette fois-ci la condition limite en bas de l'atmosphère donnée par les modèles standards d'évolution ($T_{\text{int}} = 100 \text{ K}$). Cette hypothèse s'avère d'autant plus réaliste que le rayon de HD209458b semble être anormalement grand et que les autres planètes dont le transit a été observé possèdent un rayon compatible avec ces modèles d'évolution.

Nous appliquerons successivement les modèles de transfert radiatif statique (chapitre 13) et dépendant du temps (chapitre 14) décrit dans la partie II. Dans le chapitre 13, nous comparerons les modèles obtenus pour les différentes distances étoile–planète. Dans le chapitre 14, nous étudierons le rôle des différents paramètres dans le cas dépendant du temps.

Paramètre	Valeur
Distance étoile–planète (UA)	<u>0.02 0.05 0.1</u>
Rayon de l'étoile (R_{\odot})	1.2
Masse de la planète (M_J)	1.0
Rayon (R_J)	1.0
gravité (cm s^{-2})	2310
T_{int} (K)	100

TAB. 12.1: Paramètres utilisés pour la famille de modèles.

Chapitre 13

Comparaison des modèles statiques

Sommaire

13.1 Profils thermiques	131
13.1.1 Présentation des profils	131
13.1.2 Comparaison avec les autres modèles	132
13.2 Spectres des planètes	135

Les modèles statiques diffèrent par les distances étoile-planète. Le flux incident sur la planète provenant de l'étoile est proportionnel à $\frac{1}{D^2}$. En première approximation, on s'attend à ce que les températures dans la haute atmosphère soient approximativement proportionnelles à $\frac{1}{\sqrt{D}}$. Bien entendu, une étude plus détaillée que nous allons présenter dans ce chapitre est nécessaire afin de comprendre plus précisément les caractéristiques des structures atmosphériques de chacun des modèles.

13.1 Profils thermiques

13.1.1 Présentation des profils

La figure 13.1 illustre les profils de température des trois modèles et la figure 13.2 les profils d'abondance correspondants.

Une limitation du code ATLAS pour le calcul des abondances chimiques est qu'il n'est pas fiable pour les basses températures. Une extrapolation des profils d'abondance a donc été faite dans le modèle à 0.1 UA au-dessus de 10^{-4} bar.

Plus la planète est loin de l'étoile, plus l'eau et le méthane sont abondants au détriment du monoxyde de carbone. A 0.02 UA, CO est partout plus abondant que CH₄; à 0.05 UA le méthane dépasse le monoxyde de carbone et à 0.1 UA le méthane est l'espèce carbonée majoritaire partout. Pour cette dernière distance, l'abondance du NH₃ devient non négligeable. Il conviendrait d'en

tenir compte dans le calcul des opacités de l'atmosphère, ce qui n'a pas été fait dans cette première étude.

En ce qui concerne les alcalins, leur abondance décroît légèrement avec la distance jusqu'à ce que la température soit suffisamment basse pour que le sodium se condense. C'est ce qui se passe à 0.1 UA au-dessus de 0.1 bar. Le potassium dont la température de condensation est plus basse commence à décroître à haute altitude à 0.1 UA. Plus loin, il devrait subir le même sort que le sodium à 0.1 UA et se condenser au-dessus d'une altitude relativement basse.

Comme l'atmosphère est plus chaude à 0.02 UA, l'abondance du TiO est importante jusqu'à des niveaux de pression relativement basse (au-dessus de 0.1 bar).

Pour les pressions inférieures à 1 kbar, les ions H^- et H_2^- deviennent négligeable à 0.1 UA, la température devenant trop froide pour que l'ionisation soit importante.

Les températures effectives (T_{eff}) ainsi que les albédos de Bond (A_B) des modèles sont résumées dans le tableau 13.1. Nous trouvons respectivement $T_{\text{eff}} = 2034, 1274$ et 892 K et $A_B = 0.056, 0.086$ et 0.103 pour les distances 0.02, 0.05 et 0.1 UA, ce qui correspond à une dépendance en $\frac{1}{\sqrt{D}}$, puisque les albédos restent très faibles.

Pour ces mêmes distances respectives, nos modèles ont une température au niveau 1 bar $T(p = 1\text{bar}) = \sim 2300, 1500$ et 1100 K. La transition entre la zone radiative et la zone convective se trouve au niveau de pression 1300 bars pour 0.02 UA et 600 bars pour les deux autres distances.

13.1.2 Comparaison avec les autres modèles

Le modèle à 0.1 UA est à comparer avec les planètes de la classe IV calculées par Sudarsky *et al.* (2003). Il faut cependant remarquer des différences à la fois dans la redistribution du flux stellaire incident et dans le flux d'énergie interne. Ce flux d'énergie a été fixé à 150 K dans leur modèle nominal, bien qu'il étudie aussi l'influence de ce paramètre (voir leur figure 16). Au regard de cette figure, nous pouvons conclure que le profil que nous obtenons en-dessous du niveau 1 bar est similaire au leur. En effet, dans les deux cas, $T(p = 1\text{bar}) \sim 1200$ K et la limite entre la zone radiative et la zone convective est située à $\sim 500\text{--}600$ bars pour le même flux intrinsèque que notre modèle.

Chabrier *et al.* (2004) ont construit un modèle à 0.023 et 0.046 UA, avec une température intrinsèque de 100K que nous pouvons mettre en parallèle avec nos deux modèles les plus proches de leur étoile, mise à part une redistribution de flux stellaire uniquement sur le côté jour dans leur cas. De la même manière que précédemment, nos profils sont assez similaires aux leurs en bas de l'atmosphère. En particulier, leurs zones convectives apparaissent respectivement à 3000 K et 2000 K pour les modèles à 0.023 et 0.046 UA.

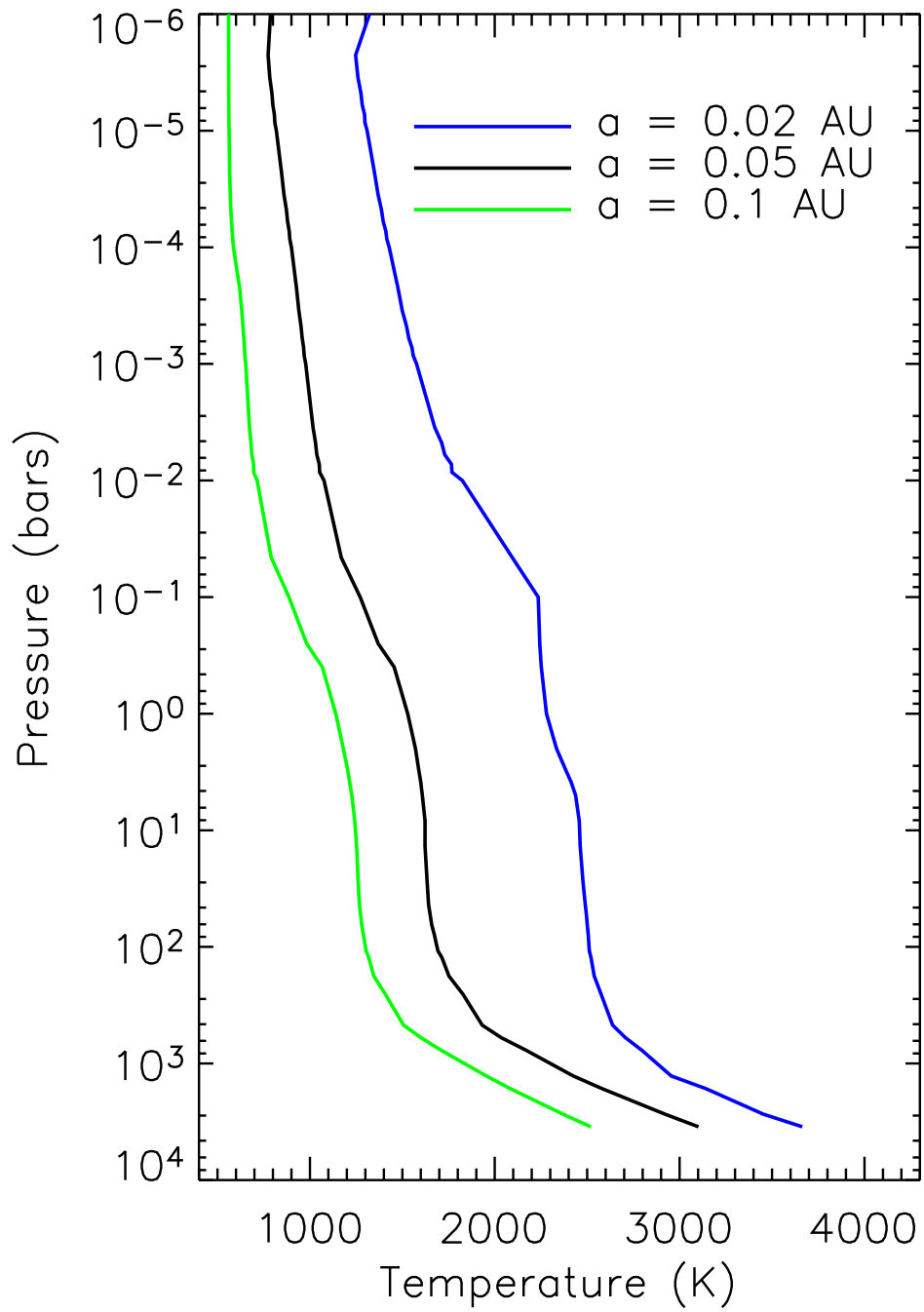


FIG. 13.1: Profils de température pour les différentes distances à l'étoile.

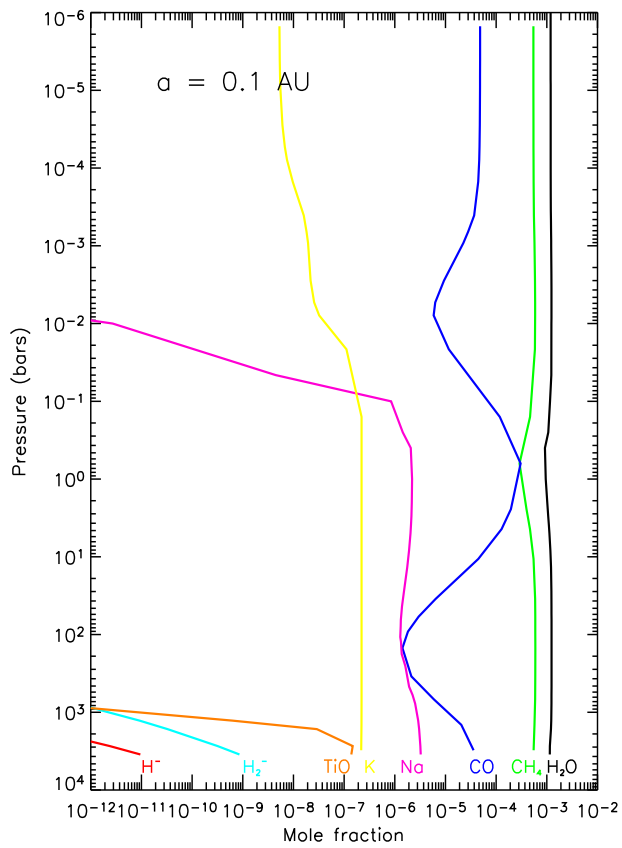
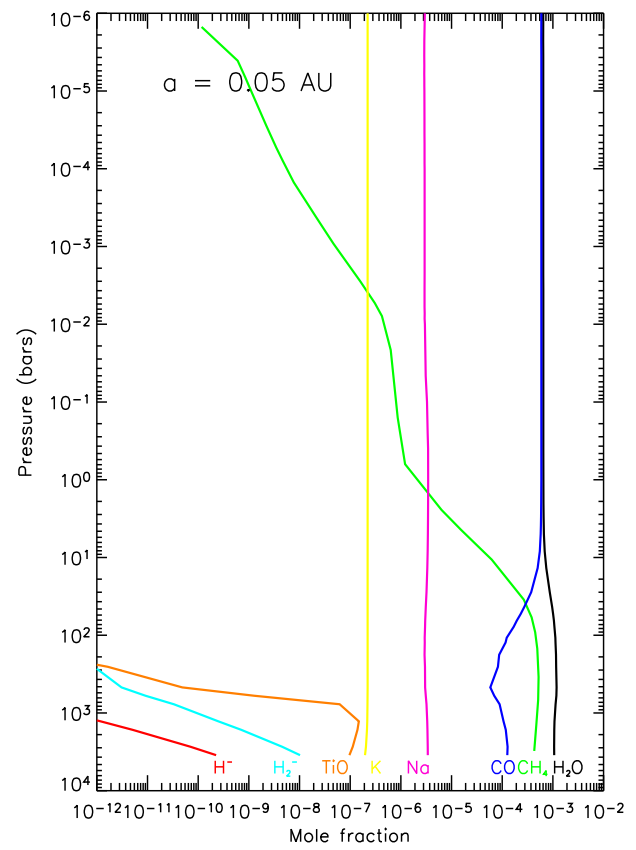
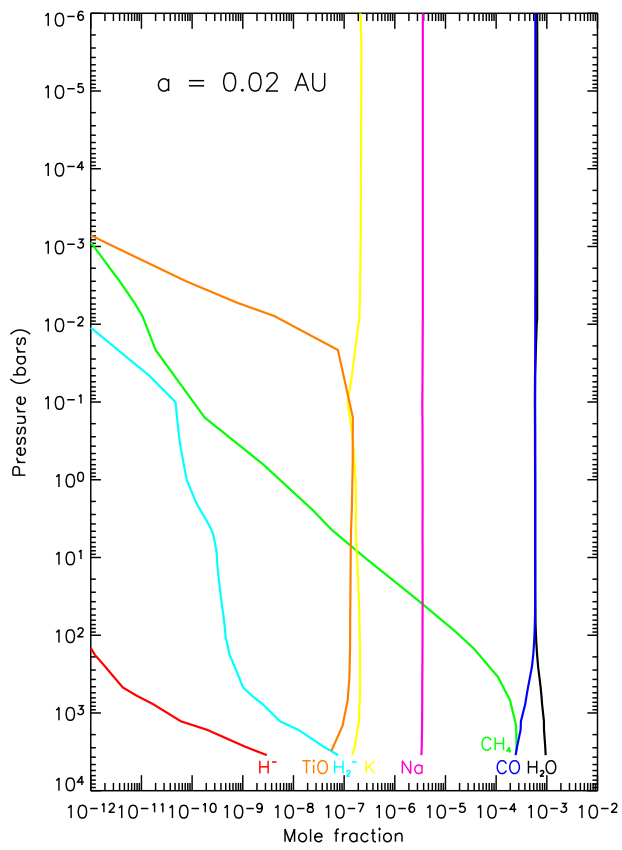


FIG. 13.2: Profils d'abondance des différentes espèces chimiques considérées pour les différentes distances à l'étoile.

Au dessus de 1 bar, l'effet de l'ensoleillement double utilisé par Sudarsky *et al.* (2003) et Chabrier *et al.* (2004) par rapport aux nôtres se fait ressentir et leurs modèles sont plus chauds dans cette partie de l'atmosphère. Comme dans le cas du modèle pour HD209458b, notre modèle au-dessus de 1 bar présente un profil intermédiaire entre celui de Sudarsky *et al.* (2003) et celui de Chabrier *et al.* (2004). En effet, le gradient de température que nous trouvons est inférieur à celui de Sudarsky *et al.* (2003) et supérieur à celui de Chabrier *et al.* (2004) dont le profil est quasiment isotherme au-dessus du niveau 100 bars.

13.2 Spectres des planètes

Les figures 13.3, 13.4 et 13.5 représentent les spectres des trois planètes considérées.

Le spectre de la planète à 0.05 UA diffère peu de celui que nous avons calculé pour HD209458b (voir le chapitre 9). Les conclusions que nous avons alors formulées restent valides qualitativement.

Plus la distance augmente, plus le flux réfléchi est important entre 20 000 et 30 000 cm^{-1} . En effet, l'absorption des alcalins est amoindrie quand la température diminue (le sodium est condensé dans le modèle à 0.1 UA) et donc la réflexion du flux stellaire est plus forte.

En comparant ces spectres, nous pouvons remarquer que le maximum du flux thermique se décale quand la distance étoile-planète change. En application de la loi de déplacement de Wien, ce maximum est à une longueur d'onde d'autant plus grande (donc vers la gauche sur nos figures) que la température est plus froide.

Comme nous l'avons vu dans l'analyse des profils d'abondance, l'eau est majoritaire dans tous les modèles et les bandes de la vapeur d'eau dominent le spectre thermique.

Pour la planète la plus froide (0.1 UA) où le méthane est abondant, les bandes d'absorption par CH_4 à 3.3 μm (3030cm^{-1}) et à 7.7 μm (1300cm^{-1}) sont apparentes. Parallèlement, les bandes du CO sont moins fortes.

Distance (UA)	T_{eff} (K)	Albédo
0.02	2034	0.056
0.05	1274	0.086
0.1	892	0.103

TAB. 13.1: Résultats pour les différents modèles statiques.

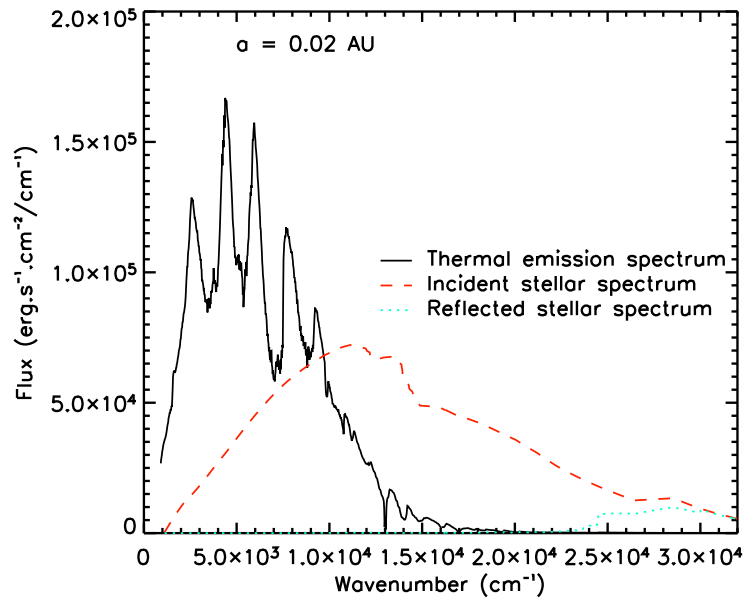


FIG. 13.3: Spectre de la lumière réfléchie et de l'émission thermique de la solution statique pour une planète à 0.02 UA. Celui-ci peut-être comparé à la figure 9.4, en notant que l'échelle des ordonnées est différente.

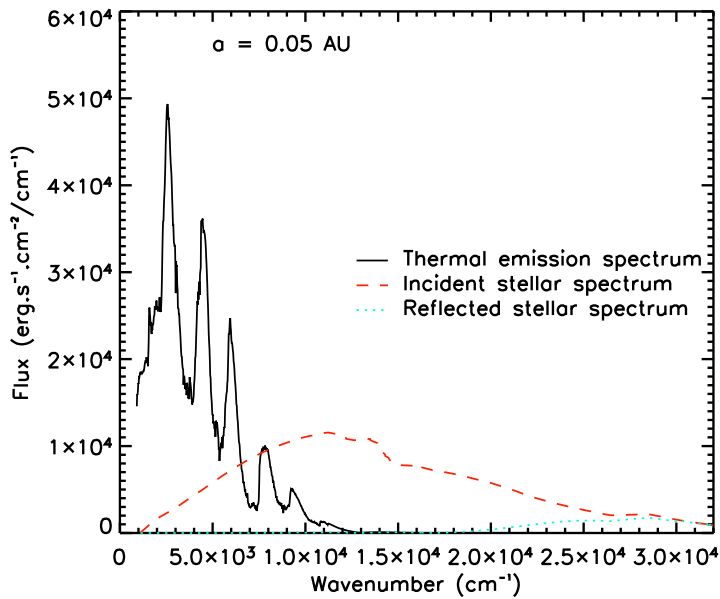


FIG. 13.4: Spectre de la lumière réfléchie et de l'émission thermique de la solution statique pour une planète à 0.05 UA.

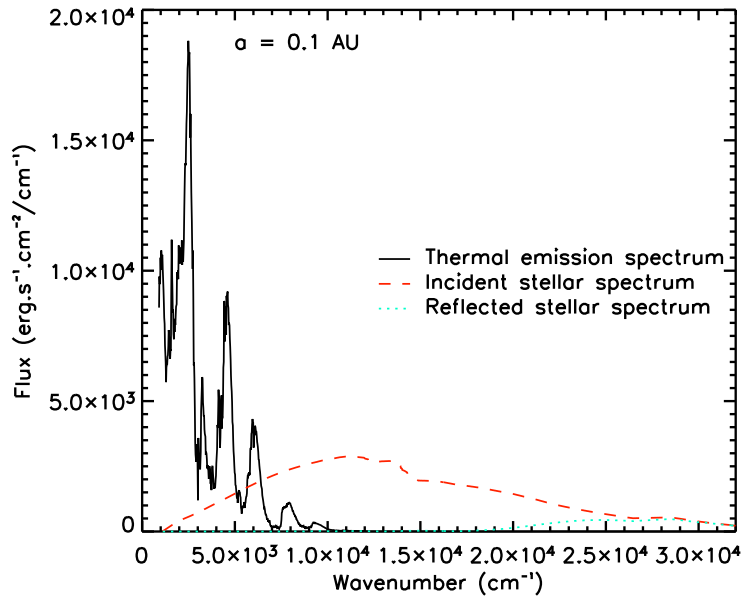


FIG. 13.5: Spectre de la lumière réfléchie et de l'émission thermique de la solution statique pour une planète à 0.1 UA (à comparer aux figures 13.3 et 13.4 en tenant compte des différentes échelles).

Chapitre 14

Comparaison des modèles dépendants du temps

Sommaire

14.1 Rôle de la vitesse du vent	139
14.2 Rôle de la distance à l'étoile	142

14.1 Rôle de la vitesse du vent

Une étude plus détaillée a été menée sur le modèle à 0.05 UA. En effet, cinq vitesses de vent équatorial ont été considérées : 0.1, 0.5, 1, 2 et 10 km s⁻¹. La figure 14.1 représente l'écart maximal de température en fonction de la vitesse du vent pour certains niveaux de pression.

Les variations de température diminuent assez rapidement quand la vitesse du vent augmente. Au niveau 10 mbars, entre 0.1 km s⁻¹, 1 km s⁻¹ et 5 km s⁻¹ l'écart de température est pratiquement divisé par deux à chaque fois, passant de près de 1000 K à près de 500 K puis à ~250 K.

La décroissance est encore plus rapide pour les niveaux atmosphériques de plus haute pression. Avec une vitesse de vent de 2 km s⁻¹, les écarts de température sont inférieurs à 60 K à 1 et 10 bars. Pour ces pression, les températures sont pratiquement uniformes quand la vitesse du vent est égale à 10 km s⁻¹. Les écarts de températures sont alors inférieurs à 40 K, ce qui représente des variations de moins de 2 %.

Des coupes équatoriales de l'atmosphère sont représentées sur la figure 14.2 pour ce modèle avec les cinq vitesses de vent considérées. Nous pouvons voir la façon dont les températures s'uniformisent au fur et à mesure que la vitesse du vent augmente. Pour la vitesse la plus élevée, les niveaux de pression en-dessous du niveau ~40 mbars sont pratiquement homogénéisés, alors que pour 0.1 km s⁻¹ même à 10 bars il subsiste des contrastes de plus de 100 K. Ainsi, la présence d'une "zone chaude" en direction du point substellaire (légèrement décalée en raison du temps de réponse radiatif) avec des températures de l'ordre de 1700 K s'estompe progressivement.

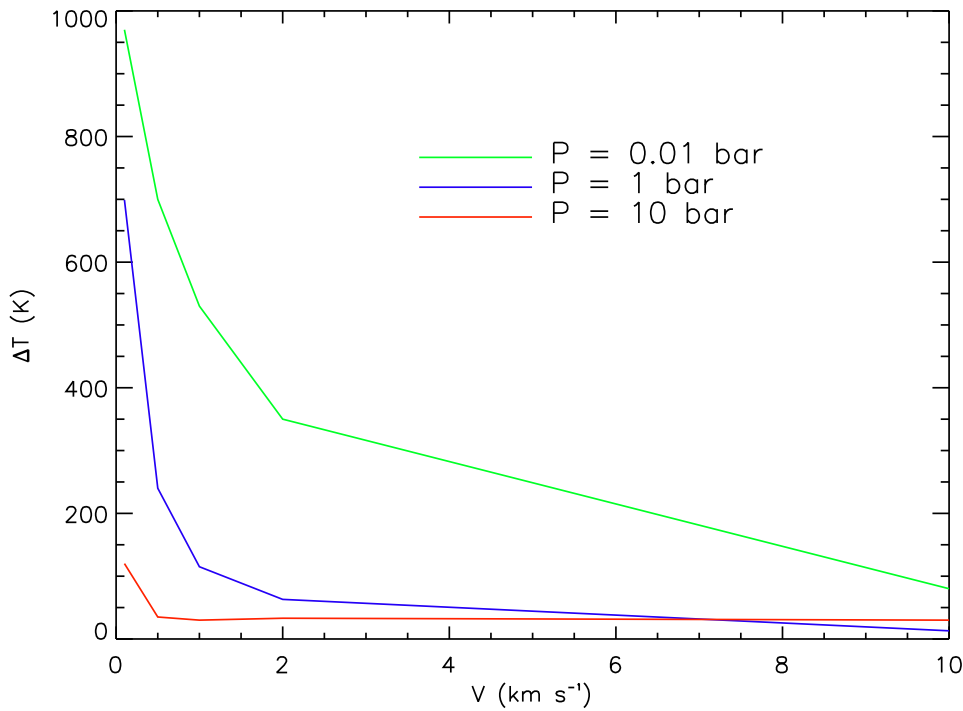


FIG. 14.1: Différence de température en fonction de la vitesse du vent pour les niveaux de pression 0.01, 1 et 10 bar. Le modèle représenté est à une distance de 0.05 UA. Pour les niveaux 1 et 10 bars, l'homogénéisation de l'atmosphère est réalisée avec des vents dont la vitesse est relativement faible. En effet, dès 5 km s^{-1} il ne reste que 50 K de différence dans ces deux niveaux. Cependant, pour le niveau 0.01 bar, il faudrait une vitesse plus élevée que 10 km s^{-1} pour atténuer les contrastes de température. Bien qu'entre les vitesses 0.1, 2 et 5 km s^{-1} le contraste soit divisé par deux à chaque fois (respectivement ~ 1000 , ~ 500 et $\sim 250 \text{ K}$), il reste une différence de 75 K pour la vitesse de 10 km s^{-1} .

Nous pouvons remarquer que la différence de température cesse de décroître pour le niveau 10 bars. Cela est probablement dû au fait que le modèle n'a pas correctement convergé.

De même les zones les plus froides de l'atmosphère se réchauffent quand la vitesse du vent augmente. Il existe même une zone côté nuit à moins de 300 K, uniquement quand la vitesse est égale à 0.1 km s^{-1} . Il en résulte que le niveau à partir duquel le sodium se condense (représenté par les lignes en trait plein sur la figure 14.2) est de plus en plus haut. Pour la vitesse de 10 km s^{-1} , la condensation du sodium ne se produit que pour les pressions inférieures à 0.1 mbar. Ceci a pour conséquence de diminuer l'effet de la condensation sur les spectres lors de transits que nous avons discuté dans les sections 10.3 et 10.4.

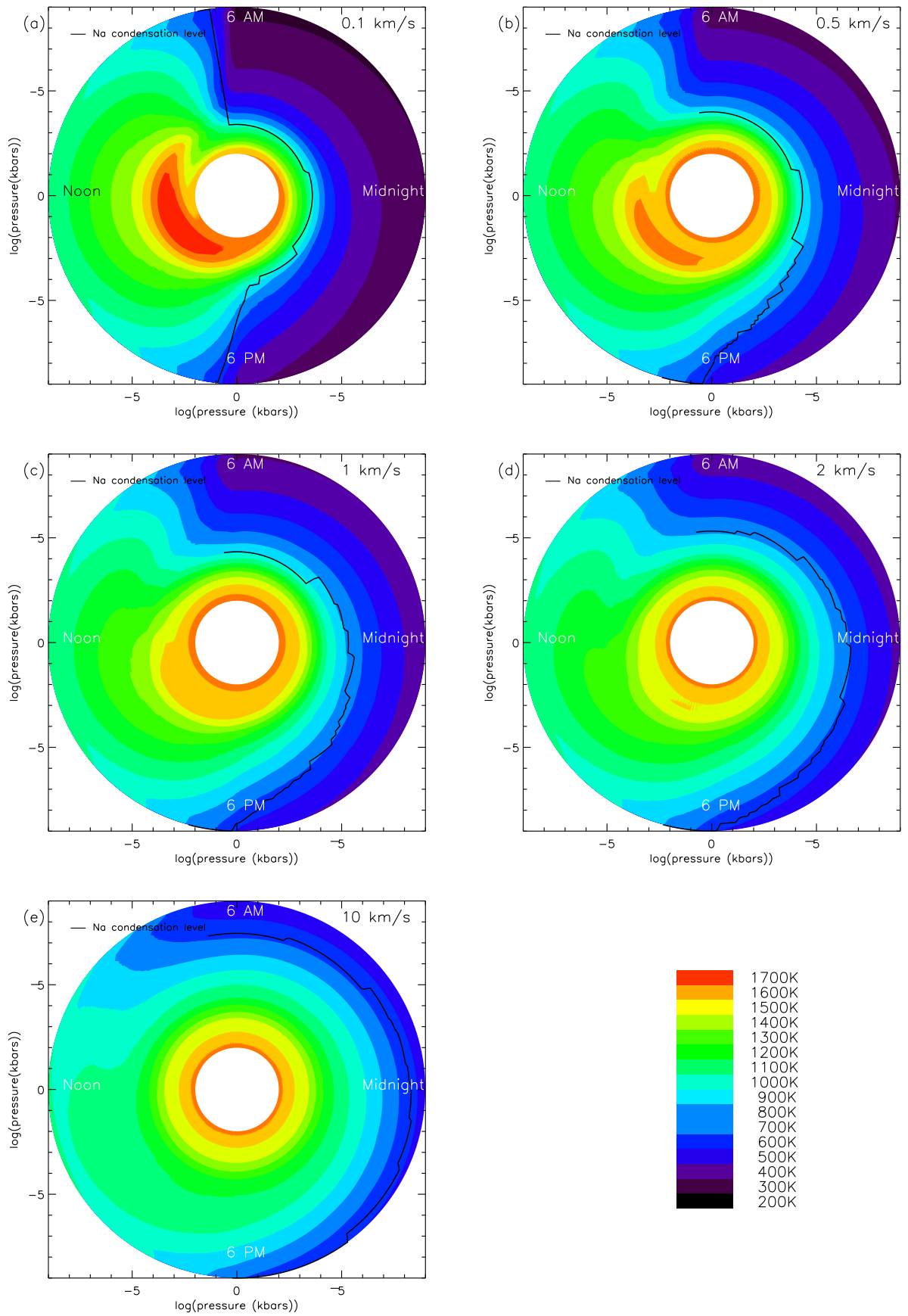


FIG. 14.2: Coupes équatoriales de l'atmosphère du modèle à la distance de 0.05 UA.

14.2 Rôle de la distance à l'étoile

Lorsque la planète est plus proche de son étoile, le chauffage stellaire est bien évidemment plus intense et l'amplitude des contrastes jour/nuit est bien plus prononcée. La figure 14.3 représente la différence de température en fonction de la pression, pour le modèle à 0.02 unité astronomique et pour trois vitesses de vents (0.1, 1 et 10 km s⁻¹). Au-dessus de 100 mbars, ces contrastes sont au minimum de 700 K pour la vitesse la plus élevée et peuvent atteindre 1900 K pour la vitesse la plus basse.

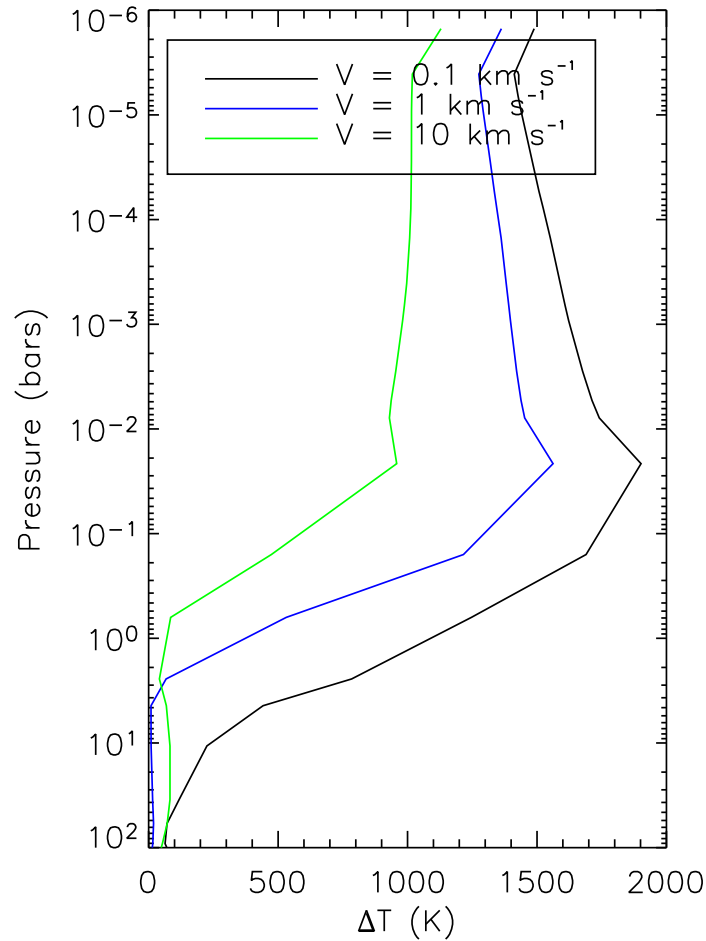


FIG. 14.3: Ecart maximal de température en fonction de la pression pour le modèle à la distance de 0.02 UA. Vers 20 mbars, les différences de température atteignent des maxima de ~1000 K, ~1500 K et ~2000 K pour des vitesses respectives de 10, 1 et 0.1 km s⁻¹. A 0.1 bar, les contrastes sont respectivement de 600 K, ~1300 K et ~1700 K pour les mêmes vitesses. A 10 bars, sauf pour 0.1 km s⁻¹ où il reste 250 K de différence, les contrastes sont inférieurs à 100 K.

A l'inverse, quand la planète est à 0.1 unité astronomique, les contrastes en température sont au maximum de ~ 550 K pour la vitesse de vent la plus faible vers 200 mbars, comme nous pouvons le voir sur la figure 14.4. Quelle que soit la vitesse du vent, en-dessous du niveau 5 bars, les différences de température sont inférieures à 100 K.

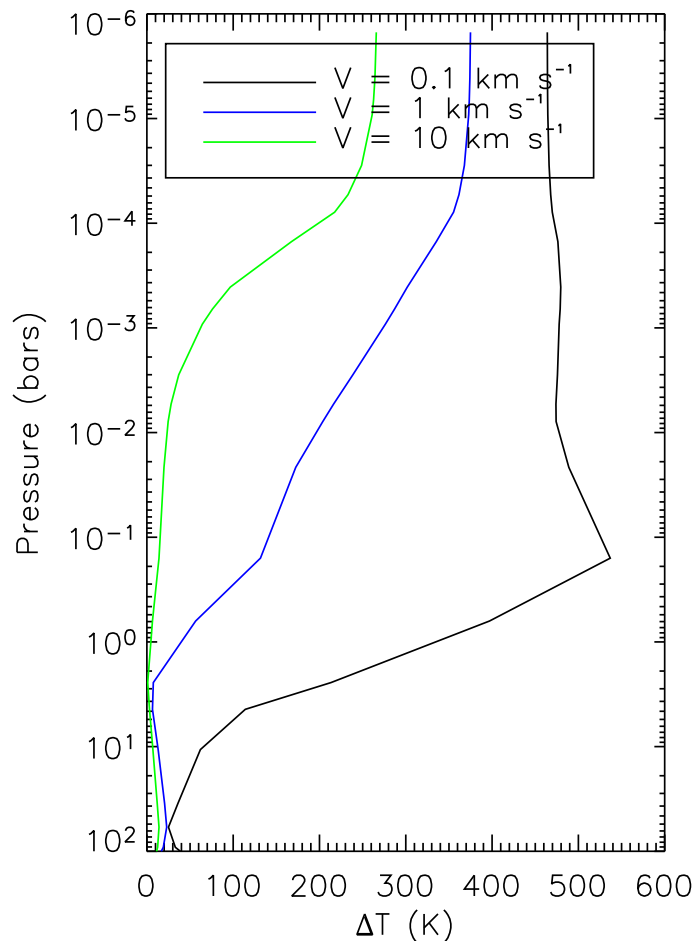


FIG. 14.4: Ecart maximal de température en fonction de la pression pour le modèle à la distance de 0.1 UA. Les contrastes présentent des maxima de respectivement ~ 270 K, ~ 380 K et ~ 550 K pour les vitesses de 10, 1 et 0.1 km s^{-1} . Dans les deux premiers cas, ce maximum est au sommet de l'atmosphère et dans le dernier cas, vers 200 mbars. A 10 bars, il reste ~ 10 K, ~ 20 K et ~ 60 K d'écarts de température.

Comme nous pouvons le voir sur les figures représentant les coupes longitudinales des atmosphères pour les trois vitesses de vent (figure 14.5 pour le modèle à 0.02 UA et figure 14.6 pour le modèle à 0.1 UA ; (a) pour 0.1 km s^{-1} , (b) pour 1 km s^{-1} et (c) pour 10 km s^{-1}), ces contrastes jouent un rôle important dans la condensation du sodium. En effet, bien que pour le modèle

à 0.02 UA la température soit globalement très élevée, pouvant atteindre plus de 2500 K, les contrastes quand la vitesse du vent n'est pas très élevée sont tels que le sodium peut quand même se condenser à des niveaux relativement bas (jusqu'à $\sim 60\text{--}100$ mbars pour les vitesses 0.1 et 1 km s^{-1}). Par contre quand la vitesse du vent augmente, le sodium ne se condense plus du tout, comme c'est le cas lorsque la vitesse est de 10 km s^{-1} .

D'un autre côté, pour 0.1 UA, la température est tellement basse que le sodium se condense sur tout le côté nuit quelle que soit la vitesse, à partir de niveaux de pressions de quelques centaines de mbars.

D'autre part, nous pouvons remarquer que pour la distance de 0.1 UA il n'y a plus d'inversion de température vers le point substellaire (ce que nous avons appelé "*zone chaude*") Sur cette figure, nous voyons également que l'atmosphère est plus homogène en température. En ce qui concerne la planète à 0.02 UA, la structure est relativement plus complexe. En effet, le fort ensoleillement incident sur le point substellaire réchauffe fortement cette zone jusqu'à 2000 K. La température croît cependant avec la pression jusqu'à des températures pouvant atteindre $\sim 2500 \text{ K}$ vers les niveaux de pression 1 bar. Cette "*zone chaude*" couvre une région relativement étendue (en longitude et en altitude) pour un vent de 0.1 km s^{-1} ; et sa taille diminue quand la vitesse du vent augmente.

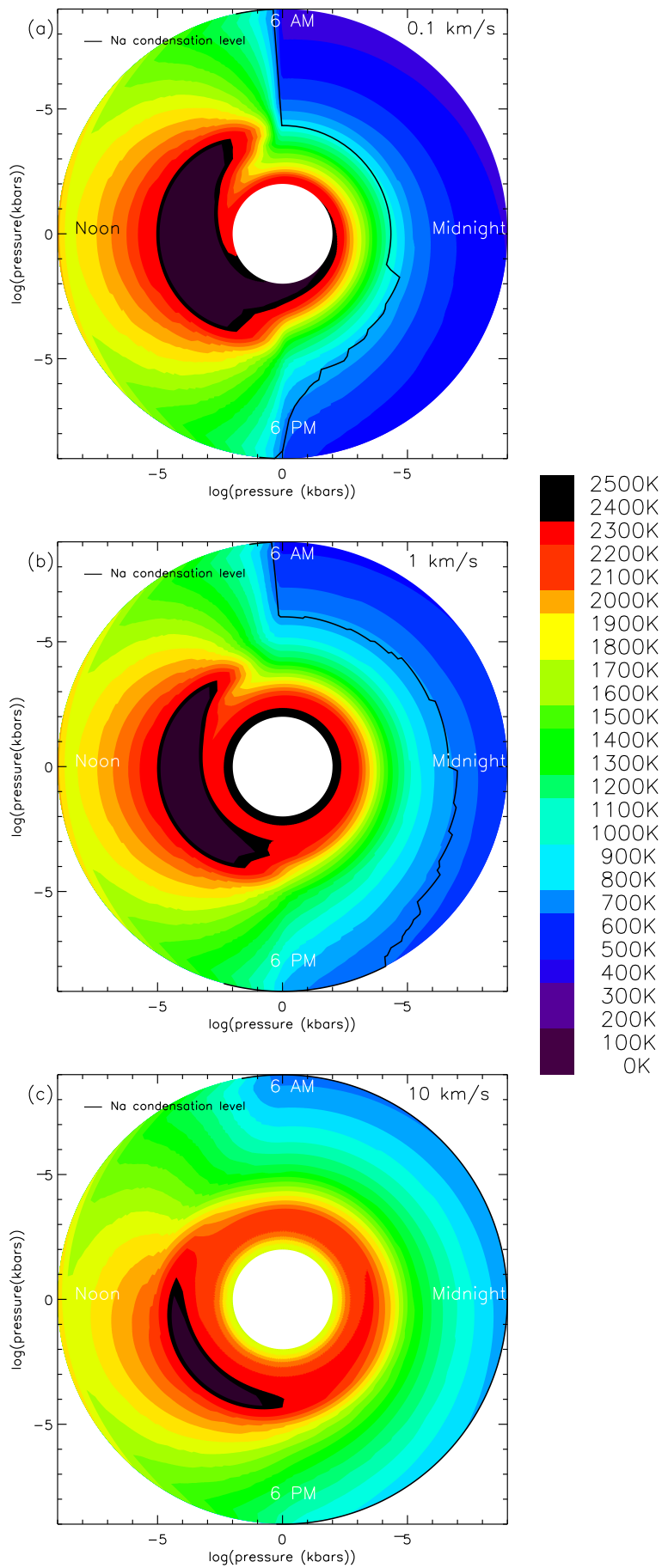


FIG. 14.5: Coupes équatoriales de l'atmosphère du modèle à la distance de 0.02 UA.

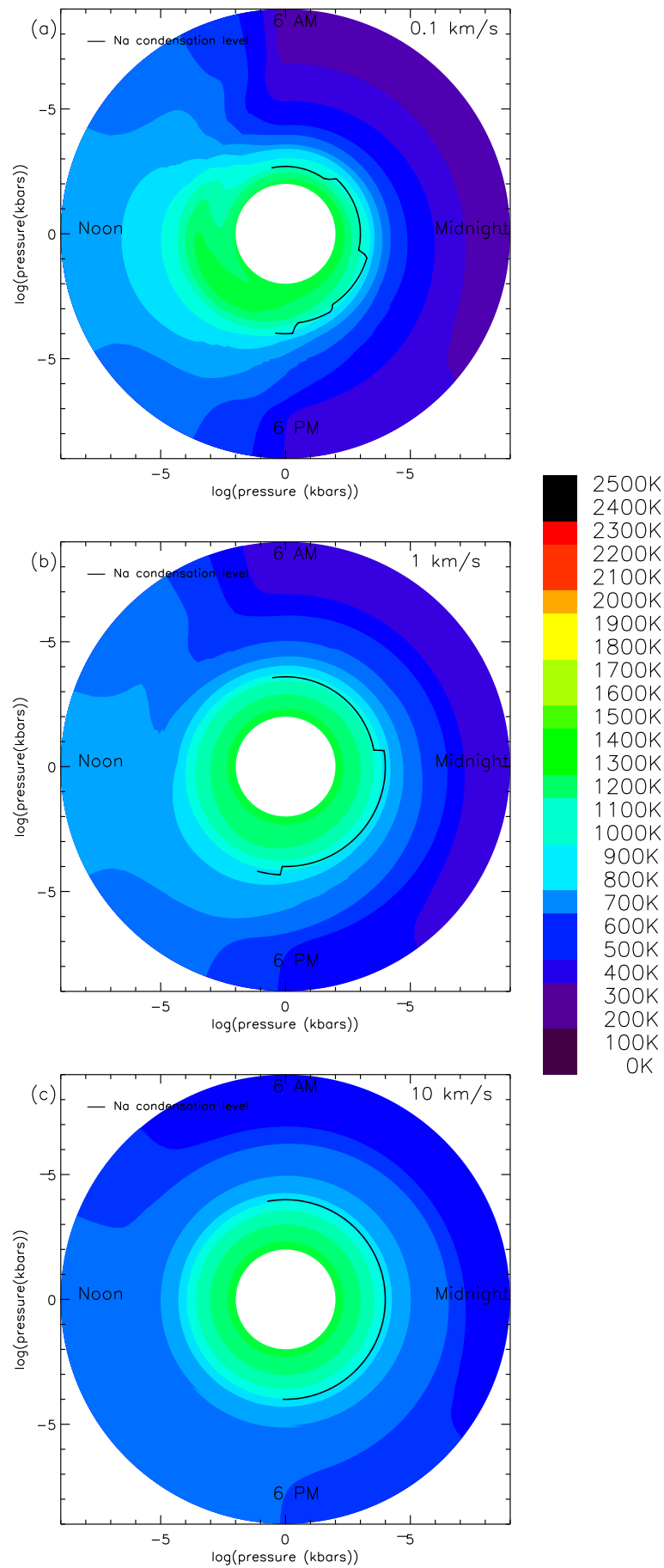


FIG. 14.6: Coupes équatoriales de l'atmosphère du modèle à la distance de 0.1 UA.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusion

Suite à la découverte de la première planète extrasolaire effectuant un transit devant son étoile (HD209458b), une occasion unique s'est présentée de vraiment contraindre les paramètres physiques de ces objets. C'est dans ce contexte que nous avons développé un modèle d'atmosphère pour les planètes géantes extrasolaires.

Notre modèle a été appliqué au cas particulier de la planète HD209458b (partie III). Il nous a permis de déterminer une structure thermique moyenne pour cette planète ainsi que d'estimer sa composition. En particulier, nous avons confirmé le rôle important de l'absorption par les alcalins dans le bilan énergétique des Jupiters chauds. L'absorption du flux stellaire dans notre modèle a lieu à relativement haute altitude dans l'atmosphère (99% du flux est absorbé au niveau 2 bars). Ce flux ne pénètre pas assez pour jouer le rôle d'une source d'énergie dans les couches profondes, ce qui avait été évoqué par Guillot & Showman (2002). Nous avons aussi évalué les constantes de temps radiatives de cette atmosphère afin de contraindre les modèles de dynamique atmosphérique.

Les Jupiters chauds étant en rotation synchrone, des contrastes de température jour/nuit importants sont attendus. Ils peuvent engendrer une dynamique atmosphérique intense. Nous avons introduit une variation temporelle pouvant simuler un vent zonal uniforme et ainsi étudier les variations longitudinales dans la structure thermique et dans la composition de l'atmosphère.

Dans le cas de HD209458b, ces variations de température permettent au sodium de se condenser du côté nuit et sur le limbe matinal. Nous pouvons ainsi proposer une explication à la faible absorption due au sodium observée par Charbonneau *et al.* (2000).

Dans un cas plus général, incluant les dernières planètes à transit découvertes par OGLE (partie IV), nous avons étudié la dépendance de la structure thermique et de la composition chimique selon la distance à l'étoile. Les signatures spectrales des atmosphères de ces planètes diffèrent notablement.

Nous avons aussi étudié l'influence de la vitesse du vent zonal. Quand celle-ci est suffisamment élevée ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), la température est pratiquement uniforme, tout du moins pour des niveaux de pression supérieure à 1 bar. Lorsque la planète est à 0.02 unité astronomique, les différences de températures entre le jour et la nuit peuvent atteindre 1900 K lorsque la vitesse du vent est faible ($\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$).

Perspectives

Les progrès concernant la connaissance des planètes géantes extrasolaires peuvent provenir de deux directions. Les projets observationnels à venir devraient apporter des informations nouvelles qui vont nous permettre de tester les prédictions des modèles et de leur imposer de nouvelles contraintes. D'autre part, notre modèle peut être amélioré afin de mieux décrire la structure de ces objets.

Perspectives observationnelles

Les missions spatiales telles que COROT (2005) et KEPLER (2008) devraient conduire à la détection d'un nombre important de planètes extrasolaires, jusqu'à des tailles de quelques rayons terrestres (voir le chapitre 1). L'analyse de leur distribution permettra sans doute de mieux comprendre leur formation et leur évolution.

Une autre avancée dans le domaine de l'étude des exoplanètes est l'interférométrie. Cette technique devrait enfin permettre d'observer *directement* ces planètes et de réaliser de la spectroscopie directe des Jupiters chauds. Des informations précieuses sur leur composition seront alors accessibles.

Nous pouvons par exemple citer trois types de projets interférométriques dans lesquels le LESIA est impliqué :

- Les instruments au VLT : *GENIE*

Cet interféromètre à frange noire centrale, qui doit être installé sur le *Very Large Telescope Interferometer*, devrait permettre la préparation de la mission *DARWIN*.

- Les projets spatiaux : *DARWIN* et *PEGASE*

PEGASE est un projet de mission avec vol en formation proposé au CNES. Ce projet, précurseur de *DARWIN*, consiste en un interféromètre composé de trois satellites dont un pour la recombinaison. Il sera en mesure de faire de la spectroscopie entre 1.5 et 6 μm .

DARWIN est un projet à long terme retenu par l'Agence Spatiale Européenne, pour la détection et la caractérisation de planètes extrasolaires *habitables*. La détection de la présence de l'ozone est l'objectif ambitieux qu'il envisage d'accomplir.

- L'interférométrie en antarctique

Le site du dôme C apparaît comme un lieu privilégié pour l'observation interférométrique dans l'infrarouge. En effet, sa transparence infrarouge exceptionnelle, la faible turbulence de l'atmosphère et son angle d'isoplanétisme particulièrement élevé en fait un site dont la qualité d'observation est proche de ce qu'on atteindrait depuis l'espace, à un coût incomparablement plus faible. Un projet dédié à la recherche d'exoplanètes y est envisagé.

Améliorations du modèle

Un problème encore ouvert à l'heure actuelle dans les modèles d'atmosphères des planètes est le traitement de manière réaliste de la formation des nuages. Cela requiert une étude microphysique détaillée du problème non triviale.

Pour construire un modèle cohérent dans lequel le transfert radiatif et la dynamique atmosphérique sont couplés, il est nécessaire d'apporter certains changements substantiels. En particulier, lorsque le profil thermique varie avec la longitude, il faudrait aussi faire varier les profils d'abondance. Les opacités devraient être mises à jour dans le processus itératif en tenant compte de cette variation de la composition chimique de l'atmosphère pour rendre le modèle plus cohérent. Cela nécessite toutefois de réduire le temps de calcul des flux à chaque pas de temps.

Une autre amélioration pourrait venir de la technique du calcul des opacités. En utilisant la méthode des coefficients k-corrélés, il n'est plus nécessaire de calculer les opacités raie par raie et monochromatiquement. Ainsi le temps de calcul des modèles s'en trouvera grandement réduit et une étude systématique du rôle des différents paramètres (gravité, métallicité de la planète, ...) pourra être réalisée.

Enfin, différentes sources de données pourraient être utilisées afin d'introduire d'autres espèces chimiques (par exemple NH_3 lorsque la température de la planète diminue) ou d'utiliser des sources d'opacité plus détaillées (pour le TiO notamment dont l'absorption est pour le moment traitée comme un continuum) ou bien des spectres stellaires d'autres étoiles afin de modéliser certaines planètes existantes (les planètes découvertes par OGLE et TRES sont de type F ou K).

Annexes

Annexe A

A Time-Dependent Radiative Model of HD209458b

Reproduction d'un article soumis en 2004 à *Astronomy & Astrophysics*

A Time-Dependent Radiative Model of HD209458b

N. Iro, B. Bézard¹ and T. Guillot²

¹ LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, place Jules Janssen, 92395 Meudon Cedex,
FRANCE

² Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS UMR 6202, BP4229, 06304 Nice Cedex 4,
FRANCE

Received ; accepted

Abstract. We present a time-dependent radiative model of the atmosphere of HD209458b and investigate its thermal structure and chemical composition. The stellar heating profiles and radiative timescales are calculated under planet-averaged insolation conditions. We find that 99.99% of the incoming stellar flux has been absorbed before reaching the 7 bar level. Stellar photons cannot therefore penetrate deeply enough to explain the large radius of the planet (Guillot & Showman 2002). We derive a radiative time constant which increases with depth and reaches about 8 hr at 0.1 bar and 2.3 days at 1 bar. Time-dependent temperature profiles are also calculated, assuming a constant-with-height zonal wind, modelled as a solid body rotation. We predict day-night variations of the effective temperature of ~ 600 K, for an equatorial rotation rate of 1 km s^{-1} , in good agreement with the predictions by Showman & Guillot (2002). This rotation rate yields day-to-night temperature variations in excess of 600 K above the 0.1-bar level. These variations rapidly decrease with depth below the 1-bar level and become negligible below the ~ 5 -bar level for rotation rates of at least 0.5 km s^{-1} . At high altitudes (mbar pressures or less), the night temperatures are low enough to allow sodium to condense into Na_2S . Synthetic transit spectra of the visible Na doublet show a much weaker sodium absorption on the morning limb than on the evening limb. The calculated dimming of the sodium feature during planetary transits agrees with the value reported by Charbonneau et al. (2002).

Key words. planets and satellites: generals – planets and satellites: individual: HD209458b
– radiative transfer

1. Introduction

The discovery of HD209458b (Charbonneau et al. (2000); Henry et al. (2000)) allows for the first time probing directly the structure of a planet outside our Solar System. Indeed, the fact that it transits in front of its star allows both the measurement of its radius and the spectroscopic observation of its atmosphere.

Quantitatively, HD209458 is a G0 subgiant, with a mass $M_{\star} = 1.06M_{\odot}$, radius $R_{\star} = 1.18R_{\odot}$ and age $t_{\star} = 5.2$ Gyr, with uncertainties of 10% or more (Cody & Sasselov 2002). The planet orbits the star in 3.524739 days (Robichon & Arenou 2000), at a distance ~ 0.045 AU. Models of the star imply that its radius is $R = 92\,200\text{--}109\,000$ km (about 40% more than Jupiter) for a mass $M = 0.69 \pm 0.02 M_{\text{J}}$ (Brown et al. 2001; Cody & Sasselov 2002).

The relatively large radius of the planet appears difficult to explain using standard evolution models (Bodenheimer et al. 2001, 2003; Guillot & Showman 2002; Baraffe et al. 2003). Guillot & Showman (2002) concluded that, for a realistic model of the outer atmosphere irradiated by the parent star, an extra energy source is needed at deep levels to explain HD209458's radius. It could result from the penetration of a small fraction of the stellar flux at pressures of tens of bars or from kinetic energy produced from the stellar heating and transported downwards to the interior region. The same conclusion was reached by Baraffe et al. (2003) from model calculations directly coupling the irradiated outer atmosphere and the interior. However, the possibility that systematic errors both in the determination of the stellar radius and atmospheric properties of the planet remains (Burrows et al. 2003).

In order to accurately model the evolution of extrasolar giant planets, and hence gain information on their composition, one has to understand how their atmospheres intercept and reemit the stellar irradiation. The problem is especially acute for planets like 51 Peg b and HD209458b (hereafter Pegasides) which are believed to be locked into synchronous rotation (Guillot et al. 1996) due to their proximity to their star. As a consequence the amount of irradiation received on the day side and the insolation pattern are unlike what is experienced by any planet in the Solar System.

Several studies have investigated the radiative equilibrium structure of Pegasides, treating the atmosphere as a one-dimensional column receiving an average flux from above and a smaller intrinsic flux from below. In these models, the stellar heat is either evenly distributed over the entire planet (Seager & Sasselov 1998, 2000; Goukenleuque et al. 2000), or redistributed only over the day side (Sudarsky et al. 2003; Baraffe et al. 2003; Burrows et al. 2003), or even not redistributed at all (Barman et al. 2001; Burrows et al. 2003). In fact, in a planetary atmosphere, winds carry part of the stellar heat from the day side to the night side and from equator to poles, so that the thermal structure depends not only on the insolation pattern but also on the dynamics.

Two recent dynamical studies (Showman & Guillot 2002; Cho et al. 2003) have shown that the atmospheric structure probably presents strong latitudinal and longitudinal variations in temperature (and hence composition). These two investigations differ in several respects: Showman

& Guillot (2002) used analytical arguments to show that the atmospheres of Pegasides should have strong winds ($\sim 1 \text{ km s}^{-1}$) and relatively strong day-night and equator-to-pole temperature contrasts ($\sim 500 \text{ K}$ near optical depth unity). These estimates are confirmed by preliminary 3D simulations done using the EPIC (Explicit Planetary Isentropic Coordinate) model with a radiative time constant of 2.3 days. These simulations tend to yield a prograde equatorial jet and thus imply that the atmosphere could superrotate as a whole (as is the case for Venus). On the other hand, Cho et al. (2003) solved 2D shallow-water equations, assuming a characteristic wind speed, related to the mean kinetic energy, of 50 to 1000 m s^{-1} and a radiative equilibrium time of 10 days. Their simulations yield a circulation which is characterized by moving polar vortices around the poles and ~ 3 broad zonal jets. For the highest speed considered (1 km s^{-1}), the temperature minimum is about 800 K and the maximum temperature contrast is $\sim 1000 \text{ K}$.

The goal of the present study is to apply a time-dependent radiative transfer model to the case of HD209458b in order to: (i) determine its mean temperature structure and stellar heating profile; (ii) estimate the characteristic radiative heating/cooling timescale as a function of depth; (iii) model longitudinal temperature variations assuming a solid rotation; (iv) infer consequences for the variations in chemical composition in light of the spectroscopic transit observations.

In Section 2, we present our time-dependent radiative transfer model. We then apply the model to HD209458b. In Section 3 we compare models obtained for averaged insolation conditions, and calculate the corresponding radiative timescales. In Section 4, we calculate the longitude-dependent thermal structure of the atmosphere by assuming a solid body rotation, mimicking a uniform zonal wind. The variations in the chemical composition induced by temperature variations are investigated with the emphasis on the condensation of sodium. A summary of the results and a conclusion are presented in Section 5.

2. The Atmospheric Model

2.1. Physical problem

In a one-dimensional model, the evolution of the temperature profile in an atmosphere under hydrostatic equilibrium is related to the net flux F by the following energy equation:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{mg}{C_p} \left(\frac{dF}{dp} \right) , \quad (1)$$

where mg is the mean molecular weight and C_p is the mean specific heat. The net flux is divided into the thermal flux emitted by the atmosphere F_{IR} (upward - downward) and the net stellar flux F_{\star} (downward - upward), so that $F = F_{\text{IR}} - F_{\star}$. Equation 1 can then be rewritten as:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{mg}{C_p} (h(p) - c(p)) , \quad (2)$$

where $h(p) = -\frac{dF_{\star}}{dp}$ is the heating rate and $c(p) = -\frac{dF_{\text{IR}}}{dp}$ is the cooling rate.

Radiative equilibrium corresponds to a steady-state solution of the energy equation and is thus obtained by setting the left-hand term of Eqs. 1–2 to zero. In this case, the flux is conservative

and heating and cooling rates are equal at any level in the atmosphere. In a first step, we calculate the radiative equilibrium solution for HD209458b, using a planetary-averaged stellar irradiation. In a second step, we investigate the variations in the temperature profile due to the time-varying insolation, which requires solving Eq. 2.

2.2. Numerical method

We use the atmosphere code described in Goukenleuque et al. (2000), with, in the present model, an atmospheric grid of $N = 96$ levels from 3×10^3 to 1×10^{-6} bar. To calculate F_\star as a function of pressure level p , we solve the radiative equation of transfer with scattering in the two-stream approximation and in plane-parallel geometry using a monochromatic line-by-line code. The boundary condition is that the incident downward flux $F_\star^\downarrow(0)$ is given by:

$$F_\star^\downarrow(0) = \alpha\pi \left(\frac{R_\star}{a}\right)^2 B_\nu(T_\star) \quad , \quad (3)$$

where R_\star is the star's radius, a the distance of the planet to the star's surface, and $B_\nu(T_\star)$ is the monochromatic Planck function at the star's brightness temperature T_\star . To solve for steady-state radiative equilibrium, we consider disk-averaged insolation conditions, and thus use $\alpha = \frac{1}{4}$. For our time-dependent calculations, we use $\alpha = \pi \max[\cos(\lambda), 0]$, where λ is the zenith angle of the star. The stellar flux is calculated from 0.3 to $6 \mu\text{m}$ ($1700\text{-}32000 \text{ cm}^{-1}$). It is assumed that shortward of $0.3 \mu\text{m}$ photons are either scattered conservatively or absorbed above the atmospheric grid ($p < 1 \mu\text{bar}$) and thus do not participate to the energy budget.

The planetary thermal flux is calculated from 0.7 to $9 \mu\text{m}$. At level p_i , it can be expressed as:

$$F_{\text{IR}} = \sum_k \sum_{j=1}^N a_{i,j,k} B_k(T_j) \quad , \quad (4)$$

where $B_k(T_j)$ is the Planck function at the temperature T_j of pressure level p_j and at frequency ν_k , and $a_{i,j,k}$ ($= a_{j,i,k}$) is a coupling term related to the transmittance between levels p_i and p_j , averaged over a frequency interval centered at ν_k (Goukenleuque et al. 2000). We use an interval width of 20 cm^{-1} . These coefficients are calculated through a line-by-line radiative transfer code with no scattering. Below the lower boundary located at level p_1 , an isothermal layer of infinite optical depth is assumed with a temperature T_{gr} .

2.2.1. Steady-state case

Starting from an initial guess temperature profile and the associated abundance gas profiles, stellar and thermal fluxes are computed on the atmospheric grid. The heating and cooling rates, $h(p_i)$ and $c(p_i)$, defined above are then calculated. At each level of the grid, the temperature is modified by an amount:

$$\Delta T_i = \epsilon(p_i) [h(p_i) - c(p_i)] + \eta(p_i) (T_{i-1} - 2T_i + T_{i+1}) \quad (5)$$

The coefficient $\epsilon(p)$, analogous to a time step, increases with pressure to account for the increase of the radiative time constant with depth and thus to speed up convergence. The second term in

the equation introduces some numerical dissipation needed to avoid instabilities at high pressure levels where the atmospheric layers are optically thick. The coefficient $\eta(p)$ is set to 1×10^{-3} above the 0.3-bar pressure level and reaches 2% at the lower boundary (p_1). The temperature T_{gr} beneath pressure level p_1 is set to $T_1 + \delta T_1$, where δT_1 is calculated to yield $F_{IR}(p_1) = F_{int}$. The thermal flux is then calculated using the updated temperature profile and the procedure is iterated until the condition $h(p_i) = c(p_i)$ is fulfilled at each level with a precision of 5%.

After convergence, the equilibrium gas profiles are re-calculated using the solution temperature profile. The stellar flux deposition and the $a_{i,j,k}$ coefficients involved in the calculation of the thermal flux are then re-computed and a new temperature profile is obtained from the iterative process described above. If this new solution profile is close enough to the previous one (with a precision of 10 K), we retain it as the radiative equilibrium solution. If not, the whole iterative process is continued.

A convective adjustment is finally applied in regions where the radiative lapse rate exceeds the adiabatic value. In these convective regions, the lapse rate is set to the adiabatic value and the energy flux then includes both convective and radiative components.

2.2.2. Time-dependent case

To investigate the atmospheric response to a time-varying insolation, we set the incident stellar flux according to Eq. 3 with $\alpha = \pi \max[\cos(\lambda), 0]$ and $\lambda = \frac{2\pi t}{T}$, T being the rotation period of the atmosphere. This insolation pattern represents the variation of the stellar flux during the day, averaged over latitude (i.e., along a meridian). It yields the same daily insolation as the steady-state planet-average case ($\langle \alpha \rangle_t = \frac{1}{4}$). We then solve Eq. 2 using a time-marching algorithm with a timestep of 300 sec, starting from the radiative-equilibrium solution profile. Integration is performed over several rotation periods until the temperature reaches a periodic state at each level.

2.3. Opacities

We include the following opacity sources: Rayleigh scattering (for the stellar flux component only), collision-induced absorption from H_2 - H_2 and H_2 -He pairs, H^- bound-free, H_2^- free-free absorption, molecular rovibrational bands from H_2O , CO, CH_4 , and TiO, and resonance lines from Na and K. Spectroscopic data used for H_2 - H_2 , H_2 -He, H_2O , CO, and CH_4 are described in Goukenleuque et al. (2000). An improvement over Goukenleuque *et al.*'s modeling was to add absorption from the neutral alkali metals Na and K whose important role was established by Burrows et al. (2000). For the resonance lines at 589 nm (Na) and 770 nm (K), we followed the general prescription of Burrows et al. (2000) to calculate their collisionally broadened lineshape. In the impact region, within $\Delta\sigma$ of line center, a Lorentzian profile is used with a halfwidth calculated from the simple impact theory: $\gamma = 0.071(T/2000)^{-0.7} \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ for Na and $\gamma = 0.14 (T/2000)^{-0.7} \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ for K.

Beyond the transition detuning $\Delta\sigma$, we use a lineshape varying as $(\nu - \nu_0)^{-3/2}$ as predicted from the statistical theory. We multiply this lineshape by $e^{-h(\nu-\nu_0)/kT}$ to account for the exponential cutoff of the profile at large frequencies ($\sim 1000\text{--}3000\text{ cm}^{-1}$ at 2000 K). We adopt the detuning frequencies $\Delta\sigma$ calculated by Burrows et al. (2000), $30\text{ cm}^{-1}(T/500\text{ K})^{0.6}$ for Na and $20\text{ cm}^{-1}(T/500\text{ K})^{0.6}$ for K. H^- bound-free and H_2^- free-free absorption were modeled as in Guillot et al. (1994) using the prescription of John (1988) for H^- and Bell (1980) for H_2^- . For TiO, we use absorption coefficients from Brett (1990). We did not consider absorption or scattering by cloud particles.

2.4. Input parameters

We assume a solar abundance of the elements (Anders & Grevesse 1989) and calculate the gas profiles assuming thermochemical equilibrium at each level using the ATLAS code (Kurucz 1970). The acceleration of gravity was set to $g = 9.7\text{ m s}^{-2}$ corresponding to a radius of 1.35 Jupiter radius and a mass of 0.7 time that of Jupiter (Mazeh et al. 2000). To calculate the incoming stellar flux, we adopt $R_\star = 1.18 R_\odot$, $a = 0.047\text{ AU}$ (Mazeh et al. 2000), and use the brightness temperature spectrum of the Sun given in Pierce & Allen (1977).

Our lower boundary condition is fixed by the intrinsic flux of the planet $F_{\text{int}} = \sigma T_{\text{int}}^4$. Standard evolution models, in which the stellar flux is totally absorbed at low pressure levels (< 10 bars), indicate an intrinsic effective temperature T_{int} of approximately 100 K at the age of HD209458b. On the other hand, to reproduce the relatively large observed radius of the planet, an intrinsic temperature as high as $\sim 400\text{ K}$ is needed (Guillot & Showman 2002; Baraffe et al. 2003), which requires an extra source of energy in the interior. In our model, we have thus considered two possible boundary conditions corresponding to $T_{\text{int}} = 100\text{ K}$ (cold case) and 400 K (nominal case).

3. Radiative equilibrium solutions

3.1. Temperature profiles

We compute two atmospheric temperature profiles corresponding to the two boundary conditions ($T_{\text{int}} = 100\text{ K}$ and $T_{\text{int}} = 400\text{ K}$), as shown in Fig. 1. Above the 10-bar level, the boundary condition does not make any difference because the incoming stellar flux is dominant with respect to the intrinsic heat flux. A convective zone appears below the 1-kbar level for the cold case and the 0.1-kbar level for the nominal case.

We infer an effective temperature $T_{\text{eff}} = 1340$ and 1350 K for the two boundary conditions (cold and nominal respectively), and a planetary Bond albedo of 0.10. While this albedo closely agrees with that inferred by Baraffe et al. (2003), our T_{eff} is lower because these authors redistribute the stellar flux only over the dayside and thus have a stellar heating twice larger than ours. Below the 3-mbar level, our profile is $\sim 600\text{ K}$ cooler than that produced by Sudarsky et al. (2003)

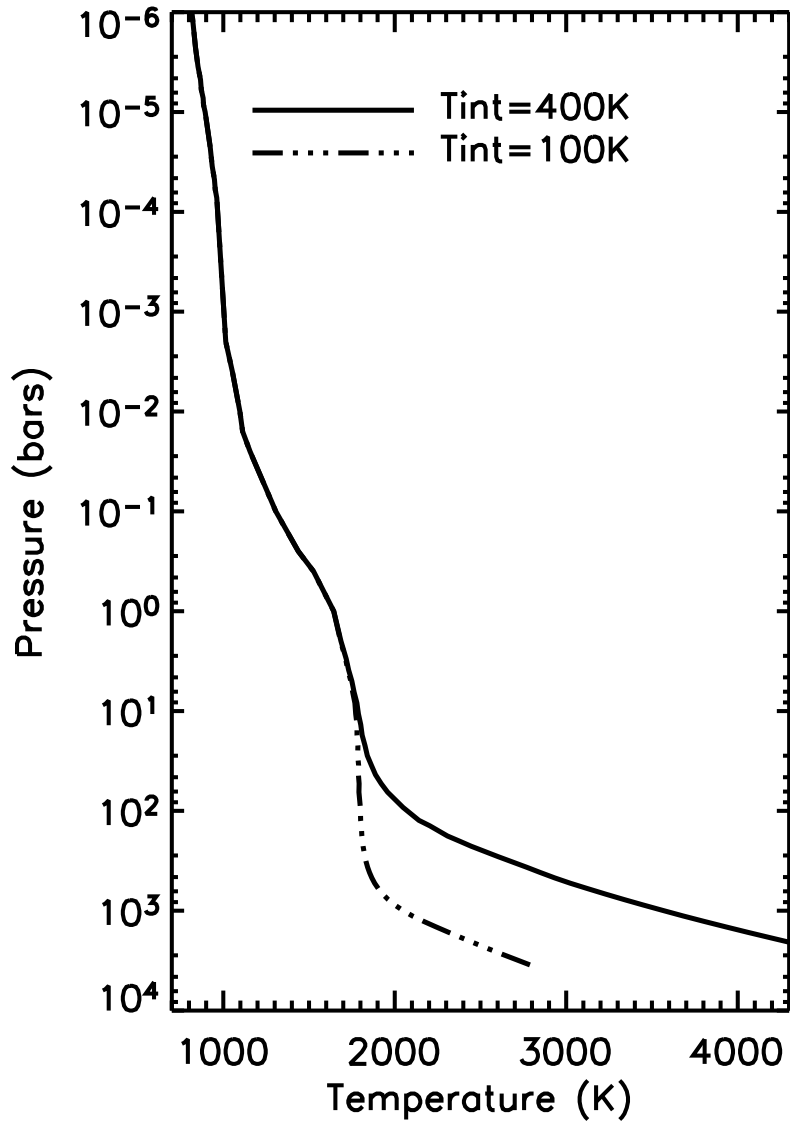


Fig. 1. Temperature profiles of the static disk-averaged solutions for the two boundary conditions. There is no difference above the 10-bar level as the intrinsic heat flux becomes negligible with respect to the net stellar flux.

(as shown in their Fig. 26). This difference partly results from the twice larger insolation used by these authors who chose the same redistribution of stellar heat as Baraffe et al. (2003). However it can only produce 15-20% larger temperatures as illustrated by Sudarsky et al. (2003)'s comparison of profiles with different incident flux weighting (shown in their Fig. 28). The expected temperature increase below the 3-mbar level is thus limited to 150–300 K. On the other hand,

we note that these authors used an intrinsic temperature of the planet of 500 K, hotter than ours, which can contribute to the difference with our model at least below the ~ 0.5 -bar level. Above the 0.3-mbar level, the difference is only ~ 150 K and can be accounted for by the factor of two in the stellar flux. Another difference between the two models is the incorporation of silicate and iron clouds in Sudarsky et al. (2003)'s model whereas ours is cloud-free. These clouds, with bases at 5–10 mbar in their model, result in a cooler atmosphere below the ~ 30 -mbar level and a hotter atmosphere above, and therefore are not the source of the discrepancy in the lower atmosphere. The (cloud-free) profile calculated by Baraffe et al. (2003) is quasi-isothermal at ~ 1800 K between 10^{-4} and 100 bar whereas ours increases from 1000 to 1800 K for the same $T_{\text{int}}=100$ K. Lowering the insolation by half in Baraffe et al. (2003)'s model should bring it down to ~ 1500 K but cannot produce the lapse rate we have or the even steeper one of Sudarsky et al. (2003). Below the 0.3-bar region, our profile is intermediate between those of Sudarsky et al. (2003) and Baraffe et al. (2003) after correcting to first order for their twice larger stellar heating.

The boundary condition used by Guillot & Showman (2002) for their model which fits HD209458b's radius is: $T(p = 3\text{bar}) = T_{\text{isolated}}(T_{\text{eff}}, g) - 1000$ K, where $T_{\text{isolated}}(T_{\text{eff}}, g)$ is the temperature of an isolated planet of same effective temperature T_{eff} and gravity g as calculated by Burrows et al. (1997). In our solution profile, the 3-bar temperature is 1200 K less than in the isolated case, which validates the assumption of Guillot & Showman (2002).

3.2. Penetration of the stellar flux and spectra

Figure 2 shows the net stellar flux as a function of pressure level for the “cold” and “nominal” profiles. We find that 90% of it is absorbed at the ~ 0.9 -bar level, 99% around the 2-bar level, and 99.99% at the ~ 7 -bar (resp. 5-bar) level in the cold (resp. nominal) case. At the latter level, the stellar flux is similar to the internal heat flux for the cold case. At deep levels, the stellar flux decreases more rapidly with depth in the nominal case than in the cold case due to the larger abundances of H_2^- and H^- ions and of TiO. Guillot & Showman (2002) estimated that a penetration of 1% of the stellar flux to $p \sim 100$ bar in the “cold” case would allow the radius of HD209458b to be explained without any other energy dissipation. Clearly our calculations indicate that this is not the case and that the large atmospheric opacity beneath pressure levels of a few bars prevents any significant fraction of the stellar heat from reaching directly the ~ 100 bar region. Therefore, provided that the error bars on the planet's radius are not underestimated, we confirm the need for an additional heat source at deep levels as advocated by Guillot & Showman (2002) and Baraffe et al. (2003).

The reflected and thermal spectra of the planet are shown in Fig. 3. The thermal spectrum is dominated by the water vapor bands, but CO absorption bands around 2100, 4300, and 6400 cm^{-1} are visible. It exhibits spectral windows centered at 2600 cm^{-1} (3.8 μm), 4500 cm^{-1} (2.2 μm), 6000 cm^{-1} (1.7 μm), 7800 cm^{-1} (1.28 μm), and 9400 cm^{-1} (1.07 μm). The most intense one at 3.8 μm is limited on the short-frequency side by the (1–0) CO band and on the

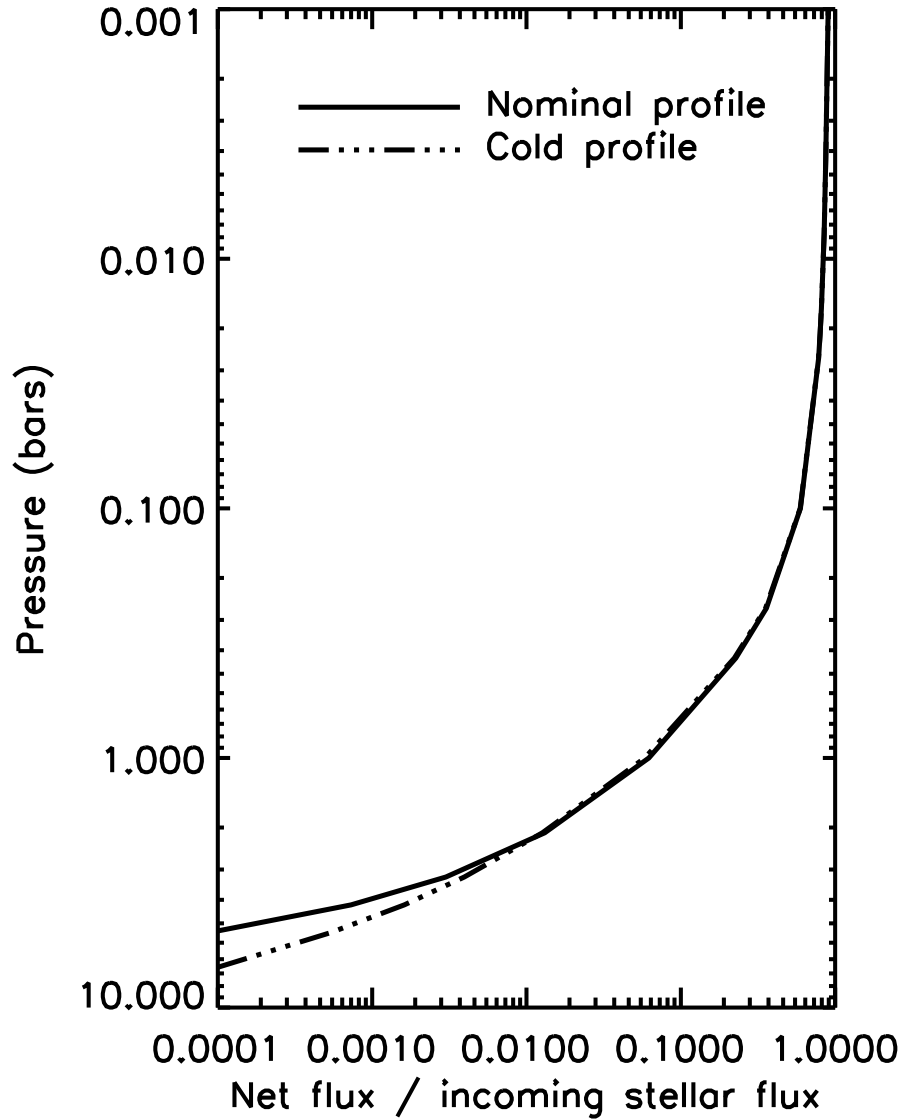


Fig. 2. Net stellar flux as a function of pressure level for the Cold and Nominal profiles.

high-frequency side by the ν_3 H₂O band. The stellar reflected spectrum peaks around 28 500 cm⁻¹ (0.35 μ m). At wavenumbers less than \sim 18 000 cm⁻¹, it is almost completely absorbed due to weaker Rayleigh scattering and strong atmospheric absorption. In particular, in the region of the alkali lines (13 000–17 000 cm⁻¹), the flux emitted by the planet is at minimum while that of the star is large. This emphasizes the importance of alkali line absorption in the energy balance of the Pegasides, as first recognized by Burrows et al. (2000).

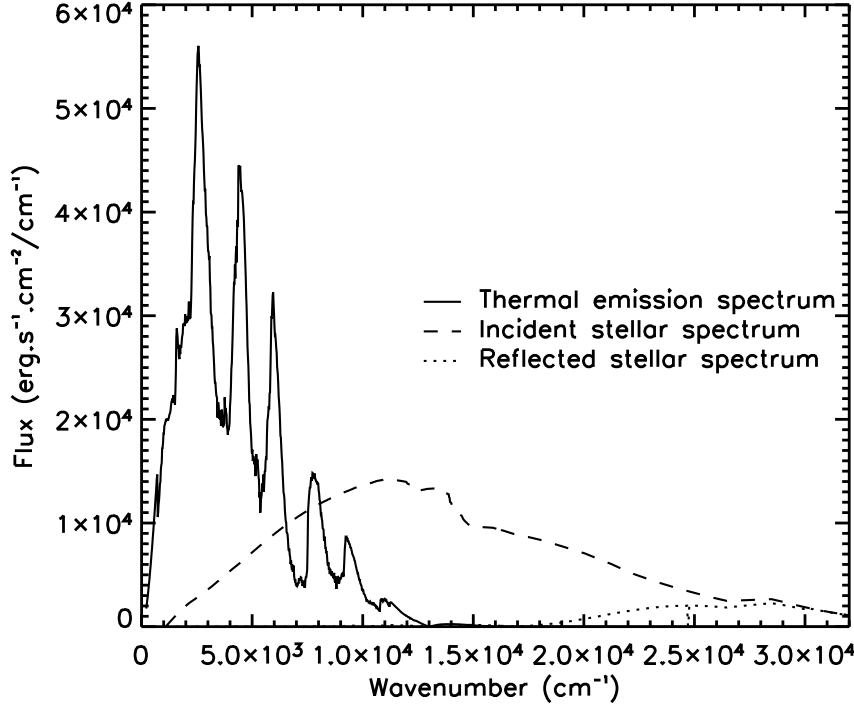


Fig. 3. Reflected and thermal emission spectra of the static disk-averaged solution for the nominal boundary condition. The incident stellar spectrum is shown for comparison.

3.3. Radiative Timescales

To characterize the radiative time constant τ_{rad} at a given pressure level p_0 , we applied a gaussian perturbation to the radiative equilibrium temperature profile and let it relax to its equilibrium state using Eq. 2. The perturbation has the form $\Delta T(p) = \Delta T_0 2^{-(2 \ln p/p_0)^2}$, i.e. a full width at half maximum of one scale height. The radiative time constant is calculated from the Newtonian cooling equation:

$$\frac{\Delta T}{\tau_{\text{rad}}} = -\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t}, \quad (6)$$

where ΔT is the temperature deviation from the equilibrium profile at level p_0 . We verified that the Newtonian cooling approximation is justified and yields the same τ_{rad} as far as ΔT_0 is small (typically less than 5% of the equilibrium temperature).

The result is shown in Fig. 4. As expected, the radiative time constant increases monotonically with pressure. Around 1 bar, it is about 2.3 days, to be compared with the values estimated by Showman & Guillot (2002): $\tau_{\text{rad}}=1.1$. The long radiative timescale assumed by Cho et al. (2003) implies that they significantly underestimated the cooling in their circulation model.

Above the 1-bar pressure level, the radiative timescale is relatively short – less than the rotation period – and we thus expect a rapid response from the planet’s atmosphere to a possible

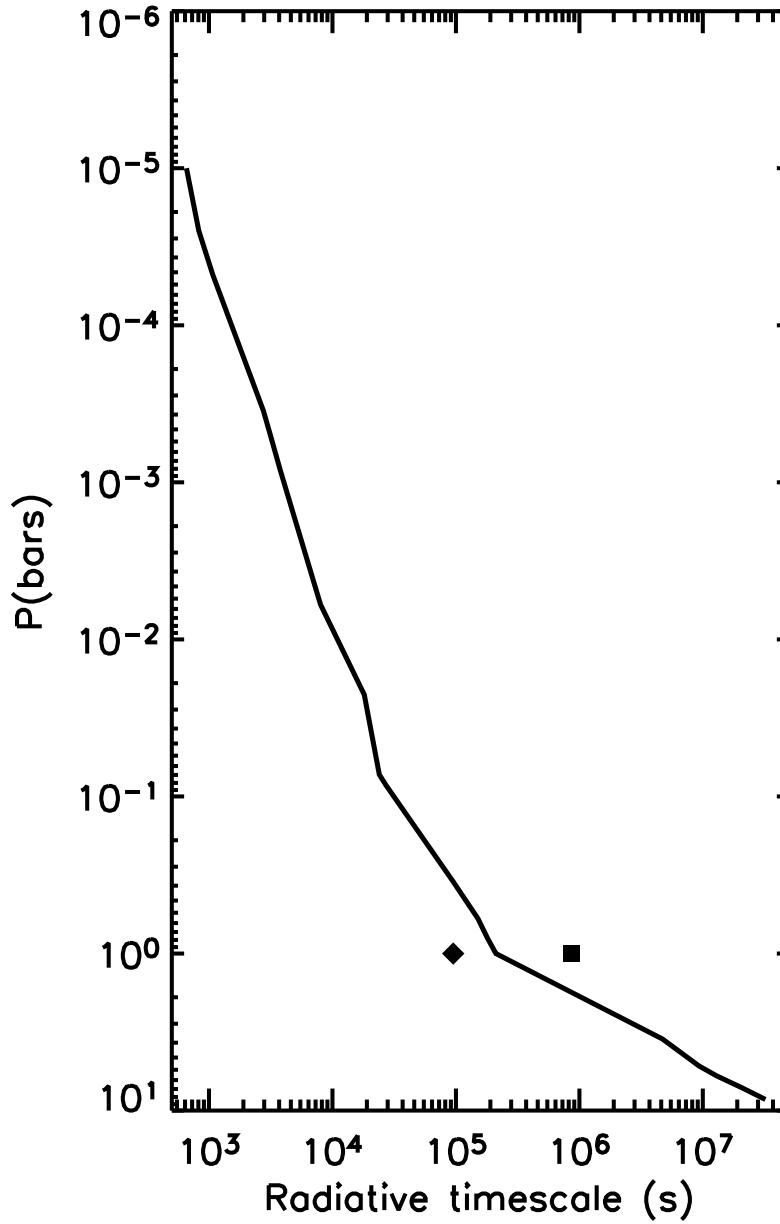


Fig. 4. Radiative timescale as a function of pressure level. The symbols show the values of the radiative timescale at 1 bar from Showman & Guillot (2002) (1.1 day; diamond) and that of Cho et al. (2003) (10 days; square).

atmospheric circulation and large horizontal variations of temperature. In particular, at 0.1 bar, τ_{rad} is 3×10^4 sec (8 hr). This region, which corresponds to the optical limb of the planet at $0.6 \mu\text{m}$ due to Rayleigh scattering, is that probed by the transit observations (Charbonneau et al.

2002). The small radiative time constant suggests that the day–night thermal contrast is large and that the atmospheric morning limb may be significantly colder than the evening one for any reasonable zonal wind speed – as measured in the synchronously–rotating frame –. This likely asymmetry, in temperature and hence potentially in the chemical composition, should be kept in mind when analyzing spectroscopic transits. Below the 1–bar level, the opacity is large and the timescale increases rapidly, varying almost as p^2 . We limited this calculation to 10 bar because below this level our profile becomes convective in the nominal case (Fig. 1) and the *radiative* timescale then cannot be calculated with the same method.

4. Time-dependent solutions for an atmosphere in solid rotation

4.1. Longitude-dependent temperature profiles

We then introduce a solid body rotation by moving the atmosphere with a constant angular velocity with respect to the synchronously–rotating frame. This procedure mimicks a zonal atmospheric circulation and allows us to investigate the temperature as a function of longitude. The effect of rotation is considered only through the modulation of the incoming stellar flux. The insolation is maximum at the substellar longitude (noon) and constantly decreases until the atmosphere no longer receives the stellar flux on the night side. This periodic insolation is shown in Fig. 5. A first limitation of our model is that heating and cooling rates are valid for layers which are static with respect to each other. The rotation of the atmosphere is thus approximated by a solid body rotation, i.e. with a zonal wind constant with height. A second limitation is that these heating and cooling rates correspond to a given chemical composition (associated with the nominal temperature profile in Fig. 1) that does not change during the integration process.

We compute the temperature profiles for rotation periods corresponding to equatorial wind velocities of 0.5, 1 and 2 km sec⁻¹, in the range predicted by Showman & Guillot (2002). The effective temperature of the planet is shown in Fig. 7 and the temperature at selected levels is displayed in Fig. 5 as a function of longitude. Figure 6 shows an equatorial cut of the atmosphere, with the color scale for temperature indicated on the right. The temperature maximum shifts with respect to the maximum of insolation as depth increases. This phase lag results from the increase in the radiative timescale with depth. It is particularly noticeable at $p \geq 1$ bar, where τ_{rad} becomes comparable or exceeds the rotation period. We found day/night temperature variations exceeding 400, 600 and 800 K above the ~ 0.1 –bar level for equatorial winds of 2, 1 and 0.5 km sec⁻¹ respectively. These values are of the same order as predicted by Showman & Guillot (2002). However, at their reference level of 1 bar and for a wind of 1 km sec⁻¹, the contrast we get is at most 100 K, less than the ~ 500 K they predict. Part of the discrepancy comes from the half lower radiative timescale used by these authors. In fact, the temperature contrast estimated by those authors pertains to the level where $T \sim T_{\text{eff}}$ which takes place at 0.15 bar in our model, instead of 1 bar. Figure 5 shows that we do get contrasts of 400–700 K in T_{eff} for winds in the range 2–0.5 km sec⁻¹.

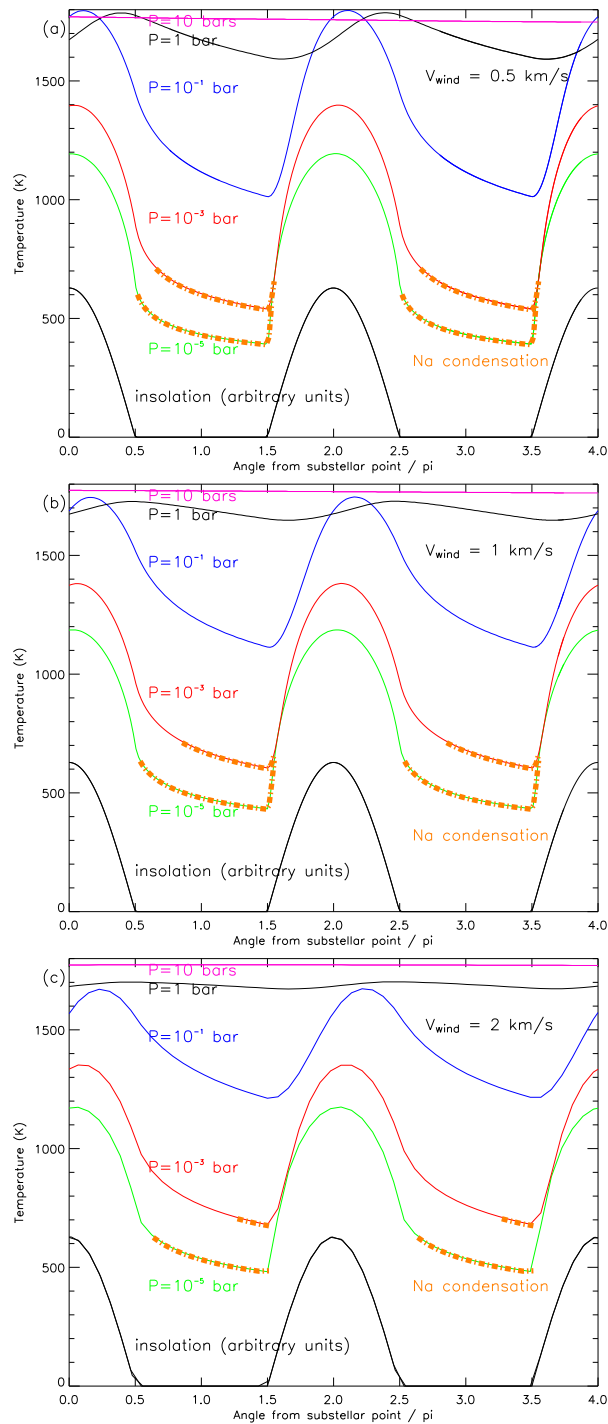


Fig. 5. Temperature at selected levels as a function of longitude for an equatorial wind velocity of (a) 0.5 km sec^{-1} (b) 1 km sec^{-1} and (c) 2 km sec^{-1} . The incoming insolation is shown in arbitrary units. Note the shift of the maximum of temperature with respect to the maximum of insolation (at the substellar point) as depth (and so the radiative timescale) increases. Below the 10-bar level, the temperature field is essentially uniform.

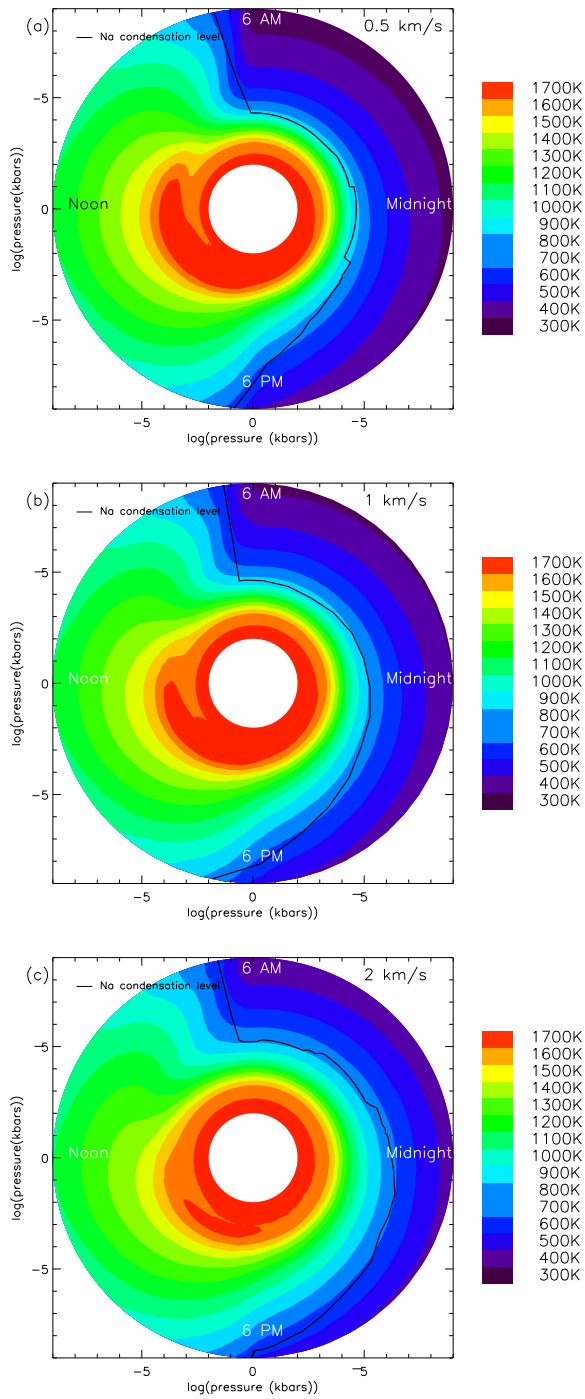


Fig. 6. Equatorial cut of the atmosphere between the 1×10^{-6} and 10-bar levels for an equatorial wind velocity of (a) 0.5 km sec^{-1} , (b) 1 km sec^{-1} , and (c) 2 km sec^{-1} . The level where condensation of sodium occurs (black line) goes deeper as the night wears on (anti-clockwise) and is deepest at the morning limb. Below 10 bar, the temperature field (not shown here) is uniform and depends only on the bottom boundary condition.

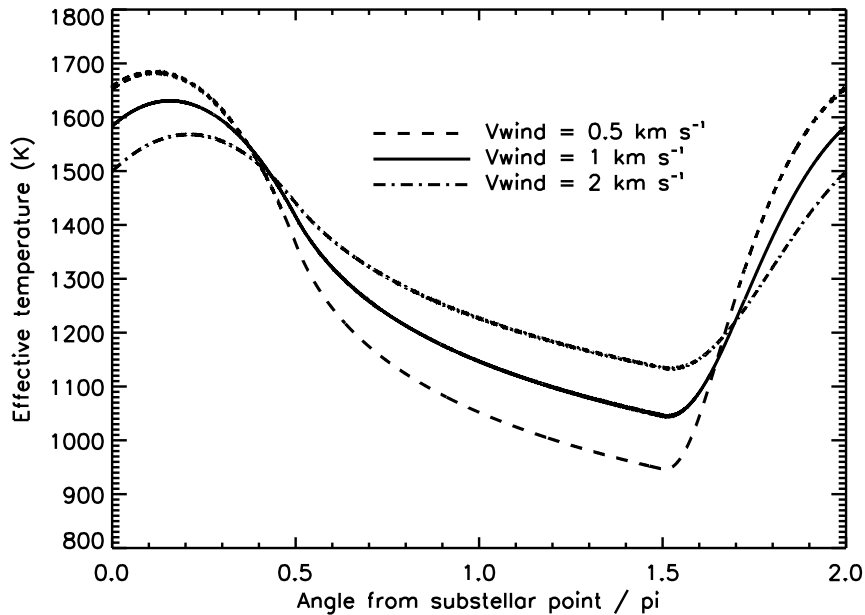


Fig. 7. Effective temperatures as a function of longitude for the three wind velocities.

Below the ~ 5 -bar level, the temperature field is essentially uniform with longitude (and time) due to the long radiative timescale. It is then equal to that given by the radiative equilibrium solution under planet-averaged insolation conditions. This points to the need of considering this temperature as a boundary condition for evolutionary models rather than that corresponding to the illuminated hemisphere with no day-to-night redistribution of heat (e.g., Baraffe et al. (2003)).

An important effect is that the temperature profile becomes cold enough on the night side to allow sodium to condense, as shown in Figs. 5–6. The condensation level extends relatively deep in the atmosphere on the night side and on the morning limb, down to 0.1, 0.3 and 0.5 bar for equatorial wind speeds of 2, 1 and 0.5 km sec^{-1} respectively. This is close or even below the optical limb around the Na resonance doublet at 589.3 nm. Hence, during a transit, we expect stellar radiation at this wavelength to be less absorbed on the morning limb than on the evening limb.

4.2. Sodium condensation and transit spectra

Charbonneau et al. (2002) conducted HST spectroscopic observations of HD209458 centered on the sodium resonance doublet at 589.3 nm. Using four planetary transits, they found a visible deeper dimming in a bandpass centered on this feature than in adjacent bands. They interpreted it as absorption from sodium in the planet’s atmosphere. However, the sodium absorption seen in the data is lower than predicted by existing models by approximately a factor three (Hubbard et al. 2001; Brown 2001). These authors invoke several possibilities to explain such a depletion:

- condensation of sodium into mostly Na_2S . However according to their model a very large fraction (99%) of the sodium should condense out to explain by itself such a small absorption.
- Ionization of sodium by the large stellar flux incident on the planetary atmosphere. This is a secondary effect which cannot explain alone the weak absorption, as confirmed by Fortney et al. (2003).
- Very high (above the 0.4-mbar level) particulate opacity. This possibility is difficult to assess as modeling of photochemical hazes still needs to be performed.
- A bulk depletion of the sodium abundance in HD209458. It appears however that parent stars of close-in planets generally have a high metallicity (Gonzalez 1997, 2000).

An alternate explanation is provided by Barman et al. (2002). According to their work, Na could be far from being in local thermodynamic equilibrium in the limb region. This effect would then reduce the depth of the Na absorption seen during a transit. The amplitude of the effect is however difficult to assess due to the lack of well determined collisional deactivation rates from H_2 and He.

It should be noted that the models used to analyze the observations were static and horizontally uniform whereas Charbonneau et al. (2002)'s data pertain to the planetary limb. Horizontal temperature variations due to insolation and dynamics can drive compositional variations that should be taken into account to calculate the sodium abundance over the limb. More specifically, if sodium condenses on the night side, half of the limb is depleted in sodium above some level in the atmosphere. This effect can potentially reduce by half the sodium absorption during a transit compared to the prediction from static models.

We present here calculations of the spectral variation of the planetary radius in the region of the Na lines. The radius $r(\nu)$ is defined here as the limb corresponding to a tangential extinction optical depth of unity. To determine it, we calculate, as a function of frequency, the transmission of the atmosphere for a series of lines of sight at radii $r_i(\nu)$ and then interpolate in this grid to find $r(\nu)$. This spectrum $r(\nu)$ is finally convolved to a resolution of 1000. Two models are considered: one, corresponding to the evening limb, incorporates the temperature calculated at a phase of $\pi/2$ (see Fig. 5) and the associated gas profiles; the second one corresponds to the morning limb at a phase of $3\pi/2$. Results are shown in Fig. 8 for an equatorial wind speed of 1 km sec^{-1} . As we had anticipated, the Na absorption is much less pronounced in the morning spectrum than in the evening one due to sodium condensation. Integrating the spectra over narrow bands at (588.7–589.9 nm) and around (581.8–588.7 nm and 589.9–596.8 nm) the Na feature as did Charbonneau et al. (2002), we find that the absorption depth is three times weaker on the morning limb ($\delta R_m = 4.4 \times 10^{-3} R$) compared with the evening limb ($\delta R_e = 1.4 \times 10^{-2} R$). During the transit, the stellar spectrum is absorbed by the whole limb (morning and evening) and our model thus predicts a dimming in the sodium band almost half lower than without condensation of Na. We calculate it as $(\delta R_m + \delta R_e)R/R_\star^2 = 2.8 \times 10^{-4}$ within the uncertainty range of the observed value ($2.32 \pm 0.57 \times 10^{-4}$).

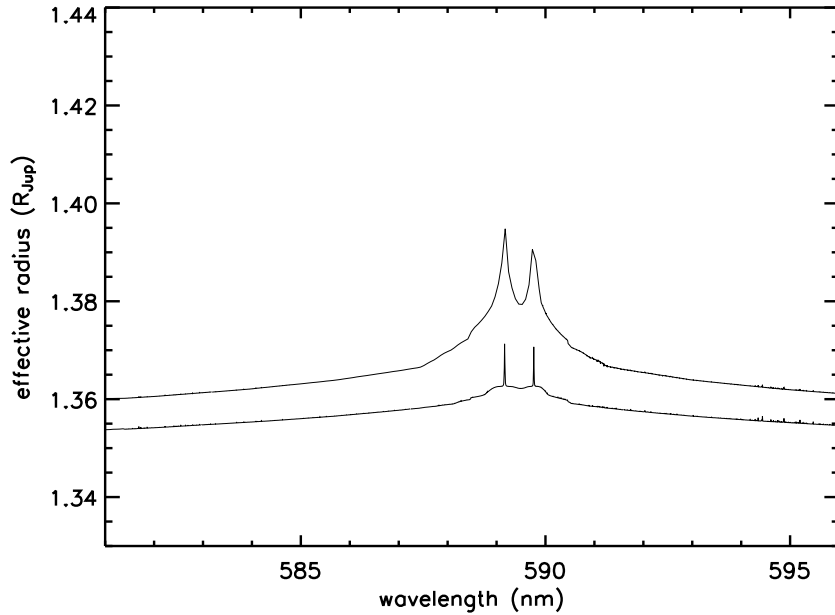


Fig. 8. Spectra of the Na lines region for the morning limb (lower) and the evening limb (upper) for a wind velocity of 1 km/s.

5. Conclusions

We have developed a time-dependent one-dimensional radiative model and applied it to the case of HD209458b. When considering constant planetary-averaged conditions, our radiative equilibrium profile is colder than those calculated by Sudarsky et al. (2003) and Baraffe et al. (2003) mostly because those authors used a twice larger insolation. After correcting to first order for this difference, our profile agrees with that of Sudarsky et al. (2003) above the ~ 0.3 -mbar region, is still colder than Sudarsky et al. (2003)'s and Baraffe et al. (2003)'s profile down to ~ 0.3 bar (with a maximum discrepancy of 300–400 K), and is intermediate between these two other models below this region. These remaining differences probably lie in the opacities sources or the radiative transfer treatment.

In our model, 99.99% of the stellar flux is absorbed at the 5-bar level (99 % at the 2-bar level). This rapid absorption prevents a significant fraction (~ 1 %) of the stellar energy from directly reaching pressure levels of several tens of bars. This mechanism cannot thus supply the energy source required at deep levels to explain the radius of HD209458 (Guillot & Showman 2002; Baraffe et al. 2003).

The radiative timescales that we derive are generally twice longer than those used by Showman & Guillot (2002) and 5 times shorter than assumed by Cho et al. (2003). Above the 1-bar level, the radiative time constant is lower than the rotation period of the planet. These

relatively short values imply that the atmosphere reacts relatively quickly to perturbations from atmospheric dynamics.

In order to qualitatively test the effect of dynamics on the atmospheric structure, we calculated models in which the stellar flux was modulated with a period between 3.5 and 14 days, mimicking the effect of a 0.5– to 2–km s⁻¹ equatorial zonal jet on an otherwise synchronously rotating planet. Depending on the imposed wind, we found longitudinal temperature variations to be between 400 and 600 K at 0.1 bar, 30–200 K at 1 bar and less than 5 K at 10 bar. This is generally consistent with the results obtained by Showman & Guillot (2002). On the other hand, the fact that Cho et al. (2003) obtain temperatures on the night side that can be hotter than on the day side is difficult to explain in light of our results. This cannot be ruled out, but would presumably imply a combination of strong meridional and vertical circulation.

The fact that the temperature rapidly becomes uniform with increasing depth implies that the mixing most probably takes place in a relatively shallow layer of the atmosphere. In our simulations, the temperature reached at deep levels is consistent with that of an atmosphere receiving a stellar flux averaged over the whole planet on both the day side and the night side (i.e. 1/4 of the stellar constant at the planet). This is very important for evolution models, as temperature inhomogeneities at deep levels would tend to fasten the cooling compared to homogeneous models with the same absorbed luminosity (Guillot & Showman 2002). On the contrary, some evolution models (Baraffe et al. 2003; Burrows et al. 2003) are calculated from atmospheric boundary conditions that are relevant to the day side only. These models probably overestimate the temperature of the deep atmosphere and therefore the planet’s cooling time.

Finally, the large longitudinal temperature contrast implies that species such as sodium will condense on the night side. Even with no settling, the morning limb (which is coldest) can be strongly depleted in the condensible species. From calculations of transit spectra representative of the morning and evening limbs, we found that the former shows a 3 times weaker sodium absorption than the latter. The Na dimming we calculated through the entire limb is then in agreement with the sodium absorption observed by Charbonneau et al. (2002) during planetary transits.

Acknowledgements. This work was supported by the French Programme National de Planétologie of the Institut National des sciences de l’Univers (INSU).

References

- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., & Allard, F. 2001, *ApJ*, 556, 885
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., Schweitzer, A., et al. 2002, *ApJ*, 569, L51
- Bell, K. L. 1980, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 13, 1859
- Bodenheimer, P., Laughlin, G., & Lin, D. N. C. 2003, *ApJ*, 592, 555

- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A. 2001, *ApJ*, 548, 466
- Brett, J. M. 1990, *A&A*, 231, 440
- Brown, T. M. 2001, *ApJ*, 553, 1006
- Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. 2001, *ApJ*, 552, 699
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., et al. 1997, *ApJ*, 491, 856
- Burrows, A., Marley, M. S., & Sharp, C. M. 2000, *ApJ*, 531, 438
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubbard, W. B. 2003, *ApJ*, 594, 545
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M. 2000, *ApJ*, 529, L45
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Cho, J. Y.-K., Menou, K., Hansen, B. M. S., & Seager, S. 2003, *ApJ*, 587, L117
- Cody, A. M. & Sasselov, D. D. 2002, *ApJ*, 569, 451
- Fortney, J. J., Sudarsky, D., Hubeny, I., et al. 2003, *ApJ*, 589, 615
- Gonzalez, G. 1997, *MNRAS*, 285, 403
- Gonzalez, G. 2000, in *ASP Conf. Ser. 219: Disks, Planetesimals, and Planets*, 523
- Goukenleuque, C., Bézard, B., Jorget, B., Lellouch, E., & Freedman, R. 2000, *Icarus*, 143, 308
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. 1996, *ApJ*, 459, L35
- Guillot, T., Gautier, D., Chabrier, G., & Mosser, B. 1994, *Icarus*, 112, 337
- Guillot, T. & Showman, A. P. 2002, *A&A*, 385, 156
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S. 2000, *ApJ*, 529, L41
- Hubbard, W. B., Fortney, J. J., Lunine, J. I., et al. 2001, *ApJ*, 560, 413
- John, T. L. 1988, *A&A*, 193, 189
- Kurucz, R. L. 1970, *SAO Special Report*, 308
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., et al. 2000, *ApJ*, 532, L55
- Pierce, A. K. & Allen, R. G. 1977, in *The Solar Output and its Variation*, 169–192
- Robichon, N. & Arenou, F. 2000, *A&A*, 355, 295
- Seager, S. & Sasselov, D. D. 1998, *ApJ*, 502, L157
- Seager, S. & Sasselov, D. D. 2000, *ApJ*, 537, 916
- Showman, A. P. & Guillot, T. 2002, *A&A*, 385, 166
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I. 2003, *ApJ*, 588, 1121

Annexe B

A Time Dependent Model of HD209458b

Reproduction d'un article de colloque de 2003 :
Extrasolar Planets, today and tomorrow
In press

****TITLE****

*ASP Conference Series, Vol. **VOLUME**, **YEAR OF PUBLICATION***

****NAMES OF EDITORS****

A Time Dependent Model of HD209458b

N. Iro, B. Bézard

*Observatoire de Paris-Meudon, LESIA,
5 place J. Janssen, 92195 Meudon cedex, France*

T. Guillot

*Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire CASSINI,
BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France*

Abstract. We developed a time-dependent radiative model for the atmosphere of HD209458b to investigate its thermal structure and chemical composition. Time-dependent temperature profiles were calculated, using a uniform zonal wind modelled as a solid body rotation. We predict day/night temperature variations of 600K around 0.1 bar, for a 1 km/s wind velocity, in good agreement with the predictions by Showman & Guillot (2002). On the night side, the low temperature allows the sodium to condense. Depletion of sodium in the morning limb may explain the lower than expected abundance found by Charbonneau et al (2002).

1. Introduction

The transiting planet HD209458b should be in synchronous rotation. This implies a significant day/night temperature variation driving a strong atmospheric circulation with wind velocity of ~ 1 km/s (Guillot & Showman, 2002). Charbonneau et al. (2002) constrained the sodium abundance in its atmosphere by a spectroscopic study. It is lower than predicted by most models which assume a uniform temperature field. We present a time-dependent radiative model for this atmosphere. It allows us, by modeling the circulation as a solid body rotation, to investigate the longitudinal dependence of temperature.

2. Time-dependent radiative model

Radiative fluxes in the atmosphere (stellar and thermal infrared) are calculated through a line by line code in the spectral range 0.3–9 μm . The following opacity sources were included: Rayleigh scattering; H_2 and He CIA absorptions; molecular species such as H_2O , CO, CH_4 , Na, K, TiO; H^- bound-free and H_2^- free-free absorptions. Clouds were not considered. We calculated molecular abundances assuming thermochemical equilibrium at each level and a solar abundance of the elements. Our bottom boundary condition is set by the intrinsic flux of the planet. Guillot & Showman (2002) showed that an equivalent intrinsic effective temperature of $T_{\text{int}}=400\text{K}$ is required to fit HD209458b's age and radius.

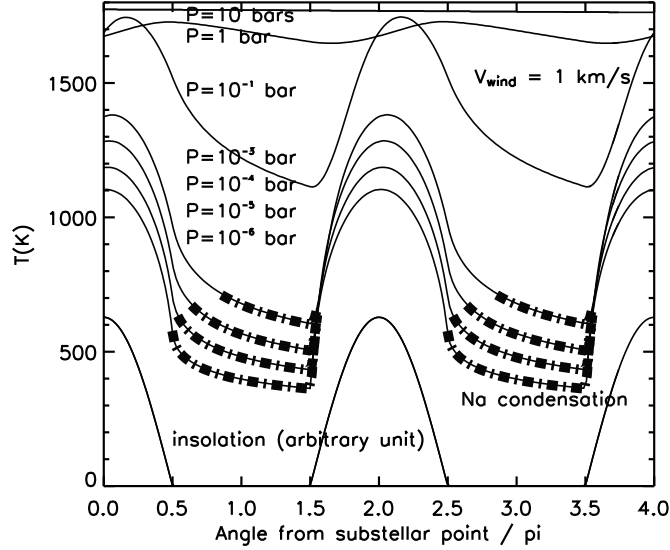


Figure 1. Temperature at some levels as a function of longitude.

The solution profile is calculated by solving the energy equation: $\frac{dT}{dt} = -\frac{m g}{c_p} \left(\left(-\frac{dF_*}{dP} \right) - \left(-\frac{dF_{IR}}{dP} \right) \right)$, where $-\frac{d}{dP} F_{*}/IR$ are respectively the heating/cooling rates. A time-marching algorithm is used to reach a periodic solution. We investigated the temperature as a function of longitude by modelling the atmospheric circulation as a solid body rotation. Fig. 1 shows the results for a 1 km/s wind velocity, as predicted by Showman & Guillot (2002). We found a 600K day/night temperature variation at the 0.1-bar level, in agreement with their model. A major effect is the condensation of Na on the night side. The sodium absorption present in the HST observations is a factor of 3 less than predicted by most static models (Charbonneau et al., 2002). If the sodium condenses in the night side, half of the limb is depleted in sodium, which might explain the weak HST absorption.

3. References

- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, ApJ, 568, 377
 Guillot, T. & Showman, A. P., 2002, A&A, 385,156
 Showman, A. P. & Guillot, T., 2002, A&A, 385,166

Annexe C

Search For Exospheric Signatures From Transiting Planets

Reproduction d'un article de colloque de 2003 :
Extrasolar Planets, today and tomorrow
In press

Remarques

Contrairement aux deux précédentes reproductions d'articles, le document suivant ne se réfère pas au modèle radiatif présenté dans cette thèse (du moins dans les parties II, III et IV). En effet, il n'y est pas question de prédictions du modèle mais de tentatives indépendantes de détection de signatures de l'exosphère de HD209458b dans les spectres de son étoile lors de transits. Notre modèle ne couvre que les niveaux supérieurs 10^{-6} bar. Il n'a donc pas de capacité de prédiction en ce qui concerne la thermosphère de cette planète (où les conditions d'équilibre thermodynamique local (ETL) supposées dans notre modèle ne sont pas vérifiées, voir section 5.2).

Nous présentons ici tout d'abord des exemples de spectres autour de la raie HeI à 10830 Å. En effet, comme le rappellent Moutou *et al.* (2003), Seager & Sasselov (2000) avaient prédit une forte absorption de cette raie. Il convient de remarquer que cette raie provient d'un niveau métastable de haute énergie, mais qui pourrait être peuplé par des mécanismes hors-ETL. Ces prédictions n'étaient toutefois pas reliées à une estimation quantitative. La non-détection de cette raie HeI signifie probablement que ce niveau n'est pas peuplé dans l'exosphère de la planète et que les mécanismes hors-ETL n'y sont pas prépondérants. Ceci expliquerait de même la non-détection de la raie H α (Winn *et al.*, 2004) qui part du niveau $n = 2$.

Dans un deuxième temps, selon la suggestion de Shkolnik *et al.* (2003), une recherche autour du CaII a été conduite afin de détecter une activité chromosphérique de l'étoile induite par la planète lors du transit.

****TITLE****

*ASP Conference Series, Vol. **VOLUME**, **YEAR OF PUBLICATION***

****NAMES OF EDITORS****

Search For Exospheric Signatures From Transiting Planets

N. Iro, A. Coustenis

*LESIA, Observatoire de Meudon,
5 place J. Janssen, 92195 Meudon cedex, France*

C. Moutou, N. Lajous

*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille,
BP8, 13376 Marseille Cedex 12, France*

M. Mayor, D. Queloz

*Observatoire de Genève,
51 ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland*

Abstract. We searched for spectral signatures from the exosphere of HD209458 in the UV and the near-IR with UVES and ISAAC at the VLT. We looked in particular for the helium absorption feature at 10 830 Å predicted to be among the strongest ones. The upper limit of the He I line derived is 0.5% at 3 σ for a 3 Å bandwidth. Planet-induced chromospheric activity search on HD209458 was also performed.

1. Introduction

The He I feature at 10 830 Å is predicted to be one of the deepest absorption lines of the diffuse and extended exosphere in the optical and near-IR transmission spectrum. The goal of the present study is to search for exospheric signatures in the spectrum of HD209458, during transits of the planet. Shkolnik et al. (2003) suggested that a chromospheric activity can be induced by the planet orbit. We searched for such a signature in stellar chromospheric lines.

2. Search for spectral signatures from the exospheric components

We performed observations of HD209458 in the UV with VLT/UVES in the 0.33-0.67 μm region at high spectral resolution. 1 transit was covered with R=70000 in December 1999 in two spectral ranges: Blue (0.328-0.4562 μm) and Red (0.4583-0.6686 μm). 6 transits were covered with R=100000: 1 in June 2000 in Blue and Red and June to September 2002 in Red (0.475-0.680 μm). We searched for ions and neutral molecules originating in the planet's exosphere and located in the evaporated material around the planet. Observations of 1 transit in the infrared were also performed with VLT/ISAAC at medium resolution (R=10000) around the He I line at 1.083 μm (1.06-1.1 μm). A sample of these spectra centered around this feature is shown in Fig. 1a.

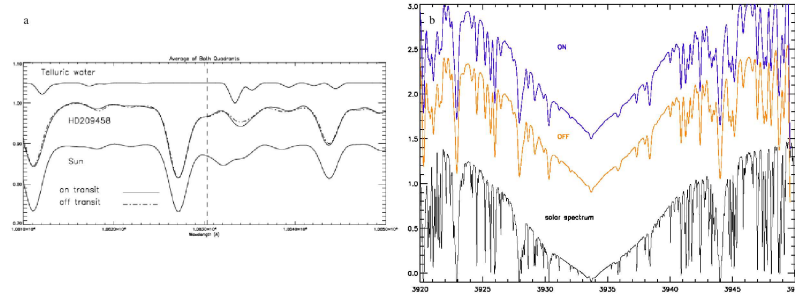


Figure 1. HD209458 Spectra. a: with ISAAC (Moutou et al. 2003), b: with UVES.

From observations during one full transit with ISAAC in June 2001 of the spectral region around $1.083 \mu\text{m}$, no detection of He was obtained due to strong instrumental fringing affecting the data. An 3σ upper limit of 0.5% deep absorption feature was derived.

3. Search for planet-induced chromospheric activity on HD209458

Following the suggestion of Shkolnik et al.(2003), we searched signatures of a chromospheric activity induced by the (magnetic more probably than tidal) heating of the star's outer atmosphere by the planet.

We have recovered high-resolution UVES spectra in the blue arm during one transit (and its off-transit) period in 2000. The Ca II K at 3933\AA , Ca II K at 3968\AA and Al I at 3944\AA lines can be related to chromospheric activity. A sample of these spectra centered around the Ca II K feature is shown in Fig. 1b. Our spectra show emission enhancement observed in the Ca II H band but we found nothing significant in the two other bands. The variations could be indicative of the stellar chromospheric activity with the planet's magnetic field.

4. Perspectives

UVES data from the 5 transits in June-September 2002 are currently being analysed to look for exospheric planetary signature of other constituents. Further and improved observations are required. We have time allocation this year.

5. References

- Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., Queloz, D. & Mayor, M., 2003, in A&A, 405, 341 and references therein
 Shkolnik, E., Walker, G. A. H, & Bohlender, D. A., 2003, submitted to ApJ

Bibliographie

- Acuna, M. H., Connerney, J. E. P., & Ness, N. F., 1983. The Z3 zonal harmonic model of Saturn's magnetic field Analyses and implications. *J. Geophys. Res.* **88** 17, 8771–8778.
- Afonso, C., *et al.*, 2003. Bulge microlensing optical depth from EROS 2 observations. *A&A* **404**, 145–156.
- Alcock, C., *et al.*, 2001. The MACHO Project : Microlensing Detection Efficiency. *ApJS* **136**, 439–462.
- Allard, F., Hauschildt, P. H., & Schwenke, D., 2000. TiO and H₂O Absorption Lines in Cool Stellar Atmospheres. *ApJ* **540**, 1005–1015.
- Allard, N. F., Allard, F., Hauschildt, P. H., Kielkopf, J. F., & Machin, L., 2003. A new model for brown dwarf spectra including accurate unified line shape theory for the Na I and K I resonance line profiles. *A&A* **411**, L473–L476.
- Alonso, R., *et al.*, 2004. TrES-1 : The Transiting Planet of a Bright K0 V Star. *ApJ* **613**, L153–L156.
- Anders, E. & Grevesse, N., 1989. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214.
- Anderson, J. D., Campbell, J. K., Jacobson, R. A., Sweetnam, D. N., & Taylor, A. H., 1987. Radio science with Voyager 2 at Uranus - Results on masses and densities of the planet and five principal satellites. *J. Geophys. Res.* **92** 11, 14877–14883.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H., 2003. Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458. *A&A* **402**, 701–712.
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., Hauschildt, P. H., & Lammer, H., 2004. The effect of evaporation on the evolution of close-in giant planets. *A&A* **419**, L13–L16.
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., & Allard, F., 2001. Irradiated Planets. *ApJ* **556**, 885–895.

- Barman, T. S., Hauschildt, P. H., Schweitzer, A., Stancil, P. C., Baron, E., & Allard, F., 2002. Non-LTE Effects of Na I in the Atmosphere of HD 209458b. *ApJ* **569**, L51–L54.
- Bell, K. L., 1980. The Free-Free Absorption Coefficient of the Negative Ion of molecular Hydrogen. *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **13**, 1859–1865.
- Bennett, D. P., *et al.*, 2003. The Galactic Exoplanet Survey Telescope (GEST). In *Future EUV/UV and Visible Space Astrophysics Missions and Instrumentation*. Edited by J. Chris Blades, Oswald H. W. Siegmund. *Proceedings of the SPIE, Volume 4854*, pp. 141–157 (2003)., pp. 141–157.
- Bodenheimer, P., Hubickyj, O., & Lissauer, J. J., 2000. Models of the in Situ Formation of Detected Extrasolar Giant Planets. *Icarus* **143**, 2–14.
- Bodenheimer, P., Laughlin, G., & Lin, D. N. C., 2003. On the Radii of Extrasolar Giant Planets. *ApJ* **592**, 555–563.
- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A., 2001. On the Tidal Inflation of Short-Period Extrasolar Planets. *ApJ* **548**, 466–472.
- Bond, I. A., *et al.*, 2002. Study by MOA of extrasolar planets in gravitational microlensing events of high magnification. *MNRAS* **333**, 71–83.
- Bond, I. A., *et al.*, 2004. OGLE 2003-BLG-235/MOA 2003-BLG-53 : A Planetary Microlensing Event. *ApJ* **606**, L155–L158.
- Borucki, W. J., Caldwell, D., Koch, D. G., Webster, L. D., Jenkins, J. M., Ninkov, Z., & Showen, R., 2001. The Vulcan Photometer : A Dedicated Photometer for Extrasolar Planet Searches. *PASP* **113**, 439–451.
- Borysow, A., 1996. Collision-Induced Absorption in the Infrared : a Database for Modeling Planetary and Stellar Atmospheres, unpublished report updated annually.
- Borysow, A. & Frommhold, L., 1989. Collision-Induced Infrared Spectra of $H_2 - He$ Pairs at Temperatures from 18 to 7000 K. II - Overtone and Hot Bands. *ApJ* **341**, 549–555.
- Borysow, A. & Frommhold, L., 1990. A New Computation of the Infrared Absorption by H_2 Pairs in the Fundamental Band at Temperatures from 600 to 5000 K. *ApJ* **348**, L41–L43.
- Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M., 1989. Collision-induced infrared spectra of H_2-He pairs involving 0-1 vibrational transitions and temperatures from 18 to 7000 K. *ApJ* **336**, 495–503.
- Borysow, J., Frommhold, L., & Birnbaum, G., 1988. Collision-induced roto-translational absorption spectra of H_2-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *ApJ* **326**, 509–515.

- Boss, A. P., 1997. Giant planet formation by gravitational instability. *Science* **276**, 1836–1839.
- Bouchy, F., 2004. private communication.
- Bouchy, F., Pont, F., Santos, N. C., Melo, C., Mayor, M., Queloz, D., & Udry, S., 2004. Two new “very hot Jupiters” among the OGLE transiting candidates. *A&A* **421**, L13–L16.
- Bramich, D. M., Horne, K. D., & Bond, I. A., 2003. Searching For Planetary Transits In The Open Cluster NGC 7789. *ArXiv Astrophysics e-prints* Astroph/0310848.
- Brett, J. M., 1990. Astrophysical Oscillator Strengths for TiO and VO Bands from Spectrum Synthesis of Spectral Types M1 III to M7 III. *A&A* **231**, 440–452.
- Brown, T. M., 2001. Transmission Spectra as Diagnostics of Extrasolar Giant Planet Atmospheres. *ApJ* **553**, 1006–1026.
- Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A., 2001. Hubble Space Telescope Time-Series Photometry of the Transiting Planet of HD 209458. *ApJ* **552**, 699–709.
- Burke, C. J., Depoy, D. L., Gaudi, B. S., & Marshall, J. L., 2003. Survey for Transiting Extrasolar Planets in Stellar Systems (STEPSS) : The Frequency of Planets in NGC 1245. In *ASP Conf. Ser. 294 : Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, pp. 379–382.
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Guillot, T., Saumon, D., Freedman, R., Sudarsky, D., & Sharp, C., 1997. A Nongray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs. *ApJ* **491**, 856–875.
- Burrows, A., Marley, M. S., & Sharp, C. M., 2000. The Near-Infrared and Optical Spectra of Methane Dwarfs and Brown Dwarfs. *ApJ* **531**, 438–446.
- Burrows, A., Sudarsky, D., & Hubbard, W. B., 2003. A Theory for the Radius of the Transiting Giant Planet HD 209458b. *ApJ* **594**, 545–551.
- Burrows, A. & Volobuyev, M., 2003. Calculations of the Far-Wing Line Profiles of Sodium and Potassium in the Atmospheres of Substellar-Mass Objects. *ApJ* **583**, 985–995.
- Cameron, A. G. W., 1978. Physics of the primitive solar accretion disk. *Moon and Planets* **18**, 5–40.
- Campbell, J. K. & Anderson, J. D., 1989. Gravity field of the Saturnian system from Pioneer and Voyager tracking data. *AJ* **97**, 1485–1495.
- Campbell, J. K. & Synnott, S. P., 1985. Gravity field of the Jovian system from Pioneer and Voyager tracking data. *AJ* **90**, 364–372.

- Carnahan, B., Luther, H. A., & Wilkes, J. O., 1969. *Applied Numerical Methods*. J. Wiley & Sons, Inc., New York.
- Chabrier, G., Barman, T., Baraffe, I., Allard, F., & Hauschildt, P. H., 2004. The Evolution of Irradiated Planets : Application to Transits. *ApJ* **603**, L53–L56.
- Chan, Y. M. & Dalgarno, A., 1965. The refractive index of helium. *Proc. Phys. Soc.* **85**, 227–230.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W., & Mayor, M., 2000. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *ApJ* **529**, L45–L48.
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L., 2002. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *ApJ* **568**, 377–384.
- Chassefière, E., 1996. Hydrodynamic escape of hydrogen from a hot water-rich atmosphere : The case of Venus. *J. Geophys. Res.* **101** 10, 26039–26056.
- Cho, J. Y.-K., Menou, K., Hansen, B. M. S., & Seager, S., 2003. The Changing Face of the Extrasolar Giant Planet HD 209458b. *ApJ* **587**, L117–L120.
- Cody, A. M. & Sasselov, D. D., 2002. HD 209458 : Physical Parameters of the Parent Star and the Transiting Planet. *ApJ* **569**, 451–458.
- Collins, J. G. & Faÿ, T. D., 1974. Radiative Opacities for the α, γ and φ Systems of Titanium Monoxide. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **14**, 1259–1272.
- Connerney, J. E. P., Acuna, M. H., & Ness, N. F., 1982. Voyager 1 assessment of Jupiter's planetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* **87** 16, 3623–3627.
- Cooper, C. S. & Showman, A. P., 2004. Atmospheric Dynamics of the Transiting Exoplanet HD 209458b. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting* **36**, 1052.
- Cuntz, M., Saar, S. H., & Musielak, Z. E., 2000. On Stellar Activity Enhancement Due to Interactions with Extrasolar Giant Planets. *ApJ* **533**, L151–L154.
- Dimitrijevic, M. S. & Peach, G., 1990. Regularities and Similarities in the Widths of Spectral Lines Perturbed by Neutral Atoms. *A&A* **236**, 261–267.
- Dominik, M., *et al.*, 2002. The PLANET microlensing follow-up network : results and prospects for the detection of extra-solar planets. *Planet. Space Sci.* **50**, 299–307.
- Einstein, A., 1936. Lens-Like Action of a Star by the Deviation of Light in the Gravitational Field. *Science* **84**, 506–507.
- Farrell, W. M., Desch, M. D., Lazio, T. J., Bastian, T., & Zarka, P., 2003. Limits on the Magnetosphere/Stellar Wind Interactions for the Extrasolar Planet about Tau Bootis. In *ASP Conf. Ser. 294 : Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets*, pp. 151–156.

- Farrell, W. M., Desch, M. D., & Zarka, P., 1999. On the possibility of coherent cyclotron emission from extrasolar planets. *J. Geophys. Res.* **104** 13, 14025–14032.
- Fegley, B. J. & Lodders, K., 1994. Chemical models of the deep atmospheres of Jupiter and Saturn. *Icarus* **110**, 117–154.
- Fink, U., Benner, C., & Dick, K. A., 1977. Band Model Analysis of Laboratory Methane Absorption Spectra from 4500 to 10000 Å. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **18**, 447–457.
- Fortney, J. J., Sudarsky, D., Hubeny, I., Cooper, C. S., Hubbard, W. B., Burrows, A., & Lunine, J. I., 2003. On the Indirect Detection of Sodium in the Atmosphere of the Planetary Companion to HD 209458. *ApJ* **589**, 615–622.
- Gaudi, B. S., Burke, C. J., DePoy, D. L., Marshall, J. L., Pogge, R. W., & STEPSS Collaboration, 2002. Survey for Transiting Extrasolar Planets in Stellar Systems (STEPSS). *Bulletin of the American Astronomical Society* **34**, 1264.
- Gonzalez, G., 1997. The stellar metallicity-giant planet connection. *MNRAS* **285**, 403–412.
- Gonzalez, G., 2000. Chemical-Abundance Trends among Stars with Planets (Invited Review). In *ASP Conf. Ser. 219 : Disks, Planetesimals, and Planets*, p. 523.
- Goody, R., West, R., Chen, L., & Crisp, D., 1989. The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **43**, 191–199.
- Goody, R. M., 1964. *Atmospheric Radiation. I. Theoretical Basis*. Oxford University Press.
- Goukenleuque, C., 1999. *Atmosphère des planètes extrasolaires géantes : un modèle d'équilibre radiatif*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6.
- Goukenleuque, C., Bézard, B., Joguet, B., Lellouch, E., & Freedman, R., 2000. A Radiative Equilibrium Model of 51 Peg b. *Icarus* **143**, 308–323.
- Guillot, T., 1999. Interior of Giant Planets Inside and Outside the Solar System. *Science* **286**, 72–77.
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D., 1996. Giant Planets at Small Orbital Distances. *ApJ* **459**, L35–L38.
- Guillot, T., Gautier, D., Chabrier, G., & Mosser, B., 1994. Are the giant planets fully convective? *Icarus* **112**, 337–353.
- Guillot, T. & Showman, A. P., 2002. Evolution of “51 Pegasus b-like” Planets. *A&A* **385**, 156–165.

- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P., & Vogt, S. S., 2000. A Transiting "51 Peg-like" Planet. *ApJ* **529**, L41–L44.
- Hubbard, W. B., 1984. *Planetary Interiors*. New York, Van Nostrand Reinhold Co.
- Hubbard, W. B., Fortney, J. J., Lunine, J. I., Burrows, A., Sudarsky, D., & Pinto, P., 2001. Theory of Extrasolar Giant Planet Transits. *ApJ* **560**, 413–419.
- Husson, N., Bonnet, B., Scott, N. A., & Chedin, A., 1992. Management and Study of Spectroscopic Information-The GEISA program. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **48**, 509–518.
- Iro, N., Bezdard, B., & Guillot, T., 2004. A Time-Dependent Radiative Model of HD209458b. Soumis à *A&A*. *ArXiv Astrophysics e-prints* Astro-ph/0409468.
- Janes, K., 1996. Star clusters : Optimal targets for a photometric planetary search program. *J. Geophys. Res.* **101** 10, 14853–14860.
- John, T. L., 1988. Continuous Absorption by the Negative Hydrogen Ion Reconsidered. *A&A* **193**, 189–192.
- Kane, S. R., Collier Cameron, A., Horne, K., James, D., Lister, T. A., Pollacco, D. L., Street, R. A., & Tsapras, Y., 2004. Results from the Wide-Angle Search for Planets prototype (WASP0) - I. Analysis of the Pegasus field. *MNRAS* **353**, 689–696.
- Konacki, M., Torres, G., Sasselov, D. D., Pietrzyński, G., Udalski, A., Jha, S., Ruiz, M. T., Gieren, W., & Minniti, D., 2004. The Transiting Extrasolar Giant Planet around the Star OGLE-TR-113. *ApJ* **609**, L37–L40.
- Kuiper, G. P., 1951. On the Origin of the Solar System. In *Astrophysics : Proceedings of a topical symposium, commemorating the 50th anniversary of the Yerkes Observatory and half a century of progress in astrophysics* (J. New York McGraw-Hill, Hynek, ed.), pp. 357–424.
- Kurucz, R., 1994. Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s. *Solar abundance model atmospheres for 0,1,2,4,8 km/s. Kurucz CD-ROM No. 19. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1994.* **19**.
- Kurucz, R. L., 1970. Atlas : a Computer Program for Calculating Model Stellar Atmospheres. *SAO Special Report* **309**.
- Lacis, A. A. & Oinas, V., 1991. A Description of the Correlated-k Distribution Method for Modelling Nongray Gaseous Absorption, Thermal Emission, and Multiple Scattering in Vertically Inhomogeneous Atmospheres. *J. Geophys. Res.* **96**, 9027–9064.
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., Guinan, E. F., Bauer, S. J., & Weiss, W. W., 2003. Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating. *ApJ* **598**, L121–L124.

- Lazio, T. J. W., Farrell, W. M., Dietrick, J., Greenlees, E., Hogan, E., Jones, C., & Hennig, L. A., 2004. The Radiometric Bode's Law and Extrasolar Planets. *ApJ* **612**, 511–518.
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G., 2004. Atmospheric escape from hot Jupiters. *A&A* **418**, L1–L4.
- Lin, D. N. C., Bodenheimer, P., & Richardson, D. C., 1996. Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location. *Nature* **380**, 606–607.
- Lin, D. N. C. & Ida, S., 1997. On the Origin of Massive Eccentric Planets. *ApJ* **477**, 781–791.
- Lindal, G. F., 1992. The atmosphere of Neptune - an analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2. *AJ* **103**, 967–982.
- Lindal, G. F., Lyons, J. R., Sweetnam, D. N., Eshleman, V. R., & Hinson, D. P., 1987. The atmosphere of Uranus - Results of radio occultation measurements with Voyager 2. *J. Geophys. Res.* **92** 11, 14987–15001.
- Lindal, G. F., *et al.*, 1981. The atmosphere of Jupiter - an analysis of the Voyager radio occultation measurements. *J. Geophys. Res.* **86** 15, 8721–8727.
- Lissauer, J. J., 1993. Planet formation. *ARA&A* **31**, 129–174.
- Lubow, S. H., Tout, C. A., & Livio, M., 1997. Resonant Tides in Close Orbiting Planets. *ApJ* **484**, 866–870.
- Mallén-Ornelas, G., Seager, S., Yee, H. K. C., Minniti, D., Gladders, M. D., Mallén-Fullerton, G. M., & Brown, T. M., 2003. The EXPLORE Project. I. A Deep Search for Transiting Extrasolar Planets. *ApJ* **582**, 1123–1140.
- Mao, S. & Paczynski, B., 1991. Gravitational microlensing by double stars and planetary systems. *ApJ* **374**, L37–L40.
- Marcy, G. W. & Butler, R. P., 1998. Detection of Extrasolar Giant Planets. *ARA&A* **36**, 57–98.
- Marcy, G. W., Butler, R. P., Williams, E., Bildsten, L., Graham, J. R., Ghez, A. M., & Jernigan, J. G., 1997. The Planet around 51 Pegasi. *apj* **481**, 926–935.
- Mayor, M. & Queloz, D., 1995. A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star. *Nature* **378**, 355–359.
- Mayor, M. & Udry, S., 2000. Mass Function and Distributions of the Orbital Elements of Substellar Companions (Invited Review). In *ASP Conf. Ser. 219 : Disks, Planetesimals, and Planets*, pp. 441–453.
- Mazeh, T., *et al.*, 2000. The Spectroscopic Orbit of the Planetary Companion Transiting HD 209458. *ApJ* **532**, L55–L58.

- McBride, B. J., Heilmel, S., Ehlers, J. G., & Gordon, S., 1963. Thermodynamic properties to 6000 Å K for 210 substances involving the first 18 elements. *NASA SP-3001*.
- Mochejska, B. J., Stanek, K. Z., Sasselov, D. D., & Szentgyorgyi, A. H., 2002. Planets in Stellar Clusters Extensive Search. I. Discovery of 47 Low-Amplitude Variables in the Metal-rich Cluster NGC 6791 with Millimagnitude Image Subtraction Photometry. *AJ* **123**, 3460–3472.
- Mochejska, B. J., Stanek, K. Z., Sasselov, D. D., Szentgyorgyi, A. H., Westover, M., & Winn, J. N., 2004. Planets in Stellar Clusters Extensive Search. II. Discovery of 57 Variables in the Cluster NGC 2158 with Millimagnitude Image Subtraction Photometry. *AJ* **128**, 312–322.
- Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., Queloz, D., & Mayor, M., 2003. Searching for helium in the exosphere of HD 209458b. *A&A* **405**, 341–348.
- Moutou, C., Coustenis, A., Schneider, J., St Gilles, R., Mayor, M., Queloz, D., & Kaufer, A., 2001. Search for spectroscopical signatures of transiting HD 209458b's exosphere. *A&A* **371**, 260–266.
- Moutou, C., Pont, F., Bouchy, F., & Mayor, M., 2004. Accurate radius and mass of the transiting exoplanet OGLE-TR-132b. *A&A* **424**, L31–L34.
- Muraki, Y., *et al.*, 1999. Search for Machos by the MOA Collaboration. *Progress of Theoretical Physics Supplement* **133**, 233–246.
- Nefedov, A. P., Sinel'shchikov, V. A., & Usachev, A. D., 1999. Collisional Broadening of the Na-D Lines by Molecular Gases. *Phys. Scr* **59**, 432–442.
- Ness, N. F., Acuna, M. H., Behannon, K. W., Burlaga, L. F., Connerney, J. E. P., & Lepping, R. P., 1986. Magnetic fields at Uranus. *Science* **233**, 85–89.
- Ness, N. F., Acuna, M. H., Burlaga, L. F., Connerney, J. E. P., & Lepping, R. P., 1989. Magnetic fields at Neptune. *Science* **246**, 1473–1478.
- Paczynski, B., 1986a. Gravitational microlensing at large optical depth. *ApJ* **301**, 503–516.
- Paczynski, B., 1986b. Gravitational microlensing by the galactic halo. *ApJ* **304**, 1–5.
- Partridge, H. & Schwenke, D. W., 1997. The Determination of an Accurate Isotope Dependent Potential Energy Surface for Water from Extensive ab Initio Calculations and Experimental Data. *J. Chem. Phys.* **106**, 4618–4639.
- Pearl, J. C. & Conrath, B. J., 1991. The albedo, effective temperature, and energy balance of Neptune, as determined from Voyager data. *J. Geophys. Res.* **96** 15, 18921–18930.

- Perryman, M. A. C., 2000. Extra-solar planets. *Reports of Progress in Physics* **63**, 1209–1272.
- Pierce, A. K. & Allen, R. G., 1977. The Solar Spectrum Between .3 and 10 μm . In *The Solar Output and its Variation*, pp. 169–192.
- Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S., 1995. VALD : The Vienna Atomic Line Data Base. *A&AS* **112**, 525–535.
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., Lissauer, J. J., Podolak, M., & Greenzweig, Y., 1996. Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas. *Icarus* **124**, 62–85.
- Pont, F., Bouchy, F., Queloz, D., Santos, N., Melo, C., Mayor, M., & Udry, S., 2004. The "missing link" : a 4-day period transiting exoplanet around OGLE-TR-111. *ArXiv Astrophysics e-prints* Astro-ph/0408499.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P., 1992. *Numerical Recipes in Fortran 90*. 2nd edition, Cambridge University Press.
- Pryor, W. R., West, R. A., Simmons, K. E., & Delitsky, M., 1992. High-phase-angle observations of Neptune at 2650 and 7500 Å - Haze structure and particle properties. *Icarus* **99**, 302–317.
- Rages, K., Pollack, J. B., Tomasko, M. G., & Dose, L. R., 1991. Properties of scatterers in the troposphere and lower stratosphere of Uranus based on Voyager imaging data. *Icarus* **89**, 359–376.
- Rauer, H., Eisloffel, J., Erikson, A., Guenther, E., Hatzes, A. P., Michaelis, H., & Voss, H., 2004. The Berlin Exoplanet Search Telescope System. *PASP* **116**, 38–45.
- Rhie, S. H., *et al.*, 2000. On Planetary Companions to the MACHO 98-BLG-35 Microlens Star. *ApJ* **533**, 378–391.
- Robichon, N. & Arenou, F., 2000. HD 209458 planetary transits from Hipparcos photometry. *A&A* **355**, 295–298.
- Rothman, L. S., *et al.*, 1992. The HITRAN molecular data base - Editions of 1991 and 1992. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **48**, 469–507.
- Saar, S. H. & Cuntz, M., 2001. A search for Ca ii emission enhancement in stars resulting from nearby giant planets. *MNRAS* **325**, 55–59.
- Saar, S. H. & Donahue, R. A., 1997. Activity-related Radial Velocity Variation in Cool Stars. *ApJ* **485**, 319–327.
- Sackett, P. D., 1997. Planet Detection via Microlensing. *ArXiv Astrophysics e-prints* Final Report of the ESO Working Group on the Detection of Extrasolar Planets. astro-ph/9709269.

- Sackett, P. D., 1999. Searching for Unseen Planets via Occultation and Microlensing. In *NATO ASIC Proc. 532 : Planets Outside the Solar System : Theory and Observations*, pp. 189–227.
- Santos, N. C., *et al.*, 2004. The HARPS survey for southern extra-solar planets II. A 14 Earth-masses exoplanet around μ Arae. *A&A* **426**, L19–L23.
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., Guillot, T., Lunine, J. I., & Chabrier, G., 1996. A Theory of Extrasolar Giant Planets. *ApJ* **460**, 993–1018.
- Schneider, J., 2004. Encyclopédie des Planètes extrasolaires, <http://www.obspm.fr/encycl/encycl.html>, page hébergée par l'observatoire de Paris.
- Schneider, J., Rauer, H., Lasota, J. P., Bonazzola, S., & Chassefiere, E., 1998. The Cometary Tail of Giant Extrasolar Planets at Small Orbital Distance. In *ASP Conf. Ser. 134 : Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, pp. 241–244.
- Schwenke, D. W., 1998. Opacity of TiO from a coupled electronic state calculation parametrized by AB initio and experimental data. In *Chemistry and Physics of Molecules and Grains in Space. Faraday Discussions No. 109*, pp. 321–334.
- Seager, S. & Mallén-Ornelas, G., 2003. A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve. *ApJ* **585**, 1038–1055.
- Seager, S. & Sasselov, D. D., 1998. Extrasolar Giant Planets under Strong Stellar Irradiation. *ApJ* **502**, L157–L161.
- Seager, S. & Sasselov, D. D., 2000. Theoretical Transmission Spectra during Extrasolar Giant Planet Transits. *ApJ* **537**, 916–921.
- Shkolnik, E., Walker, G. A. H., & Bohlender, D. A., 2003. Evidence for Planet-induced Chromospheric Activity on HD 179949. *ApJ* **597**, 1092–1096.
- Showman, A. P. & Guillot, T., 2002. Atmospheric Circulation and Tides of “51 Pegasus b-like” Planets. *A&A* **385**, 166–180.
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S., 1994. Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. 1 : A generalized model. *ApJ* **429**, 781–796.
- Sobel'man, I. I., Vainshtein, L. A., & Yukok, E. A., 1995. *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines*. 2nd edition, Springer-Verlag, Berlin, New York.
- Sozzetti, A., Yong, D., Torres, G., Charbonneau, D., Latham, D. W., Prieto, C. A., Brown, T. M., Carney, B. W., & Laird, B., 2004. High-Resolution Spectroscopy of the Transiting Planet Host Star TrES-1. *ArXiv Astrophysics e-prints* Astro-ph/0410483.

- Street, R. A., *et al.*, 2003. Searching for planetary transits in the field of open cluster NGC 6819 - I. *MNRAS* **340**, 1287–1297.
- Strong, K., Taylor, F. W., Calcutt, S. B., Remedios, J. J., & Ballard, J., 1993. Spectral Parameters of Self- and Hydrogen-Broadened Methane from 2000 to 9500 cm^{-1} for Remote Sounding of the Atmosphere of Jupiter. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **50**, 363–429.
- Sudarsky, D., Burrows, A., & Hubeny, I., 2003. Theoretical Spectra and Atmospheres of Extrasolar Giant Planets. *ApJ* **588**, 1121–1148.
- Torres, G., Konacki, M., Sasselov, D. D., & Jha, S., 2004. New Data and Improved Parameters for the Extrasolar Transiting Planet OGLE-TR-56b. *ApJ* **609**, 1071–1075.
- Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Burrows, A., 1998. Orbital Evolution and Migration of Giant Planets : Modeling Extrasolar Planets. *ApJ* **500**, 428–439.
- Tyler, G. L., *et al.*, 1989. Voyager radio science observations of Neptune and Triton. *Science* **246**, 1466–1473.
- Tyuterev, V. G., *et al.*, 1994. TDS Spectroscopic Databank for Spherical Tops : DOS Version. *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **52**, 459–479.
- Udalski, A., Szymanski, M., Kaluzny, J., Kubiak, M., & Mateo, M., 1992. The Optical Gravitational Lensing Experiment. *Acta Astronomica* **42**, 253–284.
- Udry, S., 2001. Planètes extra-solaires. *Ecole de Goutelas #23, CNRS, 22-26 May 2000, edited by D. Egret, J.-L. Halbwachs, and J.-M. Hameury. Publisher : Societe Francaise d'Astronomie et d'Astrophysique (SF2A).* **23**, 141–183.
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., Ballester, G. E., Ferlet, R., Hébrard, G., & Mayor, M., 2003. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature* **422**, 143–146.
- Vidal-Madjar, A., *et al.*, 2004. Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b. *ApJ* **604**, L69–L72.
- von Braun, K., Lee, B. L., Seager, S., Yee, H. K. C., Mallen-Ornelas, G., & Gladsters, M. D., 2004. Searching for Planetary Transits in Galactic Open Clusters : EXPLORE/OC. *ArXiv Astrophysics e-prints Astro-ph/0409653*.
- Wambsganss, J., 1997. Discovering Galactic planets by gravitational microlensing : magnification patterns and light curves. *MNRAS* **284**, 172–188.
- Ward, W. R., 1997. Protoplanet Migration by Nebula Tides. *Icarus* **126**, 261–281.
- Weidenschilling, S. J. & Marzari, F., 1996. Gravitational scattering as a possible origin for giant planets at small stellar distances. *Nature* **384**, 619–621.

- Wetherill, G. W., 1996. The Formation and Habitability of Extra-Solar Planets. *Icarus* **119**, 219–238.
- Winn, J. N., Suto, Y., Turner, E. L., Narita, N., Frye, B. L., Aoki, W., Sato, B., & Yamada, T., 2004. A Search for H α Absorption in the Exosphere of the Transiting Extrasolar Planet HD 209458b. *PASJ* **56**, 655–662.
- Wuchterl, G., 1996. Formation of Giant Planets Close to Stars. *Bulletin of the American Astronomical Society* **28**, 1108.
- Wuchterl, G., 1999. Extrasolar Giant Planets : Masses and Luminosities from In-situ Formation Theories. *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting* **31**.
- Wuchterl, G., Guillot, T., & Lissauer, J. J., 2000. Giant Planet Formation. In *Protostars and Planets IV, Univ. Arizona Press*, pp. 1081–1109.
- Yelle, R. V., Partridge, H., & Griffith, C. A., 2001. Alkali Line Shapes in Brown Dwarf Atmospheres. *Bulletin of the American Astronomical Society* **33**, 1151.
- Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B., 2001. Magnetically-Driven Planetary Radio Emissions and Application to Extrasolar Planets. *Ap&SS* **277**, 293–300.
- Zheng, C. & Borysow, A., 1995a. Modeling of collision-induced infrared absorption spectra of H₂ pairs in the first overtone band at temperatures from 20 to 500 K. *Icarus* **113**, 84–90.
- Zheng, C. & Borysow, A., 1995b. Rototranslational Collision Induced Absorption by H₂ – H₂ Pairs at Temperatures from 600 to 7000 K. *ApJ* **441**, 960–965.

Liste des tableaux

1.1	Paramètres de HD209458b.	15
1.2	Paramètres pour les autres planètes à transit.	20
3.1	Caractéristiques des planètes géantes du système solaire.	39
6.1	Abondance solaire des éléments.	82
6.2	Espèces dont la condensation est prise en compte.	84
7.1	Données pour l'absorption induite par collision H_2-H_2 et H_2-He	87
7.2	Paramètres de la section efficace de photo-détachement de H^-	88
7.3	Force d'oscillateur électronique du TiO	94
10.1	Modèles comparés aux résultats de Charbonneau <i>et al.</i> (2002).	123
12.1	Paramètres la famille de modèles.	130
13.1	Résultats pour les différents modèles statiques.	135

Table des figures

1.1	Principe de la mesure de vitesse radiale.	9
1.2	Géométrie d'un transit.	12
1.3	Illustration d'une courbe de lumière d'un transit.	13
1.4	Vitesse radiale de HD209458 en fonction de la phase orbitale. . .	14
1.5	Courbe de lumière de HD209458.	14
1.6	Relation masse-rayon.	19
2.1	Résultats de Charbonneau <i>et al.</i> (2002).	23
2.2	Illustration d'une queue cométaire autour de HD209458b. . . .	24
2.3	Résultats de Vidal-Madjar <i>et al.</i> (2004).	26
2.4	Illustration de la loi de Bode magnétique.	30
2.5	Géométrie d'un événement de microlentille gravitationnelle. . .	32
2.6	Courbe de lumière idéale d'un événement microlentille.	33
3.1	Intérieur des planètes géantes.	43
3.2	Simulation de la formation d'un système planétaire.	45
4.1	Profils thermiques de Barman <i>et al.</i> (2001).	53
4.2	Spectres de planètes extrasolaires d'après Barman <i>et al.</i> (2001). .	54
4.3	Profils thermiques de Sudarsky <i>et al.</i> (2003).	56
4.4	Spectre de HD209458b d'après Sudarsky <i>et al.</i> (2003).	57
4.5	Evolution du rayon des Jupiters chauds avec le temps d'après Guillot & Showman (2002).	59
4.6	Evolution du rayon de HD209458b d'après Baraffe <i>et al.</i> (2003). .	60
4.7	Durée de vie et évaporation atmosphérique.	62
4.8	Circulation atmosphérique probable des jupiters chauds.	64
6.1	Algorithme itératif de résolution.	74
6.2	Illustration de l'instabilité de l'algorithme.	76
6.3	Géométrie d'une observation en visée au horizontale.	81
7.1	Opacité des opacités induites par collision.	87
7.2	Opacité de H^- et H_2^-	89
7.3	Spectre des molécules (Goukenleuque, 1999).	93
7.4	Opacité du TiO	94
7.5	Exemple de la raie du potassium.	99

9.1	Profils de température pour HD209458b.	106
9.2	Profils d'abondances pour HD209458b.	107
9.3	Absorption du flux stellaire pour HD209458b.	110
9.4	Spectres de HD209458b.	111
9.5	Constante de temps radiative.	112
10.1	Températures en fonction de la longitude.	117
10.2	Cartes de température pour HD209458b.	118
10.3	Ecart maximal de température en fonction de la pression.	119
10.4	Température effective en fonction de la longitude.	120
10.5	Spectre du sodium.	122
10.6	Abondance de CH ₄ au matin pour différentes vitesses de vents.	123
13.1	Profils de température pour les différentes distances à l'étoile.	133
13.2	Profils d'abondance pour les différentes distances à l'étoile.	134
13.3	Spectres pour une planète à 0.02 UA.	136
13.4	Spectres pour une planète à 0.05 UA.	136
13.5	Spectres pour une planète à 0.1 UA.	137
14.1	Ecart de température en fonction de la vitesse à 0.05 UA.	140
14.2	Cartes de température pour le modèle à 0.05 UA.	141
14.3	Ecart de température en fonction de la pression à 0.02 UA.	142
14.4	Ecart de température en fonction de la pression à 0.1 UA.	143
14.5	Cartes de température pour le modèle à 0.02 UA.	145
14.6	Cartes de température pour le modèle à 0.1 UA.	146

Résumé

Depuis la découverte de HD209458b, la première planète extrasolaire dont le transit a été mis en évidence, des informations nouvelles sur ces objets (les Pégasides) sont devenues accessibles. Charbonneau *et al.* (2002) ont par exemple établi la première contrainte observationnelle sur la composition atmosphérique de cette Pégaside, qui semble toutefois difficile à expliquer par les modèles statiques d'atmosphère en équilibre radiatif. Ces planètes, très proches de leur étoile, sont supposées être en rotation synchrone. Nous nous attendons donc à de forts contrastes de température entre le jour et la nuit et une dynamique atmosphérique intense.

C'est dans ce contexte que nous avons développé un modèle radiatif pour l'atmosphère des planètes géantes extrasolaires. Outre la modélisation statique de l'atmosphère dans laquelle le flux stellaire incident est redistribué uniformément sur toute la surface de la planète, nous avons introduit une rotation uniforme de l'atmosphère pouvant simuler un vent zonal constant en altitude.

Ce modèle a été appliqué à la planète HD209458b. Nous avons déterminé une structure thermique moyenne ainsi que sa composition atmosphérique. En particulier, nous avons pu confirmer l'importance de l'absorption par les alcalins dans le bilan énergétique des Pégasides et étudier l'absorption du flux stellaire dans leur atmosphère, problème crucial pour les modèles d'évolution. Lorsque l'on tient compte des vents zonaux, les différences de température peuvent expliquer la composition contrainte par les observations de Charbonneau *et al.* (2002) relatives au limbe de la planète.

Ce modèle a aussi été généralisé afin d'étudier l'influence de divers paramètres tels que la distance à l'étoile et la vitesse du vent. Nous avons en particulier pu caractériser les différences notables dans les spectres des solutions statiques selon la distance et l'uniformisation de la température quand la vitesse du vent augmente.

Mots-clés : planètes extrasolaires – transfert radiatif – HD209458b.

Abstract

Since the discovery of HD209458b, the first planet which transits its star, more quantitative information about these objects (the so-called Pegasides) can be inferred. For example, Charbonneau *et al.* (2002) derived the first constraint on the atmospheric composition of this Pegaside, which static atmospheric models have difficulties to explain. These planets, very close to their parent star, should be in synchronous rotation, implying strong day-to-night temperature contrasts and vigorous atmospheric dynamics.

In this framework, we developed a radiative model for the atmosphere of extrasolar giant planets. In addition to modeling the atmosphere in which the incoming stellar flux is averaged over the whole disk of the planet, we introduced a uniform rotation of the atmosphere which can mimic a constant zonal wind.

This model was applied to the planet HD209458b. We calculated a mean thermal structure as well as the associated chemical composition. We confirmed the importance of the absorption by alkali metals in the energetic balance of the Pegasides and studied the flux absorption profile in their atmosphere, which is crucial for evolutionary models. When zonal winds are introduced, the temperature contrasts can explain the composition constrained by the observations of Charbonneau *et al.* (2002), pertaining to the whole limb of the planet.

More generally, we studied the role of various parameters such as the distance to the star and the wind velocity. We could in particular characterize the differences in the spectra with respect to the distance and the uniformization of temperatures with increasing wind velocity.

Keywords : extrasolar planets – radiative transfer – HD209458b.