



HAL
open science

Atmosphère des planètes extrasolaires géantes : un modèle d'équilibre radiatif

Cédric Goukenleuque

► **To cite this version:**

Cédric Goukenleuque. Atmosphère des planètes extrasolaires géantes : un modèle d'équilibre radiatif. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1999. Français. NNT : . tel-00009725

HAL Id: tel-00009725

<https://theses.hal.science/tel-00009725>

Submitted on 10 Jul 2005

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.

Université Paris 6
Observatoire de Paris–Meudon

THESE DE DOCTORAT

présentée
pour obtenir

Le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
Spécialité : MÉTHODES INSTRUMENTALES EN ASTROPHYSIQUE ET LEURS
APPLICATIONS SPATIALES

par

CÉDRIC GOUKENLEUQUE

Atmosphère des planètes extrasolaires
géantes : un modèle d'équilibre radiatif

Soutenue le 10 décembre 1999 devant le jury :

Pierre Encrenaz	Président
Bruno Bézard	Directeur de thèse
Eric Chassefière	Rapporteur
Pierre Morel	Rapporteur
Caitlin Griffith	Examineur
Tristan Guillot	Examineur
Alain Léger	Examineur



For a moment it seemed that nothing was happening, then a brightness glowed at the edge of the huge screen. A red star the size of a small plate crept across it followed quickly by another one - a binary system. Then a vast crescent sliced into the corner of the picture - a red glare shading away into the deep black, the night side of the planet. "I've found it!" cried Zaphod, thumping the console. "I've found it!" Ford stared at it in astonishment. "What is it?" he said. "That ..." said Zaphod, "is the most improbable planet that ever existed."

Douglas Adams (1984),
The Hitch Hiker's guide to
the Galaxy

Abstract

Direct, and particularly spectroscopic, observations will allow the determination of the nature and chemical composition of the « hot Jupiters' » atmosphere. Preliminarily, it is essential to build a theoretical atmospheric model in order to constrain the observational techniques.

In that framework we have developed a radiative equilibrium model of the Jupiter-like extrasolar planets irradiated by their parent star. The modeling determines not only the mean thermal structure, but also the stellar reflected spectrum and the thermal emission spectrum for planets orbiting the primary from 0.05 to 1 astronomical unit. The model atmosphere is limited at the bottom by an optically-thick cloud.

In all cases, a major result is that the modelled atmosphere does not show any temperature inversion in contrast with the giant planets in the Solar System. Except for the farthest (and coldest) planet among the sample of the modelled planets in this work, we find that the atmosphere is subadiabatic in the whole grid of pressure. This result validates the hypothesis of radiative equilibrium. We also discuss the vertical distribution (conditional upon the orbital distance) of the chemical species in the atmosphere, assuming solar elemental abundances.

The thermal emission spectra are dominated by the bands of water vapor, seen in absorption, and reveals a window in the 4-micron region. Compared to the latter, a flux peak is more and more strong at 10 microns for the coldest planets of the sample.

Finally, we investigated the detectability of spectral signatures from « hot Jupiters », using the ground-based giant telescopes (VLT, Keck,...) in non-interferometric mode. Synthesized spectra have been calculated for 51 Peg b ($T_{\text{eff}} = 1200 \text{ K}$) in the ν_3 band of methane and in the fundamental band of carbon monoxide.

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier chaleureusement Bruno Bézard pour la confiance qu'il m'a accordée dans la conduite de mon travail. Sa grande modestie cache en réalité un savoir et une faculté d'analyse des problèmes assez impressionnants, qui m'ont fortement aidé dans ma tâche. Bien que très disponible pour répondre à des questions dans un domaine nouveau, il m'a laissé malgré tout une grande part d'autonomie à laquelle j'aspirais.

Mes remerciements vont aussi à Emmanuel Lellouch pour la co-direction (officieuse!) de cette thèse. Ces conseils m'ont été très précieux dans la préparation des différents colloques internationaux auxquels j'ai pu participer. Je le remercie aussi d'avoir relu mon manuscrit de thèse pendant ses observations à l'IRAM, affrontant les éléments déchainés des sommets canariens (version romancée ...).

Un grand merci général aux autres membres de mon jury pour avoir accepté de rapporter ou d'examiner mon manuscrit : Eric Chassefière, Tristan Guillot, Alain Léger et une reconnaissance particulière à Caitlin Griffith, qui, outre le fait d'avoir accepté de traverser l'Atlantique et de lire un manuscrit en français, m'a fait l'honneur de m'inviter à parler en tant que « solicited speaker » à un workshop réunissant la crème des spécialistes sur les planètes extrasolaires et les naines brunes.

Je voudrais remercier aussi Pierre Encrenaz, un personnage d'un charisme et d'une humanité extraordinaire. Ses encouragements et la confiance qu'il m'a témoignée ont été pour beaucoup dans la réussite de cette thèse.

Un merci très chaleureux à Thérèse Encrenaz qui m'a offert l'opportunité de transmettre les résultats de mes travaux à des conférences internationales. Bien entendu, je rends aussi hommage aux membres du personnel administratif du DESPA qui se sont occupés des problèmes logistiques liés aux différentes missions que j'ai pu faire.

Enfin, mon intégration dans l'observatoire est fortement due à la présence d'étudiants (et non étudiants) tous aussi formidables les uns que les autres. Par ordre alphabétique (pour ne pas faire de jaloux) : Arnaud (linuxien devant l'Éternel), Arturo (chasseur de kangourous et multilingue), Aurélie (pâtissière hors-pair), Laurent (un expert à Doom ; grillé!), Laurence (et ses fous rires), Stéphane (un grand homme!) ainsi que Rénaud (maitre ès tartiflette). Merci aussi à Thierry et Alain pour m'avoir aidé (ou en avoir eu l'intention !) à parfaire la préparation de ma soutenance.

Table des matières

Abstract	v
INTRODUCTION	1
I Planètes extrasolaires : état des lieux	5
1 Généralités : planètes géantes et naines brunes	9
1.1 Planètes géantes	9
1.1.1 Formation des planètes du Système Solaire	9
1.1.2 Structure et chimie des planètes géantes	11
1.2 Naines brunes	17
1.3 Gliese 229 B	20
2 Méthodes de détection et détermination des paramètres physiques des exopl.	25
2.1 Vélométrie Doppler	25
2.2 Projets futurs	28
2.2.1 Astrométrie	28
2.2.2 Photométrie	29
2.2.3 Autres méthodes de détection	30
3 Catalogue des exoplanètes connues à ce jour	31
3.1 Distribution des masses	31
3.2 Formation des planètes proches de l'étoile	35
4 Une inconnue... l'atmosphère	37
4.1 Enjeux de la connaissance des atmosphères planétaires	37
4.2 L'atmosphère des EGP's proches de leur étoile primaire	39
5 Aperçus des travaux existants de modélisation d'atmosphères des EGP's	43
5.1 Burrows <i>et al.</i>	43
5.2 Seager & Sasselov	47

II	Modèle d'équilibre radiatif	51
6	Hypothèse sur l'étoile et la planète	55
7	Les bases du modèle	57
7.1	composition chimique de l'atmosphère gazeuse	57
7.2	Nature des nuages au bas de l'atmosphère	62
7.2.1	Généralités	62
7.2.2	Réactions de condensation	63
7.3	Synoptique du modèle	65
8	Transfert radiatif : calcul des opacités	67
8.1	Chauffage de la planète	68
8.2	Refroidissement de la planète	69
9	Réflectance du nuage au bas de l'atmosphère	71
10	Méthode numérique	75
III	Données spectroscopiques	79
11	Composants atmosphériques en phase vapeur	83
11.1	Spectres d'absorption induite par collisions de H ₂	83
11.2	Spectres de raies des espèces moléculaires	86
11.2.1	H ₂ O	87
11.2.2	CO	88
11.2.3	CH ₄	89
11.2.4	NH ₃	90
12	Nuages : constantes optiques	93
12.1	La diffusion de Mie	93
12.2	Indices de réfraction des condensats	94
13	Estimation des effets du rayonnement UV sur l'atmosphère	97
13.1	Introduction	97
13.1.1	Aperçu de la photochimie dans les planètes géantes du Système Solaire	98
13.2	Point de vue énergétique	101
13.2.1	Opacité de diffusion Rayleigh	101
13.2.2	Opacité d'absorption UV	101
IV	Application à 51 Peg b	105
14	Paramètres physiques de 51 Peg b	109

15 Profils de température	111
15.1 Solutions du modèle	111
15.2 Influence de la masse de la planète	117
15.3 Rayonnement UV	118
16 Spectres de réflexion et d'émission	121
16.1 Résultats globaux	121
16.2 Incidence de la phosphine sur le spectre	123
17 Albédo de Bond et température effective	129
V Application aux autres systèmes planétaires	131
18 Profils de température	135
18.1 Calculs sans l'opacité de NH ₃	135
18.2 Calculs avec l'opacité de NH ₃	136
19 Spectres de réflexion et d'émission	143
20 Albédo de Bond et température effective	147
VI Détectabilité et perspectives d'observation	149
21 Moyens observationnels disponibles au sol : les grands télescopes	153
21.1 La génération des télescopes de 8 m	153
21.1.1 le <i>Very Large Telescope</i> (VLT)	153
21.1.2 Gemini	155
21.2 Le Keck	155
22 Signatures spectrales des exoplanètes	159
22.1 Simulation pour un télescope de 8 m	159
22.1.1 Cadre général	159
22.1.2 Application aux Jupiters chauds	160
22.2 Application des spectres synthétiques à haute résolution pour des observations au Keck II	163
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	169
Conclusion	171
Perspectives	175
ANNEXE I : Calculs de quelques grandeurs physiques	179
Gradient adiabatique	181

Diffusion Rayleigh	183
Détermination de l'albédo de Bond	185
ANNEXE II : Publications	189
Bibliographie	191
Liste des tableaux	201
Table des figures	203

Introduction et plan de thèse

La découverte d'un compagnon substellaire gravitant autour d'une étoile de type solaire 51 Peg A, en 1995, a galvanisé la communauté des scientifiques travaillant sur les étoiles et sur les planètes du Système Solaire. La présence d'un corps de masse 0.5 à 2 masses joviennes soulève de nombreuses questions, notamment liées à la formation d'un corps si proche de l'étoile. D'autres questions restent en attente tant que des observations directes des EGP (Extrasolar Giant Planets) ne seront pas menées : leur composition chimique, leur dynamique intrinsèque, leur intérieur. Si l'existence de planètes géantes autour d'autres étoiles que le Soleil ne fait plus aucun doute, il n'y a toujours pas de détection directe de telles planètes.

Le Système Solaire n'a désormais plus la primauté de posséder un système planétaire. La planétologie comparée était réservée jusqu'à présent à des planètes appartenant à un même système stellaire, le Système Solaire. A présent, elle revêt un autre aspect : elle s'applique essentiellement à des planètes résidant chacune dans les 18 systèmes stellaires observés, exception faite d'Upsilon Andromedae, dans lequel on a décelé la présence d'un système de trois planètes orbitant à des distances différentes.

Depuis les quatre ans passés, un grand nombre d'études se concentrent sur la recherche des planètes extrasolaires. La technique la plus fructueuse est la technique des vitesses radiales, qui profite du décalage Doppler des raies de l'étoile distante induite par la planète orbitant autour. Grâce à cette technique, 18 étoiles ont révélé la présence d'un compagnon substellaire de masse ($M_{\text{sin } i}$) inférieure à 13 masses joviennes. Cette dernière est connue pour être la masse critique au-dessus de laquelle l'astre substellaire prend alors le nom de naine brune, qui peut initier pendant les premières années de sa vie la combustion du deutérium.

Nous présentons ici un modèle d'équilibre radiatif des EGP que nous avons tout d'abord appliqué à l'atmosphère de 51 Peg b. Dans cette théorie, le chauffage atmosphérique résulte de l'insolation par l'étoile, et le refroidissement, du rayonnement thermique dans l'infrarouge de la planète. Les profils thermiques à l'équilibre sont calculés jusqu'à un niveau où se trouve une couche nuageuse optiquement épaisse.

Le travail de cette thèse est essentiellement théorique, dans la mesure où aucune contrainte observationnelle ne peut être fournie jusqu'à maintenant, soit parce que les performances des instruments ne sont pas suffisantes, soit parce que des observations directes n'ont pas encore été menées.

L'élaboration d'un tel modèle prend racine dans les connaissances que nous ont fournies les planètes géantes du Système Solaire, connaissances qui proviennent des sondes spatiales ou des observations au sol. Ces expériences sont évidemment inconcevables lorsqu'il s'agit d'étudier une planète située à plus de 10 pc de notre système stellaire !

Dans la première partie de ce rapport, je dresse un bilan des connaissances acquises sur les planètes extrasolaires découvertes à ce jour. Je fournis une liste exhaustive des planètes et des corps stellaires en général gravitant

autour d'étoiles de type solaire, ou plus chaudes, ou plus froides. Une revue des différentes méthodes de détection indirectes qui ont conduit ou non à la découverte de planètes extrasolaires sont exposées et expliquées sommairement. Cette partie aboutit à un point essentiel, celui de connaître l'atmosphère de telles planètes.

La seconde partie traite du modèle lui-même dans le cas général, indépendamment de la distance orbitale et de la masse de la planète à laquelle il sera appliqué. Elle présente les hypothèses qui servent de base à son développement, traite le transfert radiatif et les conditions aux limites, et se termine par une présentation exhaustive de la méthode numérique qui conduit à la détermination de la structure thermique.

Dans la troisième partie, j'expliquerai le choix des constituants atomiques et moléculaires communs à l'atmosphère de ces planètes. Les bases de données nécessaires au calcul des opacités seront données, avec une description de leur élaboration. Dans cette même partie, on discutera de la nature chimique des nuages et de leur propriétés optiques.

L'application du modèle à 51 Peg b est traitée dans la quatrième partie. Les paramètres physiques déjà connus de cette planète servent d'outils à une détermination aussi précise que possible de la structure thermique. Les résultats liés aux profils de température d'une part, mais aussi aux spectres émergents de la planète, seront discutés.

Puisque le modèle est développé aussi bien pour des planètes très proches de leur étoile parente que pour des planètes un peu plus éloignées, une cinquième partie présente les résultats des calculs pour des planètes de distance orbitale jusqu'à 1 UA. Ces planètes sont prises dans un échantillon de compagnons effectivement détectés, mais d'autres sont des planètes virtuelles (en masse et en distance orbitale) qui servent à l'interprétation du modèle.

Enfin, une dernière partie se charge d'examiner la détectabilité des planètes extrasolaires géantes, notamment celles dans le voisinage proche de l'étoile primaire, puisque ce sont ces mêmes planètes, qui abondamment chauffées par l'étoile sont susceptibles d'émettre un flux suffisamment important pour être détectées. Cette approche se fait dans le souci de caractériser la composition chimique de la planète. Seront présentés les différents projets et instruments en cours et à venir qui peuvent servir cette tentative de détection directe.

Première partie

**Planètes extrasolaires : état
des lieux**

Sommaire

1 Généralités : planètes géantes et naines brunes	9
1.1 Planètes géantes	9
1.1.1 Formation des planètes du Système Solaire	9
1.1.2 Structure et chimie des planètes géantes	11
1.2 Naines brunes	17
1.3 Gliese 229 B	20
2 Méthodes de détection et détermination des paramètres physiques des exopl.	25
2.1 Vélocimétrie Doppler	25
2.2 Projets futurs	28
2.2.1 Astrométrie	28
2.2.2 Photométrie	29
2.2.3 Autres méthodes de détection	30
3 Catalogue des exoplanètes connues à ce jour	31
3.1 Distribution des masses	31
3.2 Formation des planètes proches de l'étoile	35
4 Une inconnue... l'atmosphère	37
4.1 Enjeux de la connaissance des atmosphères planétaires	37
4.2 L'atmosphère des EGPs proches de leur étoile primaire	39
5 Aperçus des travaux existants de modélisation d'atmosphères des EGPs	43
5.1 Burrows <i>et al.</i>	43
5.2 Seager & Sasselov	47

Chapitre 1

Généralités : planètes géantes et naines brunes

Une compréhension générale de l'origine des étoiles et des planètes n'existe pas encore. Les sciences planétaires se sont concentrées durant les trente dernières années sur les planètes du Système Solaire, à travers les missions spatiales de grande ampleur, telles Voyager par exemple.

Il est intéressant de noter que la recherche des planètes extrasolaires de masse (super)jovienne se fait conjointement avec celle des naines brunes, puisque pour ne citer qu'elle, la méthode des vitesses radiales est en partie sensible à la masse du compagnon substellaire.

Cet état de fait est une occasion unique de rassembler la communauté astrophysique et la communauté des sciences planétaires, vue l'approche similaire envisagée souvent pour l'étude des planètes extrasolaires et des naines brunes, notamment en ce qui concerne la modélisation de leur atmosphère.

Pour comprendre la nature physique des planètes et des naines brunes, il faut comprendre ce qui les distingue de par leur formation. On introduira aussi ce qui différencie les naines brunes des étoiles, les processus qui se reflètent dans les résultats des détections spectroscopiques.

Planètes et naines brunes se forment selon deux scénarii radicalement différents qui sont succinctement revus dans ce qui suit. Les propriétés générales, issues des travaux théoriques et des observations, récents et plus anciens, sont aussi présentées.

1.1 Planètes géantes

1.1.1 Formation des planètes du Système Solaire

Dans une définition naïve, une planète est un corps non lumineux qui orbite autour d'une étoile, et dont la masse ne représente qu'une fraction de la masse de l'étoile centrale. Les planètes se forment à partir du disque circumstellaire, formé de poussière et de gaz. Des disques embryonnaires ont été

observés autour d'étoiles jeunes, à la fois en infrarouge et dans le visible. Les planètes naissent de l'accrétion des particules de poussière dans le disque, qui par suite conduit à des corps solides. Les planètes suffisamment massives ont un cœur en fusion qui différencie l'intérieur de la planète (voir par exemple Guillot, 1999). C'est un processus dans lequel les éléments les plus lourds tombent vers le centre et les éléments les plus légers flottent à la surface. Selon ce scénario, les planètes devraient avoir un cœur de roches et de métaux. Selon leur masse, elles peuvent retenir un manteau dense d'hydrogène et d'hélium primordiaux, éléments les plus abondants dans l'Univers. Pour les planètes géantes du Système Solaire, ces enveloppes sont composées, en volume, à 95 % au moins d'hydrogène et d'hélium, comme le Soleil et la nébuleuse primitive dont elles sont issues. Dans le cas du Système Solaire, on distingue deux familles de planètes : les planètes "intérieures", rocheuses, telles la Terre et Mars, qui ont des surfaces solides, et les planètes géantes "extérieures", fluides, comme Jupiter et Saturne qui sont principalement composées de gaz et de liquide.

On peut classer les modèles qui décrivent la formation des planètes géantes en deux grands type :

- *le modèle d'instabilité gazeuse* (Cameron, 1978), ou d'effondrement homogène, suppose que les instabilités gravitationnelles dans la nébuleuse provoquent l'apparition de protoplanètes géantes (plusieurs milliers de fois la taille des planètes actuelles), puis leur effondrement en planète gazeuse. La formation d'un cœur se produit ensuite par sédimentation des éléments réfractaires (silicates, fer, magnésium). Dans ce processus, la composition globale de la planète reflète celle de la nébuleuse primitive. Les corps non condensables (H_2 , He et gaz rares) doivent se trouver en proportion solaire. Il en est de même pour les espèces "mineures" condensables (NH_3 , H_2O , CH_4 ,...), à condition qu'elles résident à des niveaux de température suffisamment élevée de manière à rester dans la phase gazeuse.
- *le modèle de nucléation (ou d'instabilité du cœur)* est analogue à celui qui conduit à la formation des planètes telluriques. Il suppose que la nébuleuse primitive est assez froide dans la zone des planètes extérieures pour que la formation d'agrégats de glaces (H_2O , NH_3 , CH_4 , clathrates, hydrates,...) puisse avoir lieu. Les glaces et les grains formés par les matériaux réfractaires (silicates, fer) engendrent des planétoïdes qui, par accrétion, donnent naissance à un noyau de roches et de glaces. Lorsque le cœur atteint une masse critique de l'ordre de 10 masses terrestres, il piège gravitationnellement une enveloppe gazeuse composée essentiellement de H_2 et He (Mizuno, 1980). L'échauffement qui accompagne l'accrétion vaporise une partie des glaces qui peuvent enrichir ainsi l'enveloppe gazeuse en éléments lourds. Leur rapports d'abondance peuvent être alors enrichis par rapport aux valeurs solaires. Une autre cause d'enrichissement en éléments lourds peut être l'apport de planétésimaux pendant la formation ou peu après.

1.1.2 Structure et chimie des planètes géantes

Classification.

Dans les planètes géantes, la masse du noyau est suffisante pour avoir pu capté par gravité la nébuleuse gazeuse environnante, essentiellement constituée d'hydrogène et d'hélium. Il en résulte des planètes extrêmement massives et volumineuses, mais de densité relativement faible puisque l'hydrogène et l'hélium en sont les constituants les plus abondants. La formation des planètes géantes dans la nébuleuse primitive conduit à une sous-classification de ces objets en deux catégories selon la distance de la région de formation par rapport au Soleil, et donc la quantité de matière disponible pour la formation de la planète.

On pense que Jupiter et Saturne se sont formés suffisamment rapidement avant la dissipation de la nébuleuse, mais pas Uranus et Neptune dont le temps de formation a été plus long (voir Lissauer *et al.*, 1995). On pense qu'elles n'eurent pas le temps de piéger une enveloppe gazeuse conséquente avant la dissipation de la nébuleuse. Le modèle de Pollack *et al.* (1996) prédit un temps de formation pour Uranus, par exemple, de 16 millions d'années au plus. Ce chiffre doit toutefois être pondéré parce que les incertitudes sont liées à la densité de surface initiale des planétésimaux dans la région externe de la nébuleuse solaire (cf. Pollack *et al.* (1996) pour de plus amples détails). En réalité, ce paramètre étant très mal connu, la durée de formation des planètes géantes est essentiellement inconnu. La masse des coeurs de Jupiter et Saturne est beaucoup plus faible que celle de leurs enveloppes gazeuses. En revanche, la masse des coeurs de roches et de glaces d'Uranus et Neptune représentent la plus grande partie à la masse totale de ces planètes. La densité moyenne d'Uranus est de 1.21 et celle de Neptune de 1.67. Ils doivent par conséquent être composés d'un matériau intrinsèquement plus dense que leurs « grands frères » Jupiter et Saturne, ce qui implique une plus grande proportion d'éléments de roches et de glaces.

Uranus et Neptune sont plus denses que Jupiter et Saturne, bien que leur masse et rayon respectifs soient moins grands (voir Tableau 1.1). La contribution relative en masse en éléments lourds est plus importante que dans le cas de Jupiter ou Saturne, puisqu'elle est estimée à 90 % pour Uranus et plus pour Neptune, alors qu'elle n'est que de 4-14 % pour Jupiter et 20-35 % pour Saturne (Guillot, 1999). Bien que proches dans leurs caractéristiques physiques, Uranus et Neptune présentent quelques différences dans leur composition chimique. HCN et CO, deux molécules hors-équilibre, ont été détectées dans Neptune et pas dans Uranus, une différence que l'on attribue à la faiblesse du mélange convectif dans cette dernière (Marten *et al.*, 1993). On peut noter également l'absence de flux de chaleur interne dans Uranus, alors que Neptune émet 2.6 fois plus d'énergie qu'elle n'en absorbe du Soleil.

En ce qui concerne les spectres, la composition chimique et la structure thermique de ces planètes, nous nous concentrons essentiellement sur Jupiter, et accessoirement, Saturne, trois fois moins massive, dans la mesure où les planètes géantes extrasolaires jusqu'alors détectées présentent pour certaines d'entre elles une masse minimale moitié moindre que la masse de Jupiter. Des

planètes de masse saturnienne n'ont pas été découvertes.

Constituants principaux.

Les constituants principaux de l'atmosphère observable des planètes géantes sont H_2 , He, H_2O , CH_4 et NH_3 . Dans leurs intérieurs, ces molécules sont dissociées et leur forme n'est pas bien connue. Malgré quelques différences, leurs rapports d'abondance à l'hydrogène moléculaire dans Jupiter et Saturne sont sensiblement les mêmes. Ainsi, l'expérience IRIS sur Voyager a permis de déduire une abondance de l'ordre de 90 % de H_2 et 10 % de He (Gautier *et al.*, 1981). Le deutérium a été détecté en 1973 sur Jupiter sous forme de deux molécules : CH_3D dans l'infrarouge (Beer & Taylor, 1973) et HD dans le visible (Trauger *et al.*, 1973).

Les molécules détectées sur Jupiter sont aujourd'hui au nombre d'une vingtaine d'espèces. On les regroupe en trois catégories : les quatre constituants principaux (hydrogène, vapeur d'eau, méthane, ammoniac) et leurs isotopes ; les hydrocarbures dérivés de la photochimie du méthane, présents dans la stratosphère jovienne ; enfin, les espèces mineures que l'on trouve dans la zone convective profonde. La composition atmosphérique de Saturne ressemble à celle de Jupiter, à cette différence près que l'on y a détecté deux fois plus de méthane et certaines espèces mineures en plus grandes quantités (Gautier *et al.*, 1982; Courtin *et al.*, 1984) et que la vapeur d'eau n'a pu être identifiée, du fait de la température plus basse entraînant sa condensation.

Le carbone est sous forme réduite, essentiellement sous forme CH_4 . Différentes méthodes ont permis la détermination du rapport C/H sur Jupiter avec un accord raisonnable. Les résultats convergent dans le sens d'un enrichissement du carbone dans l'atmosphère de Jupiter, avec une valeur $C/H \simeq 10^{-3}$, soit trois fois la valeur solaire (Niemann *et al.*, 1998). Dans Uranus et Neptune, le méthane est environ 10 fois plus abondant ($q_{CH_4} \sim 0.02$; Baines *et al.*, 1995) que dans Jupiter (Niemann *et al.*, 1998), mais sa condensation dans la troposphère supérieure réduit notablement son abondance stratosphérique (Bézard *et al.*, 1999).

Les éléments He et C sont uniformément mélangés à l'hydrogène dans l'atmosphère planétaire, et leur rapport de mélange reste constant dans le domaine atmosphérique accessible à l'observation. Au contraire, N a une distribution variable avec l'altitude. Le rapport N/H est environ deux fois solaire sous la région de condensation (~ 0.7 bar) et décroît fortement avec l'altitude au-dessus (Marten *et al.*, 1980; Kunde *et al.*, 1982). Cette décroissance est due à la fois à la condensation et à la photodissociation par le rayonnement UV. Le soufre est probablement utilisé dans les couches nuageuses plus profondes (~ 2 bar) pour former le nuage de NH_4SH (voir plus loin). Les mesures *in situ* de la sonde Galileo montrent que le soufre est enrichi d'un facteur ~ 2.5 vers 16-19 bar, bien en-dessous de ce nuage Niemann *et al.* (1998).

La structure thermique de l'atmosphère est déterminée par la distribution de ces constituants et par les sources d'énergie qu'elle reçoit.

Structure thermique.

TAB. 1.1: Caractéristiques des planètes géantes du Système Solaire.

Planète	a (AU)	P _{Rev} (an.)	e	R _{equ} (Km)	Masse (g)	T _{eff} (K)	A _b
Jupiter	5.2	11.87	0.048	71492	1.90×10^{30}	124	0.34
Saturne	9.5	29.53	0.051	60268	5.69×10^{29}	95	0.34
Uranus	19.3	84.55	0.046	25560	8.68×10^{28}	59	0.30
Neptune	30.2	166.24	0.008	24764	1.03×10^{29}	59	0.29

a=demi-grand axe ; P_{Rev}=période de révolution ; e=excentricité ; R_{equ}=rayon à l'équateur ; T_{eff}=température effective ; A_b=Albédo de Bond

Pour les quatre planètes géantes, les régions atmosphériques accessibles à l'observation au sol se divisent en deux grandes régions : la troposphère en dessous du niveau de pression à 140 mbar, et au-dessus la stratosphère. La troposphère peut être sondée jusqu'à environ 5 bar par spectroscopie infrarouge et un peu plus profondément dans le domaine radio. La sonde Galileo a effectuée des mesures *in situ* jusqu'à 22 bar. La sonde a par ailleurs permis la détermination de la structure thermique de Jupiter à partir de l'exosphère (1 nbar et ~ 900 K) dans une région dépourvue de nuages, appelée « point chaud » (*hot spot* en anglais). Le profil de température est visible dans la figure 1.1. Les oscillations de température au-dessus de 10 mbar particulièrement sont attribuées à la dissipation d'ondes de gravité.

Le profil thermique dans la troposphère, région de la basse atmosphère dominée par la convection, est déterminé principalement par l'absorption et l'émission de H₂, dont le spectre continu, qui s'étend dans l'infrarouge lointain, est induit par les collisions des paires H₂-H₂ et H₂-He. Les quatre planètes géantes sont caractérisées par une zone convective dans laquelle le gradient adiabatique, de l'ordre de -2 K km⁻¹, varie, par l'intermédiaire du rapport H₂/He. Dans le domaine de température et de pression de l'atmosphère en composition solaire, les modèles thermochimiques montrent que la troposphère jovienne entre 125 et 300 K devrait contenir principalement trois couches de nuages (voir par ex. Weidenschilling & Lewis, 1973). Le plus haut de ces nuages, fait d'ammoniac solide, est due à la simple condensation de la vapeur d'ammoniac apportée par les courants convectifs vers le haut de l'atmosphère, vers 0.7 bar. Vers 210 K à 2 bar, on devrait trouver une couche de NH₄SH cristalline formée par la réaction chimique entre NH₃ et HS en phase gazeuse. Enfin, plus bas vers 280 K à 5 bar, la vapeur d'eau devrait condenser pour former une couche dense de gouttes d'eau et de nuages de cristaux de glace. Selon des calculs similaires on s'attend en plus à la condensation possible de CH₄ sur Uranus et Neptune.

Au-dessus du niveau atmosphérique où la pression est légèrement inférieure au bar, l'atmosphère cesse d'être optiquement épaisse et le transfert d'énergie s'effectue par rayonnement. Dans la stratosphère, la température augmente sous l'effet de l'absorption par le méthane et les aérosols atmosphériques du rayonnement solaire incident. La frontière entre la tro-

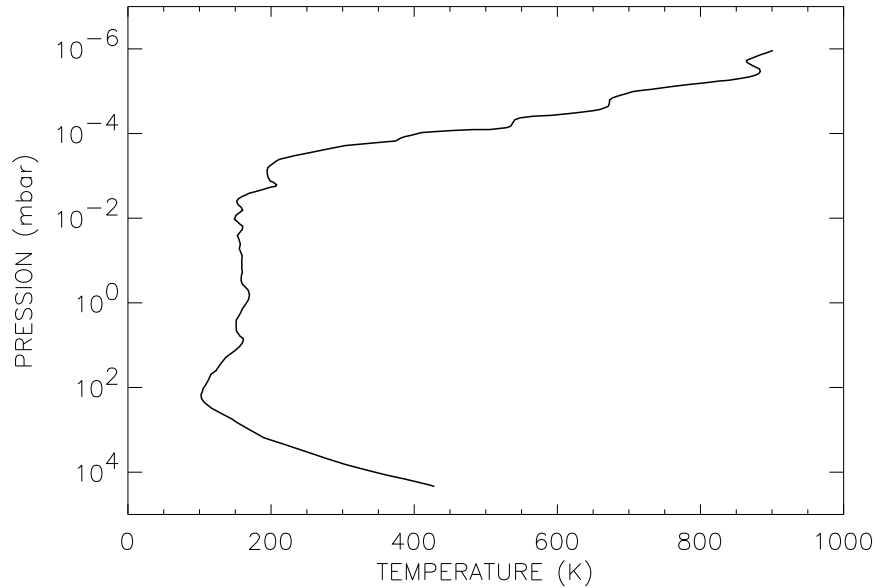


FIG. 1.1: Profil thermique de l'atmosphère de Jupiter mesuré par l'expérience ASI (Atmosphere Structure Instrument) sur Galileo, dans un point chaud de la ceinture équatoriale nord. Les oscillations de la température est attribuée à des ondes de gravité (Seiff et al., 1998).

mosphère et la stratosphère se situe à la tropopause, vers un niveau de pression de 140 mbar, à 110 K pour Jupiter.

Spectres et constituants mineurs.

Le spectre des planètes géantes est principalement d'origine solaire réfléchi dans le visible et l'infrarouge proche et d'origine thermique au-delà. L'absorption gazeuse dans le visible provient en majeure partie du méthane. Le spectre de Jupiter est caractérisé par une composante solaire réfléchi et une composante thermique. Cette dernière représente la réponse de l'atmosphère à la source de chaleur interne et à la fraction de l'énergie solaire absorbée. Le spectre dans l'infrarouge proche et moyen de la figure 1.2 est issu des observations de Encrenaz *et al.* (1996) avec l'instrument SWS d'ISO.

Le méthane est présent dans tout le spectre visible et infrarouge. Les spectres de Jupiter et Saturne présentent des absorptions assez similaires dues au méthane. Les différences proviennent majoritairement de l'ammoniac gazeux, présent sur Jupiter et peu abondant dans la haute atmosphère sur les autres planètes en raison de la température trop basse qui conduit à la condensation de NH_3 à plus grande profondeur.

NH_3 est présent dans tout le spectre jovien, depuis l'ultraviolet jusqu'aux

ondes radio. Tandis que l'ultraviolet sonde la haute atmosphère, au-dessus du niveau de condensation de NH_3 , nous renseignant ainsi sur la condensation et la photodissociation de NH_3 , l'infrarouge lointain et le domaine radio donne accès aux couches profondes, au-dessous du nuage NH_3 .

Pour $\lambda < 4 \mu\text{m}$, les signatures moléculaires, dominées par CH_4 , NH_3 et H_2 , sont vues en absorption sur le continu solaire. Les absorptions moléculaires sur le continu solaire réfléchi entre 2.75 et 3.2 μm sont attribuées à NH_3 (bande ν_1 à 3 μm), CH_3D et CH_4 . Entre 3.2 et 3.6 μm , au coeur de la bande ν_3 du CH_4 , on voit une faible émission due à la fluorescence de CH_4 .

Dans le thermique, les signatures spectrales dépendent fortement de la région spectrale sondée. Elles sont vues en émission dans la stratosphère, et en absorption dans la troposphère.

Dans la région à 5 μm apparaît une fenêtre limitée dans les longueurs d'onde les plus courtes par les bandes ν_1 et ν_3 de PH_3 , et dans les plus grandes longueurs d'onde par les bandes $2\nu_2$ et ν_4 de NH_3 . L'atmosphère de Jupiter y est si transparente que des températures de brillance atteignant 300 K peuvent être observées. Le niveau de pression observé est alors de quelques bars (entre 2 et 7 bar), bien plus profondément que le nuage de NH_3 . Des constituants mineurs peuvent alors être détectés. Dans le cas de Jupiter, le spectre à 5 μm a été étudié en détail par des observations depuis le sol, l'espace, et par les sondes Voyager. L'interprétation des spectres en différents points du disque suggère qu'il doit exister une couche nuageuse qui absorbe fortement le rayonnement infrarouge, à une pression d'environ deux bars ; cette couche pourrait être due à la condensation de NH_4SH (Bézard *et al.*, 1983). De même, dans les régions proche de 10 et 50 μm , le spectre de Jupiter présente une absorption continue, vraisemblablement due à la présence du nuage de NH_3 (Conrath & Gierasch, 1986). H_2O , PH_3 , et GeH_4 ont été identifiées sur Jupiter dans la fenêtre à 5 μm , à partir des observations au sol et des données IRIS embarqué à bord de Voyager (Kunde *et al.*, 1982). Mais on peut y observer aussi des absorptions dues à CH_3D , CO et AsH_3 . O/H et Ge/H sont sensiblement inférieurs aux abondances solaires. L'appauvrissement en germanium peut s'expliquer par le fait que ce corps n'est pas en équilibre thermochimique. Il provient de l'atmosphère profonde ($T \sim 1000 \text{ K}$), où Ge est majoritairement sous forme de GeS . Les modèles thermochimiques prédisent en revanche la présence de H_2O sous forme condensée, compte-tenu des températures régnant dans l'atmosphère de Jupiter. Des variations spatiales de l'eau en phase gazeuse (d'un facteur 30) ont été observées dans plusieurs régions du disque jovien (Drossart & Encrenaz, 1982).

La région 6.5-14.5 correspond à la haute troposphère et à la basse stratosphère, typiquement entre 0.9 et 1 bar. On y observe les produits de la photolyse du méthane. C_2H_6 et C_2H_2 sont les plus abondants, mais d'autres hydrocarbures moins abondants, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ (Fouchet *et al.*, 1999) et C_6H_6 (Bézard, 1998), y ont été détectés.

La phosphine PH_3 est un traceur de l'activité dynamique dans l'atmosphère de Jupiter et Saturne. Elle a été détectée à 2, 3, 5 et 10 μm (voir Kunde *et al.*, 1982). D'après les calculs thermochimiques, elle ne devrait pas être présente dans les atmosphères des planètes géantes du Système Solaire,

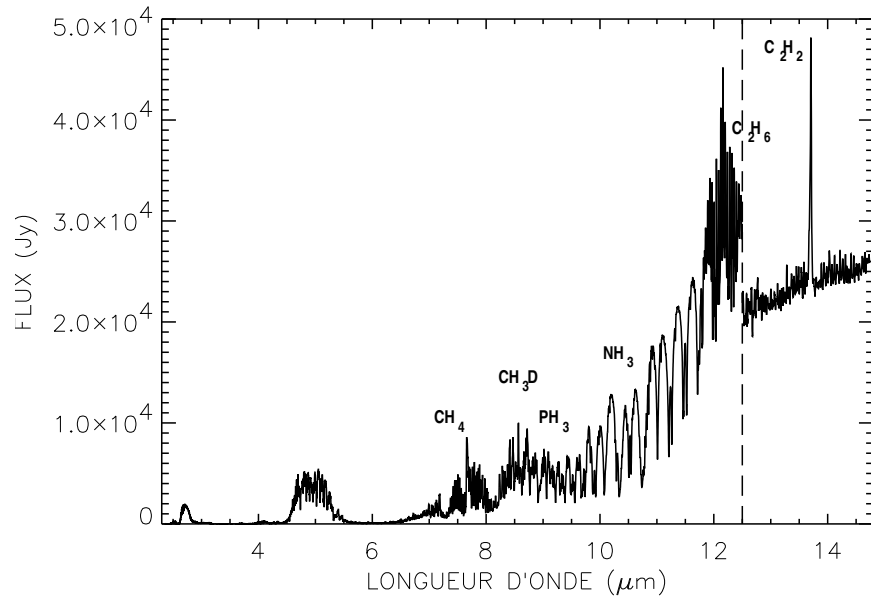


FIG. 1.2: Spectre de Jupiter entre 2.75 et 14.5 μm , avec l'instrument SWS (Short-Wavelength Spectrometer) à bord du satellite ISO (Encrenaz et al., 1996). SWS offre un pouvoir de résolution de 1500.

puisqu'à moins de 2000 K, elle devrait réagir avec H_2O pour former P_4O_6 (voir Burrows & Sharp, 1999). Tout comme NH_3 , son abondance diminue avec l'altitude, ce qui suggère qu'elle serait transportée des couches profondes vers le haut de l'atmosphère par des mouvements verticaux rapides, avant d'être dissociée par le rayonnement solaire incident au-dessus de ~ 1 bar. Son rapport de mélange sur Jupiter est proche de la valeur solaire ($\sim 6 \times 10^{-7}$). Il est ~ 7 fois plus élevé sur Saturne (Bézard et al., 1987).

L'analyse de l'atmosphère supérieure des planètes géantes, qui est le siège d'une intense photochimie au-dessus de 10 mbar par les photons énergétiques du flux solaire, se fait dans le domaine ultraviolet et infrarouge à 10 μm . Pour Jupiter et Saturne, le rayonnement UV est absorbé par H_2 entre 60 et 80 nm, CH_4 entre 90 et 155 nm, et par C_2H_2 et C_2H_6 entre 142.5 et 167.5 nm. La photodissociation de NH_3 se produit quant à elle relativement bas dès le sommet du nuage de NH_3 vers 300 mbar, entre 1800 et 2000 Å. CH_4 se photodissocie à partir de 1 mbar environ, produisant ainsi l'acétylène C_2H_2 , l'éthane C_2H_6 et l'éthylène C_2H_4 et de nombreux autres hydrocarbures moins abondants.

Source d'énergie interne.

Le spectre IR de Jupiter, intégré sur toutes les longueurs d'onde, donne un flux émis égal à celui d'un corps noir équivalent de 125 K, quasi

indépendant de la latitude. Or, la température d'équilibre d'un corps gris avec l'albédo de Jupiter à 5.2 UA du Soleil n'est que de 109 K (Pearl & Conrath, 1991). Par conséquent, le flux émis par la planète est de $(125/102)^4 \simeq 1.7$ fois le flux dû à la réémission du flux stellaire absorbé. Ce phénomène ne peut se comprendre que si la planète est dotée d'une source d'énergie interne. La composition du coeur de Jupiter en éléments radioactifs à durée de vie longue ne peut expliquer le flux observé, et la production de chaleur par des réactions de fusion de l'hydrogène ne peut être considérée que pour des corps ayant une masse de 60 masses joviennes au moins. La source de chaleur la plus probable semble être associée à un échappement de chaleur d'un intérieur chaud soumis à de hautes pressions ($\sim 10^7$ bar au centre). La perte de l'énergie thermique conduit à la contraction lente de la planète. La contraction se traduit donc par une conversion de l'énergie potentielle gravitationnelle en chaleur et une augmentation de la pression du coeur. Pour produire le flux observé, la contraction requise n'est que de 1 mm par an pour Jupiter.

1.2 Naines brunes

En 1963, Kumar (1963) suggéra qu'il pouvait exister une classe de corps similaires à des étoiles, mais dont la masse est trop faible pour que la température et la densité en leur centre puissent initier les réactions de fusion nucléaire de l'hydrogène. Bien qu'appelées initialement naines noires, ces étoiles "ratées" furent renommées ensuite naines brunes. En fait, la définition de ce qu'est une naine brune n'est aujourd'hui pas très claire.

Etoiles et naines brunes, bien qu'elles suivent le même mode de formation, par fragmentation puis effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz interstellaire, sont fondamentalement différentes : alors que la source d'énergie interne de l'étoile a une durée de vie relativement longue, due notamment à la fusion de l'hydrogène en hélium, la naine brune, de masse inférieure à $\sim 0.07 M_{\odot}$, a un coeur trop froid pour initier les réactions de fusion de l'hydrogène soutenues par les étoiles de la séquence principale. La naine brune se refroidit alors inexorablement, à mesure qu'elle vieillit.

Plus de la moitié des étoiles de la Galaxie sont doubles ou multiples. On peut donc penser judicieusement que la recherche des naines brunes doit s'orienter de préférence autour d'autres étoiles, bien que des naines brunes isolées aient été découvertes en particulier par DENIS (DEep Near Infrared Survey of the Southern Sky ; voir Delfosse *et al.*, 1997), dont l'objectif principal est de fournir une couverture complète de l'hémisphère sud dans deux bandes infrarouges (J à $1.25 \mu\text{m}$ et K à $2.2 \mu\text{m}$) et une bande optique (I à $0.8 \mu\text{m}$).

En dehors de la séquence principale du diagramme Hertzsprung-Russell, la luminosité des naines brunes ne peut certainement pas conduire à la détermination de leur masse. En effet, la loi d'Eddington masse-luminosité traduit la variation de la luminosité des étoiles de la séquence principale en fonction de leur masse selon le schéma suivant :

$$L \propto M^n$$

où $n=3.9$ pour $M < 7 M_{\odot}$
 $n=3.0$ pour $7 M_{\odot} < M < 25 M_{\odot}$
 $n=2.7$ pour $25 M_{\odot} < M$

Le diagramme Hertzsprung-Russell couplé à la loi masse-luminosité d'Edington nous informe que les étoiles les plus lumineuses sont aussi les plus massives (classe spectrale O) et les moins lumineuses les moins massives (classe M). Dans un rayon de 10 pc autour du Soleil, les étoiles de type M (naines rouges) sont les plus nombreuses.

Une étoile naît lorsque lorsque la température et la pression augmentent à tel point au centre d'un nuage de gaz moléculaire en effondrement gravitationnel que les atomes H sont conduits à fusionner (à $T_c \simeq 10^7$ K), libérant ainsi de l'énergie. La masse minimale de combustion de l'hydrogène est $\sim 0.07 M_{\odot}$, pour une métallicité solaire, $Z=Z_{\odot}$ (Chabrier & Baraffe, 1997). Cette valeur dépend toutefois des modèles d'atmosphère utilisés. Un objet de composition solaire, de masse 0.06 à $0.07 M_{\odot}$, ne peut brûler son hydrogène, mais peut initier la combustion, lente, du lithium (Chabrier & Baraffe, 1997), à $T=10^6$ K, qui se transforme en deux noyaux de He par collision avec un noyau d'hydrogène (proton). Par conséquent, le lithium qui n'est pas brûlé dans le cœur des naines brunes de masse inférieure à $0.06 M_{\odot}$ doit se manifester dans le spectre de la naine brune et révéler un motif en absorption à 670.8 nm (doublet Li I) traduisant l'abondance primordiale du lithium (~ 2 atomes pour 10^9 atomes de H pour une composition solaire).

Tout comme pour les étoiles de très faible masse ($\sim 0.08 M_{\odot} < M < 0.3 M_{\odot}$), les modèles prédisent l'intérieur de la naine brune entièrement convectif (voir par exemple Lunine *et al.*, 1986). mais sa masse est suffisamment faible pour interdire la fusion nucléaire en son cœur. A la place, la force de gravité qui tend à contracter la naine brune entraîne la libération d'énergie qui, par des mécanismes de convection, remonte vers la surface, permettant ainsi à la naine brune de rayonner vers l'espace en infrarouge. La contraction gravitationnelle est freinée par la pression interne du gaz. Par conséquent, la libération d'énergie d'origine gravitationnelle est freinée et l'objet devient de moins en moins lumineux.

Ceci étant, au début de sa vie, une naine brune peut initier des réactions nucléaires de fusion de protons avec des noyaux de deutérium (1 proton et 1 neutron), qui libèrent un peu d'énergie. Sa masse doit être alors au moins de $13 M_{\odot}$ pour une métallicité solaire.

La masse minimale de combustion de l'hydrogène marque la limite entre les étoiles de très faibles masses ($M < 0.1 - 0.3 M_{\odot}$) et les naines brunes. Sa valeur, qui dépend de la métallicité de l'étoile, est estimée à $0.07 M_{\odot}$ environ. Après leur formation, les naines brunes en contraction brûlent leur réserve de deutérium, initialement présent dans le milieu où elles se forment, sans jamais atteindre la température minimale de fusion de l'hydrogène. Elles sont alors privées de toute source d'énergie nucléaire et se refroidissent donc rapidement vers un état quantique dégénéré. C'est la pression de dégénérescence des électrons qui contrebalance la gravité. Leur luminosité chute et devient inférieure à celle des naines M : dans le diagramme Hertzsprung-Russell, elles se situent au-dessous de la séquence principale. Ce sont des objets

substellaires, tout comme les planètes. Elles se différencient des planètes par leur mode de formation : par fragmentation pour les naines brunes (comme pour les étoiles), par accrétion de planétésimaux pour les planètes. Gliese 229 B est la seule naine brune détectée en orbite autour d'une étoile. Elle aurait donc pu se former par effondrement gravitationnel dans la nébuleuse mais l'écart à l'étoile (≤ 45 UA) semble exclure cette hypothèse.

Du fait de leur faible température ($T_{\text{eff}} \leq 2500$ K), leur pic d'émission se situe dans l'infrarouge proche (1 à 5 μm). En supposant qu'elles rayonnent comme des corps noirs, d'après la loi de Wien, leur maximum d'émission à $T_{\text{eff}} = 2500$ K se produit à $\lambda_{\text{max}} \sim 1.16 \mu\text{m}$. Ce résultat est bien entendu erroné puisque Gl229 B présentent dans son spectre de nombreuses bandes d'absorption moléculaire. Néanmoins, il donne une idée grossière de la région spectrale où est attendu le maximum de l'émission thermique. Une étude spectroscopique en infrarouge de Gl229 B a conclu que 65 % du flux émergent est émis entre 0.837 et 5 μm .

Grâce à la convection, le lithium est entièrement ramené dans les régions centrales des naines brunes et devrait être détruit, par collision avec les protons. Pour les naines brunes les plus froides, la température de combustion de Li n'est jamais atteinte. Par conséquent, leur réservoir initial de ${}^7\text{Li}$ est conservé en grande partie. Le test du lithium est tout d'abord une preuve pour la confirmation d'une candidate naine brune, mais aussi un traceur pour sa masse et son âge.

Le test du lithium. Un test observationnel valide pour confirmer une naine brune est la détection du lithium (Li I) dans la photosphère (Rebolo *et al.*, 1996; Magazzu *et al.*, 1993). La photosphère est définie comme le niveau atmosphérique duquel les photons qui s'échappent peuvent être détectés. L'abondance du lithium dépend également de l'âge de l'objet, mais la présence de lithium dans un objet plus vieux que $\sim 10^9$ ans est la preuve d'une masse inférieure à $0.06 M_{\odot}$ (Chabrier *et al.*, 1996). Pourtant, une fois que la naine brune se refroidit à $T_{\text{eff}} = 1500$ K, le lithium commence à former des molécules et la signature spectrale Li I est moins forte (Pavlenko, 1998; Burrows & Sharp, 1999). Cependant, au-dessous de 1500 K, un autre diagnostic observationnel est alors apporté par la présence de CH_4 dont l'abondance est favorisée par rapport à CO, à l'équilibre thermo-chimique. La détection spectroscopique des intenses motifs en absorption de CH_4 entre 1 et 5 μm signifie donc que la température effective de l'objet doit être inférieure à 1500 K.

On en sait plus sur les naines brunes depuis la détection directe de l'une d'entre elle, Gliese 229 B, sur laquelle imagerie et spectrographie ont pu être réalisées, contrairement aux planètes géantes extrasolaires pour lesquelles le contraste planète/étoile est trop faible.

1.3 Gliese 229 B

Elle fut découverte autour d'une naine rouge, par l'usage d'un coronographe et d'un système d'optique adaptative (Nakajima *et al.*, 1995). La fonction du coronographe est de masquer l'étoile centrale, alors que l'optique adaptative corrige le front d'onde déformé par l'atmosphère terrestre. Une des raisons de cette découverte s'expliquant par un contraste modéré entre la naine brune et l'étoile autour de laquelle elle orbite ($T_{\text{eff}} \simeq 3000\text{K}$). Située à 6 pc, elle orbite à au moins 45 UA (distance projetée sur le ciel) de cette naine rouge de luminosité $0.1 L_{\odot}$ (Fig. 1.3). Les mesures photométriques de Gliese 229 B donne une luminosité 100 fois moindre que celle du Soleil. Compte tenu de sa distance à Gliese 229 A, sa température effective doit être inférieure à 1200 K. Les modèles théoriques indiquent un rayon compris entre 6×10^4 et 7.5×10^4 km (Marley *et al.*, 1996). L'hypothèse selon laquelle Gliese 229 B est un compagnon de l'étoile Gliese 229 A a été confirmée par des mesures astrométriques qui ont montré que leur mouvement est commun dans le ciel.

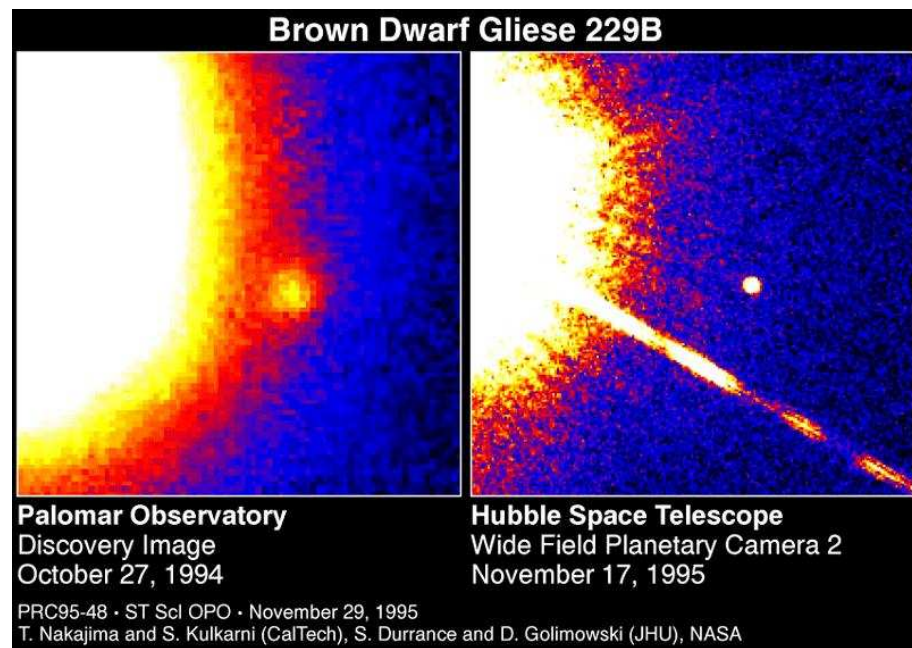


FIG. 1.3: image de gauche : Gliese 229 B dans le rouge lointain à droite de Gliese 229 A, à l'aide d'un télescope de 60 pouces équipé d'une optique adaptative, au mont Palomar (Californie) en 1994 (T. Nakajima (Caltech), S. Durrance (JHU)). image de droite : imagée avec la caméra à grand champ du Hubble Space Telescope (Wide-Field Planetary Camera-2) en rouge lointain (S. Kulkarni (Caltech), D. Golimowski (JHU and NASA)).

En décembre 1995, une publication révèle des bandes d'absorption dues au méthane, très similaires à celles que l'on trouve dans le spectre de Jupi-

ter, ainsi que des bandes d'absorption de l'eau très fortes notamment à $1.34 \mu\text{m}$ (Fig. 1.4). A partir du flux mesuré et en utilisant un modèle d'évolution, on peut estimer que la température effective est $960 \pm 70 \text{ K}$ (Marley *et al.*, 1996). Il s'agit d'une température bien inférieure aux $\sim 1800 \text{ K}$ attendues pour les étoiles de métallicité solaire qui se trouvent au bord de la séquence principale (Burrows *et al.*, 1993; Baraffe *et al.*, 1995). De plus, la quasi-absence des signatures spectrales dues aux oxydes métalliques et aux hybrides que sont TiO, VO, FeH et CaH s'accordent avec les prédictions selon lesquelles ces espèces sont déplétées dans l'atmosphère des objets substellaires (Marley *et al.*, 1996; Fegley & Lodders, 1996), exceptés les objets les plus jeunes qui sont les plus chauds. Ces espèces sont supposées être piégées sous forme condensée en-dessous de la photosphère.

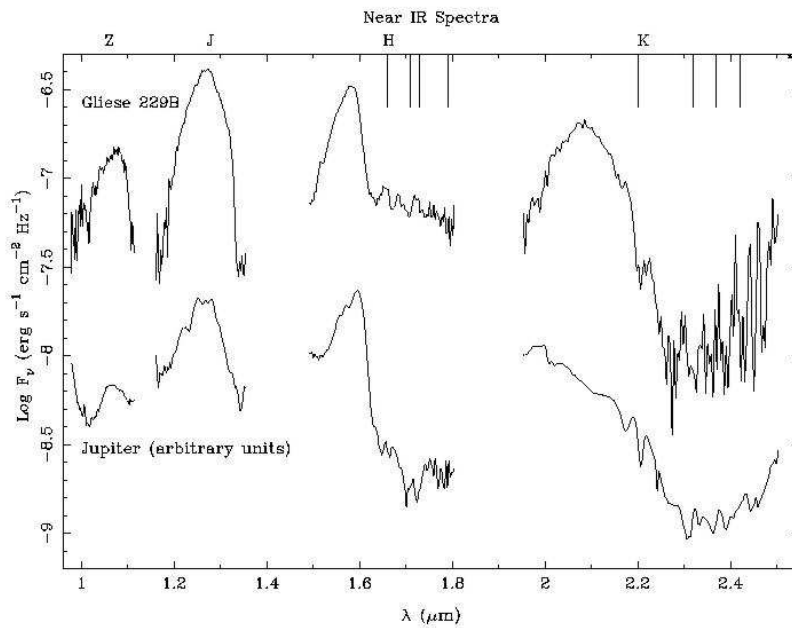


FIG. 1.4: Spectre de Gliese 229 B et de Jupiter dans l'infrarouge proche. L'atmosphère de la naine brune présente des bandes d'absorption dues au méthane très similaires à celles observées dans la planète géante (Oppenheimer *et al.*, 1995).

La détection spectroscopique du méthane conforte indéniablement la nature non-stellaire de Gliese 229 B, en tant que naine brune. Il joue un rôle prépondérant, comme en témoigne dans le spectre la chute de la densité de flux à 1.6 et $2.2 \mu\text{m}$. En 1994, Tsuji avait déjà prédit le rôle dominant du méthane dans le spectre infrarouge émergent des naines brunes les plus froides ($T_{\text{eff}} \leq 1500 \text{ K}$). Les intenses motifs en absorption de CH_4 ont pour

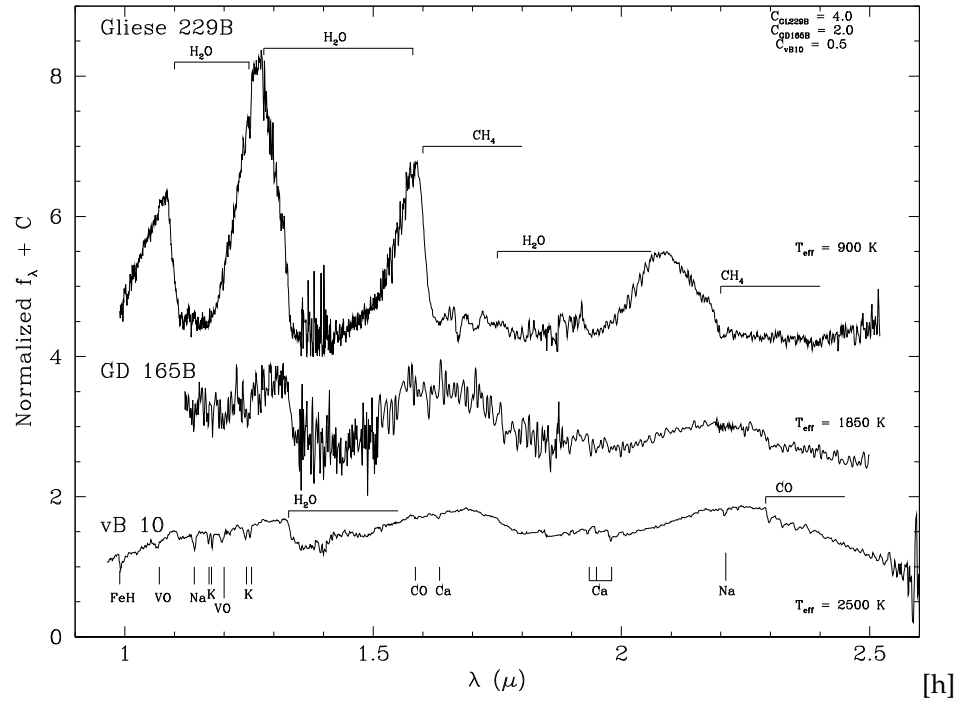


FIG. 1.5: Spectre de Gliese 229 B comparée aux spectres de deux des étoiles les plus froides connues. Les signatures spectrales sont radicalement différentes, ce qui montre bien que Gliese 229 B n'est pas une étoile (Oppenheimer et al., 1998).

effet de bleuir le spectre en J-K, confirmant les prédictions de Tsuji. La confirmation que les naines brunes peuvent apparaître bleu dans certaines couleurs a été d'une importance décisive dans la stratégie des observations.

Les bandes de l'eau à 1.1 et 1.4 μm sont très nettement plus profondes dans Gliese 229 B que dans les étoiles. Plus précisément, la bande de l'eau à 1.4 μm est 2.5 fois plus intense (en absorption) dans Gliese 229 B que dans GD165B (Fig. 1.3). GD165B était, avant la découverte de Gliese 229 B, l'objet de type stellaire le plus froid et de luminosité la plus faible ($T_{\text{eff}} = 1900 \text{ K}$, $L = 1.2 \times 10^{-4} L_{\odot}$) connu alors.

L'eau est de loin la plus importante source d'opacité rovibrationnelle dans Gliese 229 B. Geballe *et al.* (1996) ont montré que les motifs étroits dans la région 2.0-2.2 μm correspondent bien à l'absorption de l'eau (Fig. 1.6).

La présence du monoxyde de carbone CO dans l'atmosphère de Gl 229 B a été rapportée par Noll *et al.* (1997). La mesure s'est faite dans la première bande de rotation-vibration (1-0) de CO à 4.7 μm . Le spectre montre effectivement un accroissement de la densité de flux au centre de la bande entre les

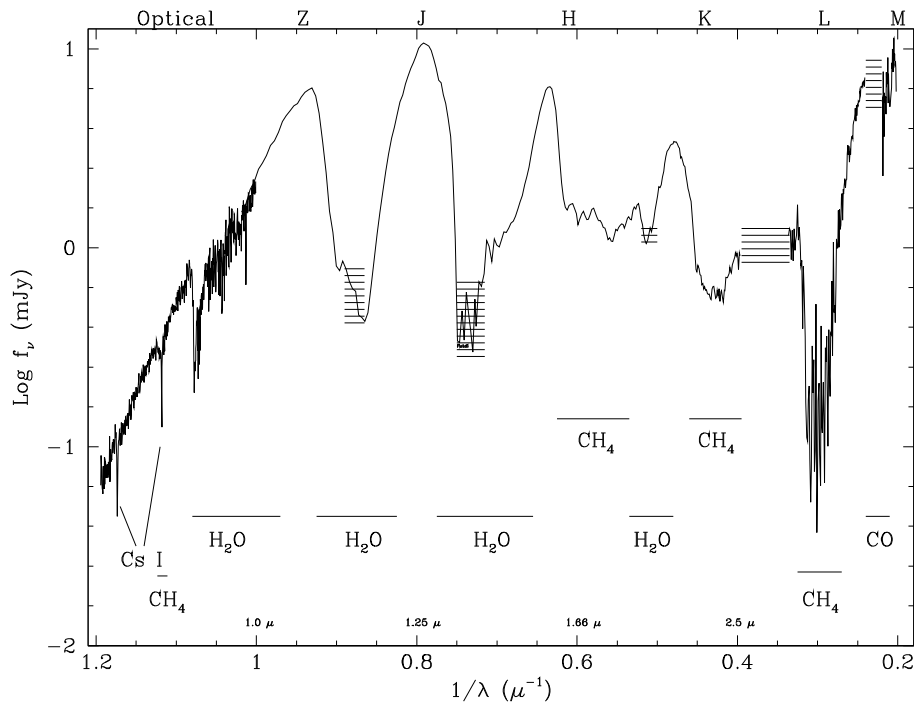


FIG. 1.6: Spectre de Gliese 229 B issu des mesures au Keck I. Sont annotées les principales sources. Les régions ombrées correspondent aux régions spectrales où l'absorption tellurique est trop forte pour permettre des mesures fiables (Oppenheimer et al., 1998).

branches P et R. Si la température de la photosphère de Gl 229 B avoisine 900 K, l'abondance de CO devrait être $\sim 10^{-4}$ celle de CH_4 dans l'atmosphère, si l'équilibre thermo-chimique est établi. En effet, la réaction d'équilibre thermo-chimique $\text{CO} + 3\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ implique que CO est favorisé à haute température par rapport à CH_4 . Dans Gliese 229 B, le niveau où la quantité de CO égale la quantité de CH_4 est supposée être à 10 bar, à $T = 1440$ K (Fegley & Lodders, 1996). La seule explication de la présence de CO dans la photosphère est qu'il n'y a pas d'équilibre thermo-chimique. Les phénomènes convectifs, au contraire, transporteraient en quantité mesurable le CO stable dans les régions plus profondes vers la photosphère. Les modèles de Burrows *et al.* (1997) montrent qu'un objet comme Gliese 229 B a une région radiative externe, suivie plus profondément par une mince région convective.

La poussière est susceptible de se former dans l'atmosphère des naines brunes. Des modèles prédisent le réchauffement des couches supérieures de l'atmosphère via un effet de serre (Tsuji *et al.*, 1996), et des modifications possibles des abondances élémentaires dues à la condensation. Des modèles détaillés (Marley *et al.*, 1996; Fegley & Lodders, 1996) indiquent que les molécules TiO et VO sont effectivement déplétées à $T_{\text{eff}} < 2000$ K par conden-

sation de solides contenant Ti et V, produisant ainsi les modifications spectrales observées. La condensation de la poussière changera non seulement les abondances élémentaires dans les naines brunes, mais aussi modifiera le flux émergent à travers la diffusion, l'absorption et la réémission. Néanmoins, la question de l'influence précise de la poussière dans l'atmosphère reste posée. En effet, quand les particules de poussière se forment, elles sont l'objet de processus physiques (sédimentation, coalescence, coagulation ...) qui dépendent de la distribution en taille des grains. Seules des études détaillées de la microphysique des grains de chaque espèce pourront aider à comprendre l'influence de la poussière sur le flux émergent.

Chapitre 2

Méthodes de détection et détermination des paramètres physiques des exoplanètes

La découverte de planètes extrasolaires gravitant autour d'étoile de la séquence principale, toutes masses confondues, est attribuée principalement à la méthode des vitesses radiales (ou vélocimétrie Doppler). D'autres méthodes comme l'astrométrie sont prometteuses mais n'ont pas encore fourni de résultats décisifs. Chacune de ces méthodes est appropriée à la recherche de candidats qui ont certaines propriétés. J'insiste sur ces deux méthodes, puis j'introduirai les autres projets en cours ou à venir, qui peuvent conduire à la détection de planètes.

2.1 Vélocimétrie Doppler

Il s'agit de la méthode avec laquelle la majorité des exoplanètes géantes ont pu être découvertes. L'équipe suisse (Observatoire de Genève) dirigée par Mayor et Quéloz s'est engagée dans l'examen de plus de 300 étoiles avec une précision de 15 m s^{-1} avec le spectrographe ELODIE à l'Observatoire de Haute-Provence, puis de plus de 1600 étoiles avec une précision de 5 m s^{-1} avec le spectrographe CORALIE à La Silla. L'équipe de l'Observatoire de Lick en examine 500 avec une précision atteignant 3 m s^{-1} . La détection est satisfaisante lorsque le décalage Doppler mesuré est quatre fois supérieur à la sensibilité de l'instrument. Par conséquent, avec une telle précision, un Jupiter à 5 UA, qui induirait un décalage de 13 m s^{-1} sur les raies de l'étoile primaire, serait théoriquement détectable. Toutefois, la période orbitale d'une telle planète est de 12 ans, ce qui nécessite un programme d'observation très étendu dans le temps. L'équipe de Lick qui a vu entrer sa technique en fonction en 1994 devrait donc attendre au moins 2006 pour espérer obtenir des données significatives pour la détection d'un Jupiter à 5 UA autour des étoiles

retenues dans le programme.

Quoiqu'il en soit, il semble difficile de détecter des compagnons planétaires avec une précision meilleure que quelques m s^{-1} , les mouvements convectifs de l'étoile induisant eux-mêmes un décalage estimé à au moins 2 m s^{-1} sur les raies stellaires. Les raies spectrales qui sont observées pour calculer les vitesses Doppler sont produites dans la chromosphère de l'étoile. Cette couche de gaz est sujette à de nombreux phénomènes parmi lesquels les tâches stellaires, le champ magnétique et la convection. Ils ont pour effet d'élargir les raies spectrales de l'étoile et pourraient causer des difficultés dans l'interprétation des spectres.

La vitesse radiale est calculée à l'aide d'une technique de cross-corrélation qui concentre l'information du décalage Doppler de plusieurs milliers de raies stellaires vues en absorption.

Pour une étoile de masse M_* et son compagnon substellaire de masse m_p , la 3ème loi de Kepler a la forme :

$$R^3 = \frac{G}{4\pi^2} P^2 (M_* + m_p) \quad (2.1)$$

P la période orbitale et R le rayon orbital de la planète. Dans le cas où seul un composant du système binaire est observable (l'étoile en l'occurrence), la somme des masses doit être remplacée par une quantité connue sous le nom de "fonction de masse" $f(M_*, m_p)$ définie par :

$$f(M_*, m_p) = \frac{(m_p \sin i)^3}{(M_* + m_p)^2} \quad (2.2)$$

où i est l'angle entre la ligne de visée et la normale au plan orbital de la planète. Alors :

$$\frac{(m_p \sin i)^3}{(M_* + m_p)^2} = \frac{v_{\max}^3 P}{2\pi G} \quad (2.3)$$

Cette expression est valable pour une planète d'excentricité nulle ou faible. Par exemple, pour 51 Peg ($e = 0.01$), connaissant v_{\max} et P , on a $f(M_*, m_p) = 1.36 \times 10^{20} \text{ kg}$. Si on suppose l'étoile bien plus massive que la planète, alors $m_p \sin i = (1.36 \times 10^{20} M_*^2)^{1/3}$. La technique des vitesses radiales n'apporte donc comme information qu'une valeur minimale de la masse du compagnon substellaire, le $\sin i$ restant inconnu. Numériquement, la masse limite inférieure de 51 Peg b est $m_p = 8 \times 10^{26} \text{ kg} \simeq 0.47 M_J$.

Dans le cas plus général d'une orbite planétaire à excentricité non nulle, l'expression générale de la demi-amplitude, $K = v_{\max}$, de la vitesse radiale de l'étoile, induite par un compagnon en orbite est :

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P} \right)^{1/3} \frac{m_p \sin i}{(M_* + m_p)^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \quad (2.4)$$

Le Soleil oscille autour du barycentre du Système Solaire avec une vitesse typique de 13 m s^{-1} , due principalement aux perturbations gravitationnelles

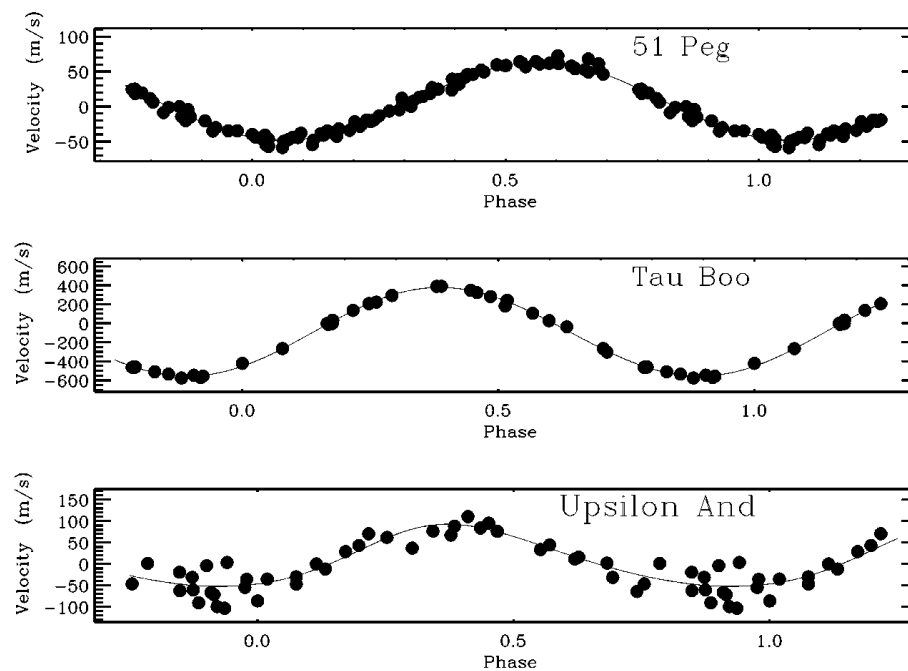


FIG. 2.1: Vitesse radiale en fonction de la phase orbitale pour 51 Peg, τ Boo et ν And (Marcy & Butler, 1998).

induites par Jupiter et Saturne (12.5 et 2.7 m s^{-1} , respectivement). Une planète de masse jovienne à 1 AU causerait une amplitude réflex de $28 \text{ m s}^{-1} \times \sin i$, ce qui est facilement détectable.

Quelles masses et rayons orbitaux sont détectables en utilisant la technique Doppler ? La détectabilité dépend du nombre de cycles orbitaux et du nombre d'observations par cycle. Pour les distances orbitales qui sont beaucoup plus courtes que la durée des observations, les techniques de Fourier permettent l'identification des amplitudes de vitesse qui sont comparables aux erreurs Doppler. Mais pour les périodes orbitales qui sont plus longues que la durée des observations, c'est-à-dire des périodes de plusieurs années, l'expérience montre qu'une détection sûre nécessite que l'amplitude soit ~ 4 fois plus grande que l'erreur Doppler. Pour une précision de 3 m s^{-1} , des amplitudes de 12 m s^{-1} sont donc tout juste détectables.

La technique Doppler est probablement limitée à une précision de 3 m s^{-1} , due à la limite de stabilité intrinsèque des photosphères stellaires. Les vitesses radiales réflex sont détectables dans les naines seulement avec la condition que leur surface présente des vitesses stables. La turbulence en surface et la pulsation pourraient interdire la détection des planètes géantes ou produire de fausses alarmes. Une étude détaillée de la stabilité des vitesses pour des étoiles naines de type F, G et K a été menée par Saar & Donahue (1997) et Saar *et al.* (1997). Ils ont montré que les spectres du flux photosphérique présentent une variabilité de la vitesse intrinsèque qui dépend de la période de rotation

de l'étoile.

Pour les naines de type solaire plus jeunes qu'un milliard d'années qui tournent en moins de 10 jours, la dispersion des vitesses s'élèvent à plus de 10 m s^{-1} . Pour des périodes de rotation typiques des naines du champ stellaire, de 10 à 30 jours, la variabilité de la vitesse rms chute de 15 à 3 m s^{-1} , respectivement. La cause probable de la variabilité sont les tâches qui tournent autour du disque stellaire et la variabilité magnétique à court terme sur la surface stellaire. Les naines froides de plus de 3×10^9 ans ont des spectres photosphériques qui varient de moins de 10 m s^{-1} RMS, suffisamment calme pour détecter un Jupiter. Le spectre du flux solaire présente une vitesse d'environ 4 m s^{-1} (McMillan *et al.*, 1993; Deming & Plymate, 1994).

2.2 Projets futurs

2.2.1 Astrométrie

Cette méthode repose sur le même principe que la vélocimétrie. Mais le mouvement oscillatoire de l'étoile n'est non plus détecté par les raies spectrales qu'elle émet. Il est directement observé dans le ciel. Le déplacement angulaire est proportionnel à la masse de la planète et à son rayon orbital, et inversement proportionnel à sa distance à l'étoile. Le mouvement r en μarcsec est donné approximativement par la formule :

$$r \approx 1000 \frac{M_p a_p}{M_* D} \quad (2.5)$$

M_p est la masse de la planète en masses joviennes (M_J), a_p le demi-grand axe en UA, M_* de l'étoile en masse solaire (M_\odot), et D la distance de l'étoile en pc.

A une distance de 10 pc, le Soleil semble osciller avec un déplacement relatif de $500 \mu\text{arcsec}$. Dans le Système Solaire, ce mouvement est principalement attribué à Jupiter, alors qu'Uranus induirait une oscillation vue de la même distance de $100 \mu\text{arcsec}$.

L'astrométrie privilégie la détection de planète à grande orbite, à 10-30 UA. Le centre de masse du système étoile+planète est alors plus éloigné de l'étoile, induisant un mouvement orbital relatif autour du centre de masse de plus grande amplitude. A l'instar de la méthode des vitesses radiales, la méthode astrométrique requiert au moins une révolution orbitale de la planète. Cependant, étant donné les rayons orbitaux, et donc les longues périodes orbitales, les programmes astrométriques nécessitent une période d'observation s'étalant sur plusieurs dizaines d'années (~ 30 ans pour une planète à 10 UA de son étoile parente). Dans tous les cas, la technique astrométrique offre au moins deux avantages :

- la détermination sans ambiguïté de la masse et de l'inclinaison orbitale de la planète.
- la détection de planètes de masse sub-jovienne, avec dans l'avenir une précision astrométrique inférieure à 0.1 mas .

Pravdo & Shaklan (1996) ont exposé une technique astrométrique très prometteuse avec des images CCD au télescope de 5 m du mont Palomar. La précision

est de 0.1 mas et peut être appliquée aux centaines de naines M dans le voisinage solaire, permettant ainsi la détection de planètes de masse saturnienne orbitant jusqu'à 5 UA autour de leur étoile.

Néanmoins, cette méthode qui est sujette aux vibrations des instruments de mesure n'a encore produit aucun résultat décisif.

2.2.2 Photométrie

2.2.2.1 Méthode des transits

Cette technique repose sur le transit de la planète devant le disque stellaire vu depuis notre système. Elle consiste en une chute de la lumière vue depuis la Terre, lorsque la planète passe devant l'étoile. Les chances de détecter le transit dépendent de l'orientation du système planétaire, de la distance orbitale de la planète r , et du diamètre de l'étoile parente d_* . Pour qu'un transit puisse se produire, l'inclinaison de l'orbite doit être proche de 90° :

$$\tan i > \frac{a}{R_*} \quad (2.6)$$

où a est le demi-grand axe de la planète et R_* le rayon de l'étoile.

La chute relative du flux stellaire $\Delta F/F$, donnée par le rapport des surfaces R_p^2/R_*^2 de la planète à l'étoile, s'étend de 10^{-4} pour une planète comme la Terre, à 10^{-2} pour Jupiter. R_* peut être estimé à partir du spectre de l'étoile, de la brillance et de la distance de l'observateur à l'étoile. La photométrie peut apporter de nombreux éléments d'informations sur la nature de la planète :

- Dès lors que le rayon de l'étoile est connu, on en déduit directement R_p . Ainsi, connaissant la masse de la planète (par méthode des vitesses radiales ou astrométrique), la méthode des transits livre des contraintes sur la nature de la planète (solide ou fluide).
- De la forme de la courbe de lumière on peut déduire la présence possible d'anneaux.
- Elle révèle la présence de satellites géants autour de la planète.
- Au cas où la planète orbite près de son étoile, le vent stellaire peut causer une queue "cométaire" dans l'atmosphère planétaire, révélant des raies d'absorption dans le spectre stellaire quand elle est illuminée par l'étoile au moment du transit (Coustenis *et al.*, 1998).

La faible probabilité des transits, proportionnelle au rapport R_*/a du rayon stellaire sur le demi-grand axe de l'orbite, doit être compensé par l'observation systématique d'un large échantillon stellaire.

2.2.2.2 Détection du flux réfléchi

Quand la planète passe à peu près derrière l'étoile, elle a une illumination relativement au flux stellaire $I/F = (A/4) \times (R_p/a)^2$. Une étude de la courbe de lumière donne accès à l'albédo A .

2.2.2.3 Observations au sol et depuis l'espace

Au sol, malgré une précision relativement faible ($> 0.2\%$), des *surveys* sur des petits télescopes de 0.3-0.8 m ont déjà commencé, pour détecter des Jupiter essentiellement. En revanche, les missions spatiales bénéficiant d'une précision photométrique accrue (10^{-4}) sont en préparation. En effet, dans l'espace, la précision photométrique est seulement limitée par le bruit de photons et par le bruit dû à l'activité stellaire. Le *Hubble Space Telescope* est prévu pour observer pendant 216 h, 20000 étoiles jusqu'à la fin 1999. Cette durée devrait permettre la détection de planètes orbitant au plus à 0.05 UA. Les missions Corot (CNES) et Kepler (NASA), quant à elles, devraient aussi permettre la détection de planètes telluriques ($R \simeq R_{\text{Terre}}$).

2.2.3 Autres méthodes de détection

On pourrait citer aussi le microlensing, comme candidat potentiel à la détection des exoplanètes. Cette méthode est basée sur la contribution à l'amplification gravitationnelle de la lumière émise par une étoile du fond du ciel, produite par une planète d'un système stellaire, en l'occurrence, alignée entre l'étoile du fond et l'observateur. Statistiquement, les chances de détecter de tels événements sont optimales quand les observations se font dans le bulbe galactique où la densité d'étoiles est accrue, c'est-à-dire à 8 kpc du Soleil. L'amplification est maximale lorsque la planète se trouve sur l'anneau d'Einstein de son étoile parente. Quand le système planétaire est à mi-distance D de l'observateur et de l'étoile distante (qui subit le microlensing), le rayon d'Einstein est donné par :

$$R_E = \sqrt{4GM_*D} \quad (2.7)$$

où G est la constante universelle de la gravitation, M_* la masse de l'étoile parente. Dans ces conditions les planètes qui seraient susceptibles d'être détectées se trouveraient alors à 4 kpc ($D=8\text{kpc}/2$). Comme le microlensing est basé sur l'occurrence d'événements aléatoires, le suivi du système est impossible. De plus, la détection des planètes se font pour des étoiles inconnues et lointaines (typiquement, quelques pc).

Les techniques de détection directe font plutôt l'objet de la dernière partie de ce travail. Le lecteur pourra y trouver un examen détaillé d'observations spectroscopiques de l'atmosphère de 51 Peg b.

Chapitre 3

Catalogue des exoplanètes connues à ce jour

Nul n'est besoin ici de faire une description exhaustive de toutes les planètes détectées. Les valeurs des paramètres physiques de ces objets sont données dans le tableau 3.1. La minuscule qui suit la dénomination du stellaire est utilisée lorsque l'objet a été indirectement détecté. C'est le cas pour tous les objets mentionnés dans le tableau. Notons simplement la présence d'un système planétaire triple autour de ν And (Marcy *et al.*, 1999; Noyes *et al.*, 1999). Les connaissances acquises sur la distribution des masses et des demi-grands axes des compagnons planétaires aideront à préciser le champ d'investigation de notre modèle d'atmosphère.

3.1 Distribution des masses

L'information sur la masse d'un compagnon est contenue dans le terme $m \sin i$ où m est la masse effective de la planète, et i l'angle d'inclinaison du plan orbital, qui reste inconnu. Pour des plans orbitaux orientés au hasard, la valeur attendue de la masse du compagnon est en moyenne $\langle m \rangle = \frac{4}{\pi} m \sin i$. Si les compagnons substellaires sont des naines brunes orbitant dans des plans très inclinés, les valeurs des $m \sin i$ pourraient alors s'apparenter à ceux trouvés pour des planètes. Il semble néanmoins que de tels cas, généralisés à un échantillon significatif de naines brunes, n'existent pas.

La distribution des $m \sin i$ pour les 20 planètes est illustrée dans la figure 3.1 (les données ont été collectées sur le site de Jean Schneider : <http://www.obspm.fr/planets>). Nous n'avons pas inclus dans cet histogramme les compagnons plus massifs que $13 M_J$ qui sont favorisés un programme de détection opéré avec une précision modeste de 300 m s^{-1} (Latham *et al.*, 1989; Mayor *et al.*, 1997). Les objets retenus ne souffrent pas de ce critère de sélection puisque la précision est dans ce cas meilleure ($\sim 10 \text{ m s}^{-1}$), mais leur détectabilité est plus faible à cause de leur masse relativement plus faible que celle des naines brunes.

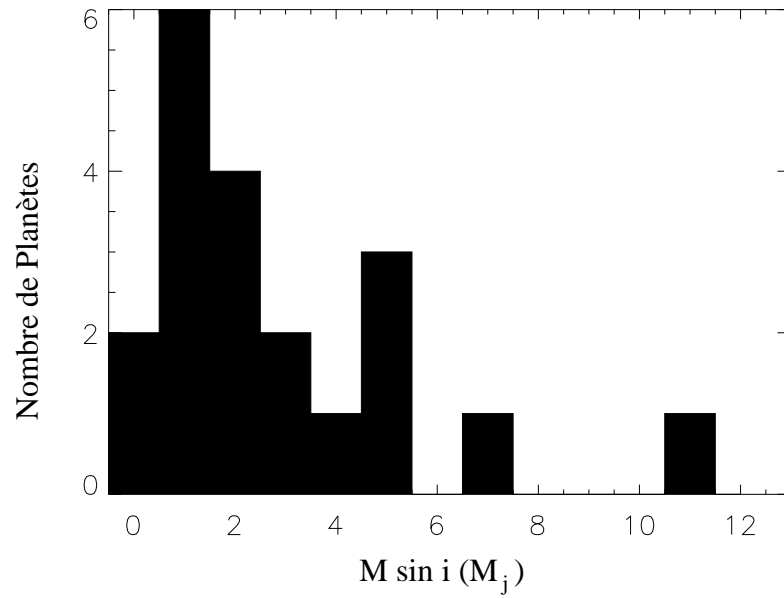


FIG. 3.1: Distribution de la masse des compagnons stellaires de masse inférieure à $13 M_J$ dès lors découverts.

Ces exoplanètes sont concentrées essentiellement autour de $1 M_J$, mais la distribution est significative jusqu'à $5 M_J$. Ce contingent révèle la variété des planètes géantes dans le voisinage du Système solaire.

TAB. 3.1: Paramètres des exosystèmes confirmés.

Etoile	Plan.	$M_p \sin i$	P	a	Excentricité	Année	Inventeur
HD187123	b	0.57 M_J	3.097 j	0.042 UA	0.03	1998	Butler <i>et al.</i>
τ Bootis	b	3.66 M_J	3.313 j	0.041 UA	0.00	1996	Butler <i>et al.</i>
HD 75289	b	0.42 M_J	3.510 j	0.046 UA	0.05	1999	Mayor et Quéloz
51 Pegasi	b	0.44 M_J	4.231 j	0.052 UA	0.01	1995	Mayor et Quéloz
ν Andromedae	b	0.71 M_J	4.617 j	0.059 UA	0.03	1996	Butler <i>et al.</i>
	c	2.11 M_J	241.2 j	0.83 UA	0.18	1999	
	d	4.6 M_J	1269 j	2.50 UA	0.41	1999	
HD 217107	b	1.3 M_J	7.1 j	0.07 UA	0.14	1998	Fisher <i>et al.</i>
ρ 55 Cancri	b	0.85 M_J	14.66 j	0.11 UA	0.04	1996	Butler <i>et al.</i>
GJ 86	b	4.90 M_J	15.84 j	0.114 UA	0.04	1999	Mayor <i>et al.</i>
HD 195019	b	3.43 M_J	1.83 j	0.136 UA	0.05	1998	Fisher <i>et al.</i>
ρ Coronae Borealis	b	1.10 M_J	39.6 j	0.230 UA	0.11	1997	Noyes <i>et al.</i>
Ross 780	b	2.10 M_J	60.9 j	0.210 UA	0.27	1998	Marcy <i>et al.</i> / Delfosse <i>et al.</i>
47 Ursae Majoris	b	2.45 M_J	1086 j	2.09 UA	0.11	1996	Butler & Marcy
16 Cygni B	Bb	1.67 M_J	803 j	1.61 UA	0.69	1996	Cochran <i>et al.</i>
HD 210277	b	1.28 M_J	437 j	1.15 UA	0.45	1998	Marcy <i>et al.</i>
HD 168443	b	5.04 M_J	57.9 j	0.28 UA	0.55	1998	Marcy <i>et al.</i>
70 Virginis	b	7.42 M_J	116.7 j	0.48 UA	0.40	1996	Marcy & Butler
14 Herculis	b	3.35 M_J	1654 j	2.5 UA	0.32	1998	Mayor <i>et al.</i>
HD 114762	b	11.02 M_J	84.0 j	0.351 UA	0.334	1989/1999	Latham <i>et al.</i> / Marcy <i>et al.</i>

TAB. 3.2: Caractéristiques des étoiles abritant une(des) planète(s).

Etoile	Type Spectral	T _{eff}	Distance	[Fe/H]	Luminosité	Masse
HD187123	G3V	5830 K	156 a.l	+0.16	1.35 L _☉	1.0 M _☉
τ Bootis	F9V	6550 K	51 a.l	+0.34	1.35 L _☉	1.0 M _☉
HD 75289	G0V	5970 K	94 a.l	+0.29	1.99 L _☉	1.05 M _☉
51 Pegasi	G5V	5750 K	50 a.l	+0.21	1.32 L _☉	1.05 M _☉
ν Andromedae	F6IV	6250 K	44 a.l	+0.17	3.33 L _☉	1.34 M _☉
HD 217107	G7V	5360 K	64 a.l	+0.29	1.32 L _☉	0.96 M _☉
ρ 55 Cancri	G8V	5250 K	41 a.l	+0.45	0.61 L _☉	0.95 M _☉
GJ 86	K0V	5250 K	36 a.l	-0.24	0.45 L _☉	0.79 M _☉
HD 195019	G3IV-V	5600 K	121 a.l	+0.3	2.35 L _☉	0.98 M _☉
ρ Coronae Borealis	G1.5Vb	5750 K	57 a.l	-0.29	1.80 L _☉	0.89 M _☉
Ross 780	M4V	3200 K	15 a.l		0.016 L _☉	0.32 M _☉
47 Ursae Majoris	G1V	5800 K	46 a.l	+0.01	1.82 L _☉	1.03 M _☉
16 Cygni B	G3V	5700 K	70 a.l	+0.06	1.33 L _☉	1.00 M _☉
HD 210277	G7V	5570 K	69 a.l	+0.24	0.93 L _☉	0.92 M _☉
HD 168443	G8IV	5430 K	123 a.l	-0.14	2.1 L _☉	0.95 M _☉
70 Virginis	G4V	5500 K	59 a.l	-0.03	2.86 L _☉	1.10 M _☉
14 Herculis	K0V	5100 K	59 a.l	+0.55	0.75 L _☉	0.79 M _☉
HD 114762	F9V	5950 K	132 a.l	-0.60	1.68 L _☉	0.75 M _☉

3.2 Formation des planètes proches de l'étoile

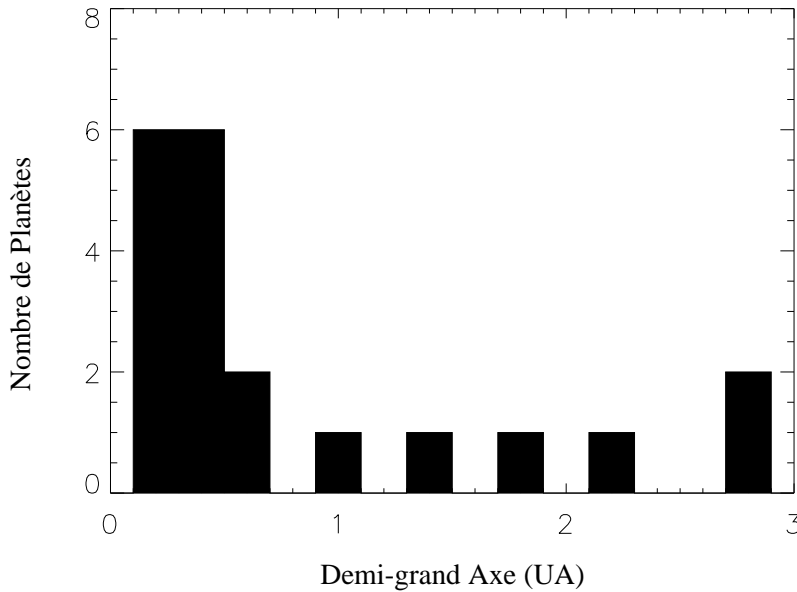


FIG. 3.2: Distribution des demi-grands axes.

L'histogramme de la figure 3.2 montre que les planètes détectées gravitent préférentiellement à des distances inférieures à 0.5 UA. C'est un résultat *a priori* surprenant pour des planètes de telle masse, et qui plus est en total désaccord avec la position des planètes géantes du Système Solaire sur lesquels les modèles de formation planétaire ont été élaborés dans le passé. Toutefois, ce résultat s'explique aussi par la sélectivité de la méthode. En effet, la méthode des vitesses radiales favorisent la détection des planètes aux orbites courtes. Dans ce cas, l'amplitude de la vitesse radiale est plus forte et la période d'observation est plus courte. Cependant, la capacité de l'instrument de Marcy et Butler pouvant détecter un Jupiter à 5 UA, n'enlève rien à ce résultat surprenant, qui, si le nombre de détections augmente, pourrait confirmer un scénario de migration des planètes à des distances orbitales plus basses que celle de Mercure ($a \simeq 0.39$ UA).

La position des planètes gravitant très près de leur étoile parente ($a < 3$ UA) n'est pas typique des planètes de masse jovienne. Leur existence suggère que leur migration orbitale a été importante. Le modèle de base de la formation du Système Solaire provient de son architecture dynamique, notamment les directions corrélées des vecteurs du moment angulaire et des orbites quasi-coplanaires et circulaires des planètes. L'architecture suggère un modèle dans lequel le Système Solaire s'est formé dans un disque Képlérien de gaz et de poussière, comme décrit dans des papiers par Wetherill (1990), Lissauer

(1993), Lin *et al.* (1996). Les disques du modèle contiennent de la poussière et du gaz moléculaire avec une diminution radiale en température et en densité, telle que les glaces (principalement des glaces d'eau) condensent au-delà de ~ 4 UA, triplant la densité des solides dans cette région.

La migration des protoplanètes dans les disques a été prédite bien avant la détection des planètes extrasolaires (Goldreich & Tremaine, 1980; Ward, 1981; Lin & Papaloizou, 1986; Ward & Hourigan, 1989; Artymowicz, 1993). Lin (1986) écrivait : "Une fois que la nébuleuse est tronquée par effet de marée, le gaz ne peut pas se propager des régions externes de la nébuleuse jusqu'à l'intérieur de l'orbite de Jupiter.". Cela implique qu' "éventuellement, la région interne de la nébuleuse transfère du moment angulaire à Jupiter moins rapidement que ne le fait Jupiter à la région externe, si bien que Jupiter perd du moment angulaire et tombe en spiralant vers le protosoleil". Un des scénarii de migration qui s'appliquent aux planètes de masse jovienne est le suivant. Quand la planète acquiert une masse de plus de $0.1 M_J$, elle crée un vide dans le disque. Les moments de torsion entre la planète et les bords internes et externes du vide, forcent la planète et la matière du disque visqueux à migrer vers l'étoile en quelques centaines de milliers d'années (si la planète s'est initialement formée vers 5 UA).

Lin *et al.* (1996) ont suggéré que les planètes de type 51 Peg b auraient pu se former initialement à des distances bien plus grandes que celles où elles sont à présent, en subissant ensuite cette migration orbitale vers l'étoile. Cette migration a pu cesser à environ 0.05 UA soit par des effets de marée avec le spin de l'étoile ou par une suppression de matière du disque intérieur par la magnétosphère stellaire. Les effets de marée entre la planète et l'étoile sont assez forts pour transférer le moment angulaire de l'étoile à l'orbite de la planète. La survie de ces Jupiter chauds par rapport à l'évaporation ou au *stripping* UV de l'enveloppe a aussi été considérée. La circularisation par effet de marée peut expliquer la faible excentricité pour les planètes très proches de l'étoile, mais n'a pas été effective pour les orbites de 55ρ Cnc, ρ CrB, ou 47 UMa (Marcy *et al.*, 1997).

Chapitre 4

Une inconnue... l'atmosphère

4.1 Enjeux de la connaissance des atmosphères planétaires

Si des observations directes ont permis d'établir un spectre de la naine brune Gliese 229 B, aucune détection directe ni même d'imagerie d'une planète extrasolaire n'a été accomplie à ce jour. C'est en cela qu'un modèle d'atmosphère, pourvu que cette atmosphère existe effectivement, se révèle nécessaire pour des prospectives observationnelles et par suite pour la caractérisation de la composition chimique de l'atmosphère de cette exoplanète. Puisque l'étude des planètes extrasolaires tire son origine de la découverte de 51 Peg b, nous allons insister sur cette planète, qui pour des raisons historiques mais aussi scientifiques liés notamment à sa position par rapport à l'étoile, est le compagnon planétaire extrasolaire pour lequel de nombreux nombreux papiers ont déjà été publiés.

Les molécules trouvées dans l'atmosphère d'une naine brune ou d'une planète extrasolaire apporte des contraintes sur la structure thermique de son atmosphère, la dynamique et la chimie qui prennent place dans ces objets. La composition d'une atmosphère planétaire statique, sans perturbation extérieure, tend vers l'équilibre thermo-chimique. Si bien qu'aux basses températures (~ 100 à 200 K) caractéristique de l'atmosphère supérieure des planètes géantes du Système Solaire, C se trouve sous forme de CH_4 , O sous forme de H_2O et N sous forme de NH_3 . A plus haute température, la thermo-chimie favorise CO , H_2O et N_2 .

Pour contraindre les mécanismes de formation planétaire, on mesure les rapports d'abondance des différents éléments condensables dans les atmosphères et on les compare aux valeurs solaires.

Vis-à-vis des contraintes observationnelles, un point crucial est que, si le modèle d'instabilité gazeuse prédit, tout au long de la formation et de l'évolution de la planète, une composition chimique globale identique à celle du Soleil et de la nébuleuse, le modèle de nucléation prévoit que les gaz émanant du coeur sont fortement enrichis en volatils (CH_4 , NH_3 , H_2O , ...) qui

étaient sous forme de glaces dans la nébuleuse. Dans ce dernier cas, on peut donc s'attendre à un enrichissement de l'atmosphère de la planète en éléments lourds.

Les mesures d'abondances moléculaires, obtenues depuis la Terre ou par la mission *Voyager*, montrent un enrichissement en éléments lourds des planètes géantes par rapport au Soleil. Ces résultats favorisent nettement le modèle de nucléation.

Pour autant, le modèle de nucléation ne répond pas à toutes les questions. Il semble en particulier difficile de former, par des calculs classiques d'accrétion de planétésimaux, Uranus et Neptune en un temps inférieur à l'âge du Système Solaire, et Jupiter en moins de 10^7 ou 10^8 ans (Safronov, 1969), alors que des considérations indépendantes concluent que Jupiter s'est formé avant les planètes telluriques. Certains pensent qu'il n'est pas certain que la convection soit ou ait été assez vigoureuse pour enrichir efficacement l'atmosphère en éléments lourds du coeur. Le modèle d'effondrement homogène évite ces deux écueils, et ses partisans proposent que l'enrichissement en C, N et P observé dans les planètes géantes est dû à un flux de quelques masses terrestres de planétoïdes postérieurs à leur formation. Le modèle de Pollack *et al.* (1986), développé sur cette idée, qui fait un peu la jonction entre les deux types de modèles, reproduit semi-quantitativement l'enrichissement en carbone (mais prédit une valeur trop grande pour Uranus), et prévoit en outre un rapport He/H₂ supérieur à la valeur solaire, dans Uranus et Neptune, de 6 et 15 % respectivement. La raison essentielle est que dans ce modèle, les planétoïdes sont supposés contenir les éléments lourds sous leur forme non-réduite; au contact de l'atmosphère, leur réduction consomme de l'hydrogène, menant à un enrichissement apparent en hélium.

Les écarts à la composition atmosphérique à l'équilibre sont tout spécialement intéressants. Les molécules telles que CO, PH₃, GeH₄ et AsH₃ ont été détectées dans l'atmosphère de Jupiter et Saturne à des abondances beaucoup plus grandes que celles attendues à l'équilibre thermo-chimique. La présence de ces molécules hors-équilibre est prise comme une preuve de la convection. Du fait que les temps caractéristiques des phénomènes convectifs sont plus courts que les temps caractéristiques d'équilibre chimique dans les couches profondes, ces molécules peuvent être extraites de l'intérieur de Jupiter et transportées vers l'atmosphère visible. CO a été détecté sur Neptune mais pas sur Uranus. Ces observations fournissent des informations sur la relative vigueur de la convection dans l'atmosphère des planètes géantes.

Le rayonnement solaire incident peut aussi produire des espèces importantes en non-équilibre. De nombreux hydrocarbures produits par les processus photochimiques sont trouvés dans les atmosphères des planètes joviennes du Système Solaire, incluant notamment C₂H₂ et C₂H₆, qui ne sont pas attendus autrement que par photodissociation du méthane. Ces molécules, pourtant relativement fragiles, sont présentes en quantité appréciables parce que le mélange vertical dans la stratosphère, où ces molécules se forment, est faible. Une riche variété de produits photochimiques sont attendus dans les atmosphères des planètes extrasolaires, particulièrement pour les planètes qui

reçoivent un intense flux ultraviolet.

4.2 L'atmosphère des EGPs proches de leur étoile primaire

Compte tenu de la proximité des planètes géantes gravitant à une distance orbitale inférieure à celle de Mercure, on peut se demander si ces planètes (appelées « Jupiter chauds ») ont pu retenir une atmosphère d'hydrogène.

La vitesse d'échappement thermique est définie comme la vitesse minimale que doit avoir le composant pour échapper à l'attraction gravitationnelle de la planète :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GmM}{R} \quad (4.1)$$

m est la masse de la particule (atome ou molécule) qui conduit directement à $V_e = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$. En appliquant ce résultat à 51 Peg b, on trouve $V_e \simeq 60 \text{ km s}^{-1}$.

Selon la théorie des gaz parfaits, toutes les particules ne se déplaceront pas avec la même énergie cinétique caractéristique. En réalité, leur énergie thermique est distribuée autour de $\frac{3}{2}kT$. La forme de cette distribution est une distribution de Maxwell-Boltzmann. La fraction de particules Δf , trouvée dans l'intervalle d'énergie $[E, E+dE]$ est déterminée par :

$$\Delta f \propto E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (4.2)$$

On trouve que très peu de molécules ont une énergie supérieure à l'énergie de libération $\frac{1}{2}mV_e^2$ et on peut donc conclure que l'échappement est négligeable dans ces conditions.

La température exosphérique est un diagnostic essentiel pour connaître l'évaporation de l'atmosphère qui entoure une planète. Dans ce cas, un modèle de la structure thermique externe est requis. L'exosphère est une région de l'atmosphère dans laquelle la probabilité de collision des particules est extrêmement faible. Le flux d'échappement commence à croître de façon notable au-dessus de l'exobase au bas de l'exosphère. L'exobase est définie comme le niveau atmosphérique où le libre parcours moyen des particules est égal à l'échelle de hauteur de pression $H = dz/d \ln P : l(r_c) = 1/QN(r_c) = H$. En première approximation, l'exosphère a une échelle de hauteur constante. Elle est située à un rayon r_c du centre de la planète défini par :

$$\int_{r_c}^{\infty} N(r)Qdr \approx QN(r_c)H = 1 \quad (4.3)$$

où $N(r)$ est la densité volumique des particules, Q la section efficace de collision, et H l'échelle de hauteur. Dans le cas de l'échappement de Jeans, où la distribution de vitesse des particules est maxwellienne, la formule de Jeans

donne le taux de particules qui s'échappent de l'atmosphère par évaporation thermique à partir de l'exobase :

$$F_{\text{Jeans}}(r_c) = \frac{N(r_c)U}{2\pi^{1/2}} e^{-\lambda(\lambda+1)} \quad (4.4)$$

où $U = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$ est la vitesse la plus probable de la distribution maxwellienne, et λ est le rapport de l'énergie d'échappement à la vitesse thermique la plus probable des particules ($\lambda = V_e^2/U^2$). L'échappement est donc d'autant plus important que λ est faible. Dans le cas de la planète 51 Peg b, avec une température exosphérique $T = 1200$ K par exemple, $M = 1 M_J$ et $R = 1.2 R_J$, on trouve : $\lambda \simeq 150$ pour des atomes d'hydrogène. On prend pour hypothèse que l'exosphère est quasi-isotherme. A titre indicatif, la région exosphérique de la Terre, où la température est de l'ordre de 800 K, est contrôlé par l'oxygène atomique. λ y vaut ~ 240 et le flux des particules quittant l'atmosphère n'est pas significatif dans le cadre de l'échappement de Jeans. Néanmoins, λ étant directement proportionnel à la masse de la planète et inversement proportionnel à la température, on ne peut pas trancher sur la fraction de l'atmosphère qui a été effectivement évaporée depuis la formation 51 Peg b. De plus, il est raisonnable de penser que, compte tenu de la proximité de la planète 51 Peg b à l'étoile, la température exosphérique de la planète, inconnue, soit bien plus élevée qu'une température de 1200 K prise pour le calcul précédent.

Le processus décrit ici ne s'applique qu'à l'échappement thermique mais il existe d'autres mécanismes qui peuvent entraîner la perte de ces atomes/molécules dans l'espace. Notamment, les photons UV d'origine stellaire peuvent transférer une fraction de leur énergie en énergie cinétique utilisée par les particules atmosphériques. Le chauffage induit par les collisions de particules subatomiques du vent stellaire contribue aussi à l'échappement.

La perte des particules représenteraient 1 % de la masse de la planète sur 9 milliards d'années, période pendant laquelle 51 Peg est sur la séquence principale (Guillot *et al.*, 1996). Par conséquent, 51 Peg b serait capable de retenir facilement son atmosphère. Il s'agit toutefois d'un calcul d'ordre de grandeur et il est envisageable que la perte de masse par échappement thermique soit bien supérieure.

Les particules atmosphériques peuvent avoir été emportées par le vent stellaire. Cette hypothèse dépend de la présence d'un champ magnétique intrinsèque à la planète et de son intensité. Pour ne citer que l'exemple du Système Solaire, on sait que le vent solaire est composé essentiellement de protons et d'électrons qui s'éloignent du Soleil à des vitesses significatives ($\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ à 1 UA). Dans le cas d'une planète géante gazeuse possédant une ionosphère, deux cas peuvent se présenter :

- si la planète possède un champ magnétique suffisamment fort, elle peut dévier le flux de particules du vent stellaire autour d'elle. Ce champ intrinsèque doit être assez fort pour que la pression qu'il exerce sur les

électrons et les protons du vent stellaire supplante la pression dynamique des particules du vent stellaire, ce qui se traduit par la condition :

$$\frac{B^2}{2\mu_0} \geq \rho v^2 \quad (4.5)$$

où B est la densité de flux magnétique du champ intrinsèque et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

- si la planète ne possède pas de champ magnétique intrinsèque, le champ électrique du vent solaire induira un courant dans la ionosphère duquel résultera un champ magnétique induit. Deux processus entrent alors en compétition : (i) les ions du vent stellaire échangent leurs charges positives avec les espèces neutres de l'atmosphère planétaire, ce qui résulte dans la capture de l'hydrogène par la planète ; (ii) le champ magnétique et électrique du vent stellaire accélère les ions atmosphériques (produits par les photons ou le bombardement du vent solaire) dans la direction du vent. A haute altitude, ces ions sont balayés par le vent, ce qui induit une perte de gaz atmosphérique par la planète.

L'échappement de Jeans (échappement thermique) et le vent stellaire ne sont pas les seuls processus physiques susceptibles de dépleteder l'atmosphère planétaire de ses constituants. On peut citer aussi l'échappement hydrodynamique. Aux hautes altitudes, en dessous de l'exosphère où le libre parcours moyen des molécules ne représente qu'une fraction de la hauteur d'échelle de l'atmosphère, le flux des atomes H et He, et des molécules H_2 peut entraîner avec lui des gaz plus lourds grâce au mouvement ascendant des gaz plus légers.

On peut définir un temps d'échappement caractéristique propre à chaque constituant atmosphérique. Néanmoins, c'est un sujet délicat dans la mesure où il nécessite une connaissance de la structure thermique de l'atmosphère de la planète et des mouvements verticaux qui peuvent enrichir les couches atmosphériques supérieures.

Connaissant le taux d'échappement d'un constituant i Φ_e^i (en nbre de part/cm²/s) et la densité-colonne N^i du constituant, on peut définir un temps d'échappement : $t_e = N^i/\Phi_e^i$. Mais comme suggéré précédemment, tout dépend des phénomènes convectifs qui ont lieu dans l'atmosphère et qui auraient pour effet de maintenir l'abondance absolue du constituant i . En conséquence, et pour que le travail de cette thèse ne soit pas vain, on suppose que la planète a pu retenir son atmosphère.

Chapitre 5

Aperçus des travaux existants de modélisation d'atmosphères des EGPs

Des travaux ont déjà été entrepris pour modéliser l'atmosphère des planètes extrasolaires géantes et/ou naines brunes. Parmi ceux-ci, on peut citer les travaux de Burrows *et al.* et de Seager & Sasselov. Leurs modèles ont donné lieu à publications dans l'*Astrophysical Journal*. Nous passons ici en revue les hypothèses et les ingrédients de ces modèles dont les résultats seront comparés le moment venu aux résultats de notre modèle d'équilibre radiatif. Le lecteur est bien entendu invité à consulter les publications référencées de ces deux équipes pour de plus amples détails.

5.1 Burrows *et al.*

Dans cette modélisation, les auteurs (Burrows *et al.*, 1997) traitent de manière similaire les planètes et les naines brunes, puisque les deux types d'objet peuvent avoir une température effective et une masse comparable. La modélisation est effectuée dans le cadre d'une théorie où les objets sont non-gris, de métallicité solaire. De plus, les objets du modèle sont isolés. Les effets de l'illumination stellaire ne sont donc pas considérés. En revanche, le chauffage de l'atmosphère du modèle provient de la source d'énergie interne de la planète/naine brune, dont la luminosité est déduite de sa température effective et du rayon de la planète/naine brune. Bien que la formation des naines brunes et des planètes soient différentes, leur structure thermique est modélisée non pas selon leur origine, mais selon leur masse, composition et leur âge. En effet, le mode de formation des naines brunes conduit à des métallicités probablement différentes de celles rencontrées dans les planètes, de même qu'à une période de rotation et des caractéristiques orbitales différentes. Le coeur des planètes géantes est de plus supposé être com-

posé de glaces et de roches, structure potentiellement différente du coeur des naines brunes dont les théories prédisent qu'elles naissent comme des étoiles, par effondrement gravitationnel. La raison invoquée pour traiter ces objets de la même manière est que c'est la masse, la composition (majoritairement de l'hydrogène moléculaire), et l'âge de ces objets, qui déterminent leurs signatures spectrales et leur évolution.

Nous ne ferons pas mention ici *in extenso* de l'étude de l'évolution de ces astres, traitée par Burrows *et al.*. Il s'agit d'un problème à part entière dont nous ne nous sommes pas préoccupés dans le développement de notre modèle. L'âge de la planète n'entre pas en compte dans notre modèle d'équilibre radiatif. L'âge conditionne, entre autres, l'énergie interne et le rayon de la planète/naine brune dans les théories d'évolution.

Les calculs ont été produits pour la détermination de la structure thermique de l'atmosphère de ces objets substellaires, leurs spectres et aussi leur évolution, pour des températures effectives de 100 à 1300 K. La masse des objets retenus dans les simulations s'étend de 0.3 M_J (masse de Saturne) jusqu'à 200 M_J .

Un modèle antérieur considérait que les objets substellaires émettaient comme des corps gris (Guillot *et al.*, 1996; Saumon *et al.*, 1996). Ce peut être une approximation acceptable dans le domaine infrarouge lointain, mais qui devient clairement fautive dans l'infrarouge et le visible aux températures attendues dans l'atmosphère des objets substellaires extrasolaires, à cause de la présence des bandes d'absorption moléculaires.

Les ingrédients du modèle sont les suivants :

- équation d'état du mélange métallique H/He et des espèces moléculaires
- code d'équilibre chimique et données thermodynamiques pour le calcul des fraction molaires
- diffusion et absorption par les espèces chimiques dominantes
- code d'atmosphère pour calculer les profils de température et identifier les zones radiatives et convectives.
- algorithme qui convertit la grille atmosphérique en conditions aux limites par les calculs d'évolution
- code de Henyey (code d'évolution initialement développé pour l'étude des intérieurs stellaires)
- code de transfert radiatif pour fournir le spectre émergent

Dans la pratique, le code d'atmosphère et le code de transfert sont couplés.

Les effets des nuages (formés par les espèces susceptibles de précipiter dans les modèles) sur la structure thermique et sur le spectre de l'atmosphère n'ont pas été inclus. Si une espèce a condensé, elle est laissée à sa pression de vapeur saturante. Autrement dit, les effets des nuages sur le transfert de rayonnement dans l'atmosphère n'ont pas été considérés. La condensation de CH_4 , NH_3 , H_2O , Fe et $MgSiO_3$ a été incluse.

L'atmosphère du modèle comprend 60 couches homogènes, planes et parallèles. Les niveaux atmosphériques qui séparent une couche d'une autre sont séparés quasi-logarithmiquement. La couche atmosphérique la plus profonde est située à 300 bars, et le haut de l'atmosphère du modèle à 0.5 mbar.

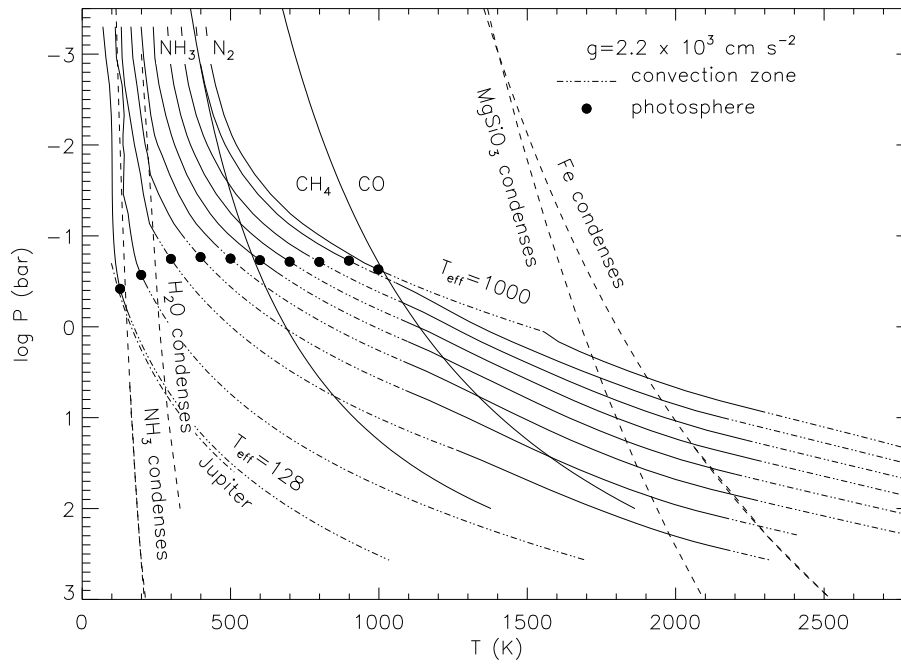


FIG. 5.1: Profils de température atmosphérique pour des planètes géantes de gravité en surface fixée à 2200 cm s^{-2} , et de température effective variable : $T_{\text{eff}}=1000, 900, 800, 700, 600, 500, 400, 300, 200$ et 128 K . Le dernier cas correspond à Jupiter (Burrows et al., 1997). Les profils sont comparés aux courbes d'équilibre thermo-chimique CO/CH_4 et N_2/NH_3 , ainsi qu'aux courbes de condensation de NH_3 , H_2O , MgSiO_3 et Fe . Les points en gras définissent la position de la photosphère, région de l'atmosphère du modèle non-gris dans laquelle la température locale T est égale à T_{eff} .

Le modèle considère un domaine spectral qui s'étend de $0.87 \mu\text{m}$ à $2.5 \mu\text{m}$. Un profil de température initial est ajusté jusqu'à ce que l'atmosphère soit en équilibre radiatif, au moins à chaque niveau de la région radiative de l'atmosphère. Dans le cas où des couches présentent un gradient de température excédant le gradient adiabatique, alors ce gradient est ramené à la valeur adiabatique et un nouveau profil de température est calculé.

La figure 5.1 présente les profils de température pour une planète avec une gravité similaire à celle de Jupiter. Les autres résultats se rapportent à des gravités plus proches de celles des naines brunes.

Les profils affichent une zone convective (en pointillé sur le graphe) en-dessous du niveau à $\sim 50 \text{ mbar}$, où le gradient de température devient égal à la valeur adiabatique. Les modèles les plus chauds ($T_{\text{eff}} \gtrsim 300 \text{ K}$) exhibent une seconde zone radiative entre 1500 et 2000 K , selon le modèle considéré.

Pour une métallicité solaire, l'équilibre thermo-chimique impose que la forme dominante du carbone en haut de l'atmosphère soit CH_4 et non CO (Fegley & Lodders, 1996), H_2O pour l'oxygène, et N_2 ou NH_3 pour l'azote, selon T_{eff} . L'hydrogène est principalement sous la forme H_2 . Les silicates et les

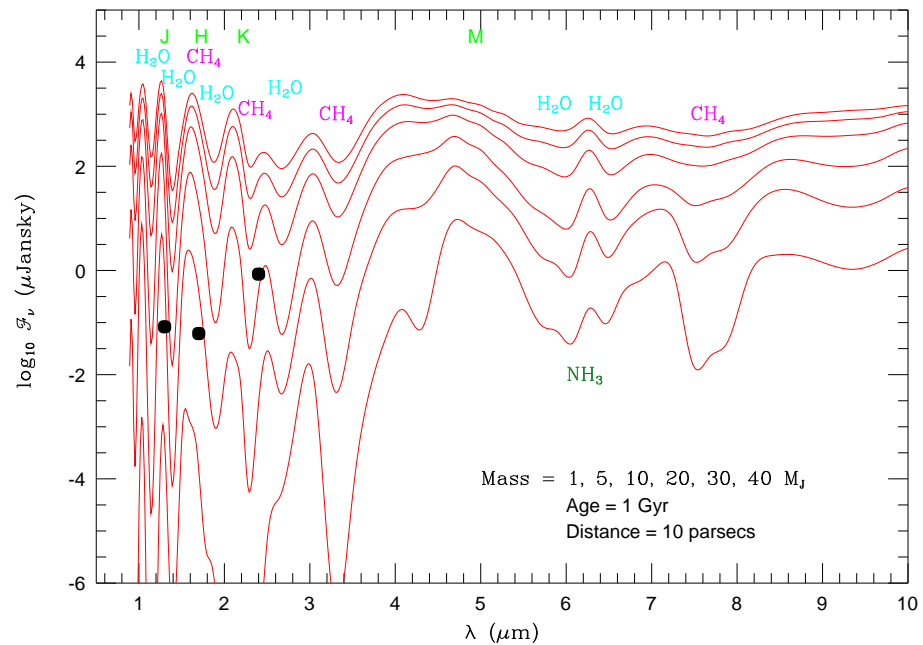


FIG. 5.2: Flux spectral à 10 pc, entre 1 et 10 μm , pour un objet âgé de un milliard d'années, de masse de 1 à 40 M_J . La position des bandes J, H, K et M ainsi que les principales bandes moléculaires qui composent le spectre, sont annotées en haut des courbes. La courbe du haut correspond à l'objet le plus massif, la courbe du bas, au moins massif (Burrows et al., 1997).

métaux sont attendus à des températures élevées et à de grandes profondeurs optiques. Notons que H_2O et NH_3 peuvent condenser pour des températures effectives inférieures à ~ 400 K et ~ 200 K, respectivement.

Des spectres à basse résolution, entre 0.9 et 2500 μm , ont été produits. Les spectres présentés ignorent les effets de l'opacité des nuages, et, comme précisé auparavant, les effets du rayonnement stellaire incident sur l'atmosphère. Les calculs d'évolution du modèle permettent de connecter, la température effective, la gravité, l'âge et la masse d'un objet. Une série de spectres est alors disponible et intègre ces quatre paramètres. La présence ou l'absence de nuages affecte fortement l'albédo des planètes et des naines brunes.

Les spectres du flux reçu sur Terre de la figure 5.2, entre 1 et 10 μm , couvrent un éventail d'objets substellaires situés à 10 pc, de masse de 1 à 40 M_J , mais d'âge fixé à un milliard d'années.

Bien que H_2O définisse en grande partie le spectre, ce dernier est modifié en substance par CH_4 et H_2 . Les motifs en absorption de CH_4 vers 1.65, 2.2 et 3.3 μm , sont bien visibles. La signature de NH_3 à 6 μm devient plus importante en-dessous de 250 K. La signature de CH_4 à 7.7 μm apparaît ici en absorption, contrairement à l'émission stratosphérique qu'on observe sur Jupiter.

5.2 Seager & Sasselov

Ces travaux apportent une originalité par rapport à ceux de Burrows *et al.*, en cela qu'ils intègrent les effets du rayonnement de l'étoile parente sur l'atmosphère planétaire, mais de tiennent pas compte des effets d'une source d'énergie provenant de l'intérieur planétaire.

Cette étude s'intéresse tout particulièrement aux planètes proches de leur étoile parente, et donc fortement illuminées par le rayonnement stellaire (Seager & Sasselov, 1998). La structure thermique est calculée pour un objet de température effective 1835 K (Fig. 5.3). Le profil de température diffère sensiblement de celui d'un objet isolé du type Burrows *et al.*. D'une part, la température atmosphérique est plus élevée au-dessus du niveau à $\sim 4 \times 10^5$ dyn cm⁻² que dans le cas de l'objet isolé, phénomène dû au chauffage par l'énergie stellaire (externe). De plus, le gradient de température au-dessus du niveau à 10^6 dyn cm⁻² est plus faible dans le modèle de Seager & Sasselov que dans celui de Burrows *et al.*.

Le spectre d'émission thermique et le spectre stellaire réfléchi ont été déterminés pour un cas particulier : la planète τ Bootis b avec $M \sin i = 3.87 M_J$, orbitant à 0.0462 UA d'une étoile de température effective $T_{\text{eff}} = 6600$ K.

L'atmosphère de ce modèle est traitée par un code développé initialement pour la modélisation de l'illumination des étoiles binaires, proches l'une de l'autre, et de température effective 4500-8000 K. Le transfert de rayonnement s'inscrit dans une atmosphère à géométrie plan-parallèle. Le code a été adapté pour des températures beaucoup plus basses, en ce qui concerne le traitement de l'équation d'état et le calcul des opacités.

Dans ce modèle, la valeur de l'albédo *a priori* n'est pas requise, puisque le transfert du rayonnement incident est traité dans l'atmosphère à travers les processus dépendant de la fréquence que sont l'absorption, l'émission et la diffusion.

H₂O est l'absorbant dominant dans l'infrarouge. TiO est présent partout dans l'atmosphère des modèles et sa condensation n'est pas prise en compte. Cependant, TiO n'apparaît pas dans les spectres à cause de la diffusion par les poussières de silicates mais son opacité contribue à la structure thermique. Les opacités de H₂-H₂ et H₂-He induites par collision sont aussi incluses, ainsi que la diffusion Rayleigh par H₂ et He. L'opacité de CH₄ est aussi calculé, d'après les données de la base GEISA.

Dans la littérature, les températures effectives T_{eff} des planètes en « orbite rapprochée » sont prises égales à la température d'équilibre T_{eq} de la planète à une distance D donnée de l'étoile centrale, et pour un albédo A donné (Guillot *et al.*, 1996) :

$$T_{\text{eq}} = T_{\star} (R_{\star} / 2D)^{1/2} [f(1 - A)]^{1/4} \quad (5.1)$$

avec T_{\star} température de l'étoile, R_{\star} rayon de l'étoile, et f coefficient égal à 1 si la chaleur est répartie uniformément sur la planète, égal à 2 si seule la partie éclairée rayonne l'énergie absorbée. Cette estimation de T_{eff} est en réalité une approximation, puisque, durant l'évolution d'une planète illuminée par une étoile parente ou bien pour les objets très massifs à faible distance orbitale,

$T_{\text{eff}} > T_{\text{eq}}$ à cause du flux interne de la planète/naine brune. De meilleures estimations de la température effective doivent être données par le traitement rigoureux de l'atmosphère de l'objet et par des modèles de l'intérieur planétaire.

Les propriétés absorbantes et diffusantes de la poussière affectent fortement l'atmosphère des EGP. Il devrait en résulter alors un rayonnement réfléchi plus ou moins intense dans le visible et le proche infrarouge selon la localisation de cette poussière dans l'atmosphère. De plus, la poussière est susceptible de piéger d'autres éléments constituant les molécules absorbantes de l'atmosphère, réduisant ainsi localement l'opacité de ces molécules et donc, altérant le profil de température. La figure 5.4 montre l'effet de la poussière (ici sous forme de silicate MgSiO_3 qui suit la courbe de condensation) sur le spectre réfléchi de τ Boo B : on y voit notamment l'augmentation du flux entre ~ 4000 et ~ 8000 Å, et aussi la réflexion de certaines signatures spectrales de l'étoile τ Boo A par l'atmosphère planétaire, comme la raie $\text{H}\beta$ à 4860 Å ou le doublet Ca II à 3932 Å. Globalement, bien que la quantité de silicate formée soit suffisante pour modifier le spectre en réflexion, elle n'est pas suffisante pour diminuer ni l'opacité de H_2O ni celle de TiO.

Plus généralement, le spectre montre que les motifs d'absorption stellaires sont réfléchis par l'atmosphère de la planète dans la région UV proche, car il s'agit de la région spectrale où la diffusion Rayleigh de H_2 domine devant l'absorption. La remontée du flux en-dessous de 4220 Å est due à la dépendance en λ^{-4} de la diffusion Rayleigh.

Une des conclusions de ce travail est que le flux de l'EGP éclairée par une étoile parente est plus intense, dans les régions spectrales où la diffusion a lieu, que celui d'un objet isolé. L'effet est d'autant plus marqué que la différence de température entre le/la compagnon planétaire/naine brune et l'étoile centrale est grande.

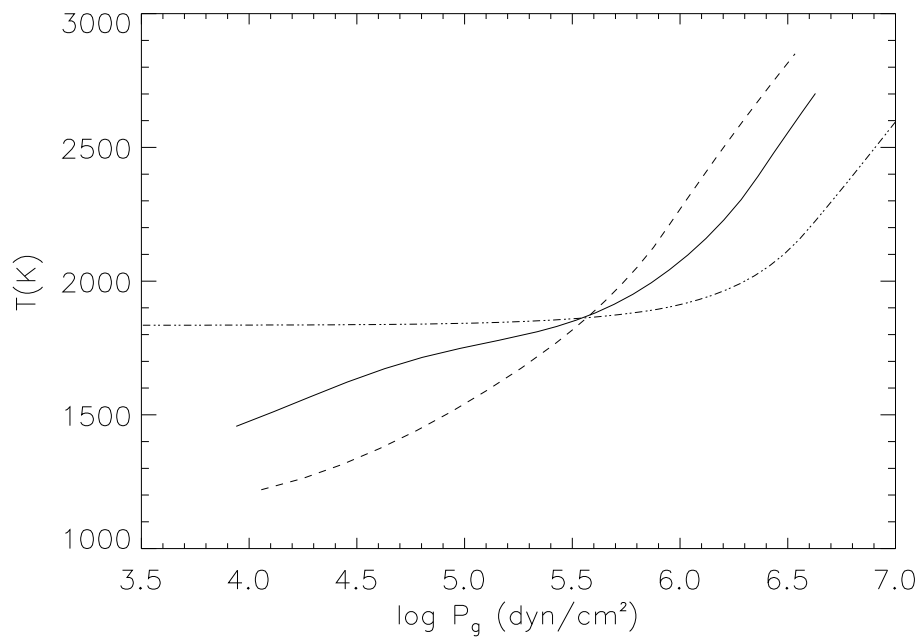


FIG. 5.3: Profils de température d'un objet substellaire à $T_{\text{eff}} = 1835 \text{ K}$ pour différents modèles : en trait plein, pour un transfert radiatif détaillé (Seager & Sasselov, 1998), en pointillé, avec la condition aux limites T_{eq} en haut de l'atmosphère, en tiret, pour une naine brune isolée.

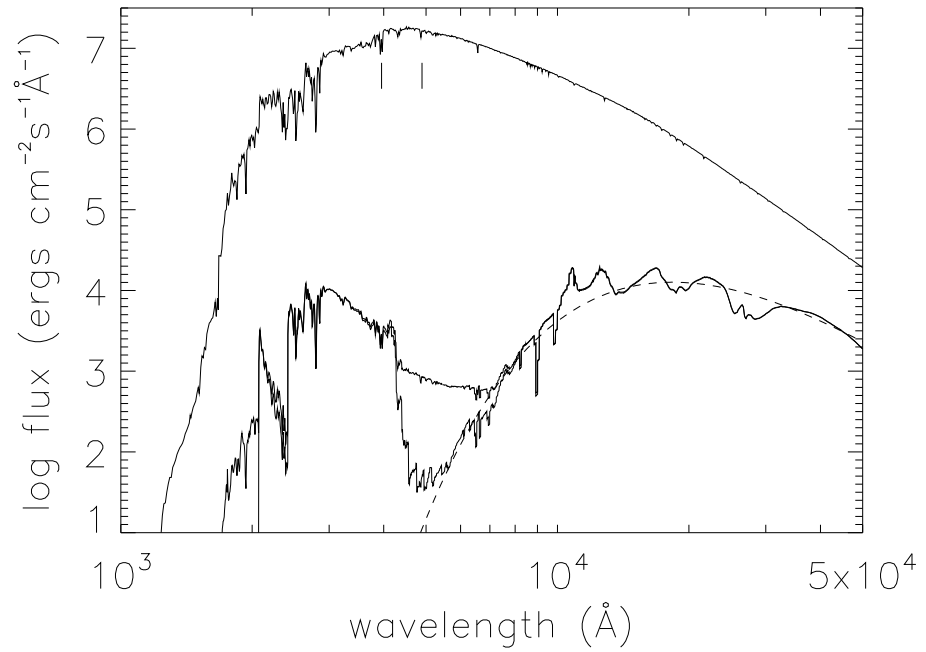


FIG. 5.4: Spectre de réflexion stellaire et spectre thermique, à basse résolution, calculés pour τ Boo. Le spectre du haut est celui de l'étoile τ Boo A. La courbe du bas, en trait fin, correspond au cas où la poussière de silicate est incluse. La courbe en bas, en trait plus épais, illustre le cas sans poussière. La courbe en tiret correspond à un corps noir de température 1580 K.

Deuxième partie

Modèle d'équilibre radiatif

Sommaire

6	Hypothèse sur l'étoile et la planète	55
7	Les bases du modèle	57
7.1	composition chimique de l'atmosphère gazeuse	57
7.2	Nature des nuages au bas de l'atmosphère	62
7.2.1	Généralités	62
7.2.2	Réactions de condensation	63
7.3	Synoptique du modèle	65
8	Transfert radiatif : calcul des opacités	67
8.1	Chauffage de la planète	68
8.2	Refroidissement de la planète	69
9	Réflectance du nuage au bas de l'atmosphère	71
10	Méthode numérique	75

Chapitre 6

Hypothèse sur l'étoile et la planète

Dans cette étude nous n'envisageons la présence que d'une planète géante gravitant autour de l'étoile. L'objet planétaire est supposé en orbite parfaitement circulaire. Comme nous nous intéressons à la détermination du profil thermique *moyen* de l'atmosphère, les effets saisonniers dus à l'inclinaison du plan équatorial de la planète par rapport au plan orbital de la planète ne sont pas considérés. Bien que certaines des planètes du tableau 3.1 possèdent des excentricités variables, nous ne tenons pas compte de ce paramètre, qui peut contribuer avec l'inclinaison du plan de rotation par rapport au plan orbital, aux variations saisonnières de la structure thermique.

Il est vraisemblable que la planète soit en phase avec l'étoile, ce qui veut dire que pour une révolution complète, la planète présente toujours la même face à son étoile, comme c'est le cas pour la Lune autour de la Terre. On suppose alors que l'énergie stellaire incidente sur la planète, stationnaire, est redistribuée sur toute la planète, côté sombre compris, par des processus atmosphériques dynamiques tels que les vents zonaux.

D'un point de vue énergétique, on suppose que la planète ne possède pas de source d'énergie interne, ou tout au moins qu'elle est négligeable devant le chauffage stellaire. On suppose que le flux d'énergie incident d'origine stellaire prédomine devant le flux d'énergie intrinsèque de la planète, si bien que la structure thermique de l'atmosphère est due au chauffage stellaire et au refroidissement de l'atmosphère à travers les bandes d'absorption des espèces moléculaires. Cette hypothèse peut être justifiée si la planète orbite près de l'étoile, mais peut ne plus l'être si la distance orbitale augmente. Néanmoins, les travaux de Guillot *et al.* (1996) indiquent que l'intensité du flux d'énergie interne est relativement faible par rapport au flux stellaire après 8 milliards d'années.

Dans le Système Solaire, la planète dont la source interne est la plus intense est Jupiter. Celle-ci est du même ordre que l'énergie solaire qu'absorbe la planète à 5 UA. Pour une planète comme 51 Peg b, orbitant 100 fois plus près de son étoile, un tel flux est négligeable devant le flux stellaire incident. Si on peut

raisonnablement considérer qu'après 8 Ga, la luminosité de 51 Peg b est semblable à celle mesurée dans Jupiter ($\sim 5 \times 10^{24} \text{ erg s}^{-1}$), alors le rapport de l'énergie interne de la planète à l'énergie stellaire incidente serait de l'ordre de 1/10000.

Les effets de marées de l'étoile primaire sur la planète sont aussi négligés. Le mouvement de matière exercé par les forces de marée sur l'ensemble de la planète et qui est dominant dans l'axe étoile-planète dissipe de l'énergie de nature gravitationnelle, qui contribue à l'énergie intrinsèque de la planète.

Les modèles ont été calculés pour une planète de 1 rayon jovien (R_J) et de 1 masse jovienne (M_J). Cependant, des simulations ont aussi été faites pour 51 Peg b avec les masses $0.5 M_J$ et $2 M_J$.

L'étoile au centre du système est de type solaire pour toutes les planètes modélisées dans le cadre de ce travail. Sa masse est de $1 M_\odot$, son rayon de $1.2 R_\odot$, et sa température effective d'environ 5770 K. Ce sont en réalité les valeurs caractéristiques de 51 Peg A. Nous supposons le spectre de l'étoile similaire à celui du Soleil. Le flux stellaire a été alors calculé d'après les valeurs de la température de brillance du disque solaire en fonction de la longueur d'onde, données dans Pierce & Allen (1997). Cette approche est plus réaliste que considérer un spectre de corps noir à 5770 K, bien que nous ne tenions pas compte de la structure fine du spectre qui compte de nombreuses raies atomiques.

Chapitre 7

Les bases du modèle

La modélisation de l'atmosphère planétaire nécessite trois éléments, essentiellement :

- la composition chimique *a priori*
- un modèle d'atmosphère
- un code de transfert radiatif

L'atmosphère du modèle est limitée en bas par un nuage optiquement épais dont on définira la nature chimique et les propriétés optiques. Au-dessus de ce nuage, l'atmosphère est supposée purement gazeuse et non polluée par de la poussière. L'inclusion de la poussière aurait une influence certaine sur la diffusion et l'absorption du rayonnement stellaire incident, de même que sur le flux thermique émergent dans l'infrarouge lointain. Ceci impose donc comme seule source de diffusion la diffusion Rayleigh par le gaz. Quant à l'absorption, elle est assurée par les bandes spectrales des espèces gazeuses, et varie fortement avec le niveau de pression considéré. La composition chimique de cette région sera discutée, avec pour base des considérations sur les abondances élémentaires dans la nébuleuse solaire primitive.

7.1 composition chimique de l'atmosphère gazeuse

Le chauffage stellaire et l'émission thermique sont fortement dépendants de la composition chimique de l'atmosphère, pour laquelle les opacités sont calculées.

En l'absence d'information sur le mode de formation de la planète, les abondances élémentaires de l'atmosphère de l'exoplanète sont considérées comme solaires. L'atmosphère conserve en nombre relatif les éléments présents dans la nébuleuse stellaire. Les travaux de Anders & Grevesse (1989) constituent une référence fiable en ce qui concerne l'abondance des éléments dans le Système Solaire. Cette compilation rassemble les données acquises à la fois des météorites, de la photosphère, de la couronne et du vent solaire. Cette référence est couramment utilisée, notamment dans la modélisation des planètes extrasolaires et des objets substellaires en général. Ce sont donc ces valeurs d'abondance qui vont servir à dresser la composition chimique

Elément	Abondance (atomes/ 10^6 Si)
^1H	2.79×10^{10}
^2He	2.72×10^9
^6C	1.01×10^7
^7N	3.13×10^6
^8O	2.37×10^7
^{12}Mg	1.07×10^6
^{14}Si	10^6
^{16}S	5.16×10^5
^{26}Fe	9×10^5

TAB. 7.1: Abondance des éléments classés par Z croissant, en nombre d'atomes pour 10^6 atomes de Si. Les valeurs sont celles de Anders & Grevesse (1989).

de l'atmosphère des objets modélisée dans le cadre de ce travail. La table 7.1 répertorie les nucléides, par Z croissant, dont l'abondance solaire est supérieure ou égale à 0.5 fois celle du silicium (Si). Ce critère fixe une limite supérieure sur le nombre sources d'opacité en phase gazeuse à prendre en compte dans le modèle. Cette liste comprend, plus précisément, d'une part les atomes constitutifs des espèces moléculaires attendues dans l'atmosphère, et d'autre part les éléments réfractaires susceptibles de se combiner pour condenser potentiellement sous une forme moléculaire plus complexe dans l'atmosphère. Ces valeurs incluent aussi l'abondance des isotopes naturels de chacun des éléments. Elles sont données pour 10^6 atomes de silicium.

Dans le Système Solaire, des mesures ont montré que les abondances de certains éléments dans l'atmosphère de Jupiter ne sont pas solaires. Ceci est dû en partie aux mécanismes de formation de la planète. Les phénomènes dynamiques atmosphériques peuvent être aussi responsables des écarts aux fractions molaires représentatives de la nébuleuse solaire.

Les espèces moléculaires les plus abondantes attendues dans l'atmosphère sont rassemblées dans la Table 7.2. Parmi toutes ces molécules, certaines ne sont pas retenues, soit parce qu'elles sont spectroscopiquement inactives, soit parce qu'elles ne possèdent pas de bandes d'absorption suffisamment fortes pour jouer un rôle déterminant dans le budget radiatif.

Plus précisément, l'hydrogène se trouve sous la forme d'abord de H_2 , puis de H_2O , H_2S et CH_4 . Le carbone se partage entre les constituants moléculaires CO et CH_4 . Selon le critère retenu pour le choix des molécules constituant l'atmosphère, l'oxygène se trouve sous la forme de CO et H_2O . En estimant l'abondance de chacun de ces espèces moléculaires, nous justifierons plus loin pourquoi nous négligeons la présence de CO_2 dans l'atmosphère. Le soufre enfin est principalement présent sous forme de H_2S (détecté par Galileo). Le sulfure d'hydrogène H_2S présente des bandes intenses ($2\nu_2$, ν_1 et ν_3) autour de 2500 cm^{-1} et pourrait *a priori* contribuer à l'absorption dans l'infrarouge (Fig. 7.1).

L'intensité de ces trois bandes s'évalue à $S_{tot} = 3.6 \times 10^{-20} \text{ cm moléc}^{-1}$ à 296 K (Lechuga-Fossat *et al.*, 1984) sur une largeur $\Delta\sigma = 500 \text{ cm}^{-1}$ (Bykov *et al.*, 1994). Dès lors l'absorption moyenne sur cette largeur est $S_{tot}/\Delta\sigma \simeq$

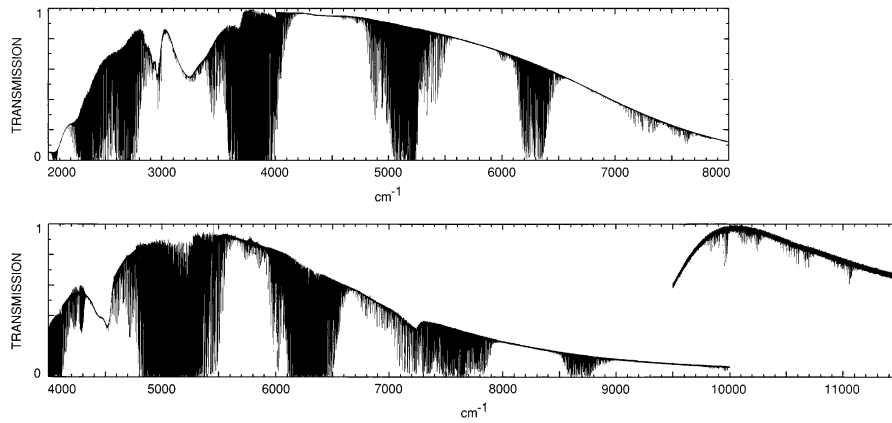


FIG. 7.1: Spectre d'absorption de H_2S dans l'infrarouge (Bykov et al., 1994).

$7 \times 10^{-23} \text{ cm}^2 \text{ moléc}^{-1}$. Bien que cette valeur soit comparable à celle fournie par la vapeur d'eau dans cette région spectrale (voir Fig. 11.2), H_2S est environ 50 fois moins abondant que l'eau pour une composition solaire et peut donc être négligé. H_2S a donc été exclue des calculs d'opacité du modèle.

Molécule	Rapport d'abondance	Source des données spectrales	γ_0 ($\text{cm}^{-1} \text{atm}^{-1}$)	n
H_2	0.85	Borysow <i>et al.</i> (1989) Borysow & Frommhold (1989, 1990) Zheng & Borysow (1995)		
He	0.15	Borysow <i>et al.</i> (1989) Borysow & Frommhold (1989)		
H_2O	(1)	Partridge & Schwenke (1997)	0.080	0.85
CO	(1)	ce travail	0.060	0.70
CH_4	(1)	TDS (Tyuterev <i>et al.</i> , 1994) Fink <i>et al.</i> (1977) Strong <i>et al.</i> (1993)	0.071	0.55
N_2	(2)	(3)		
NH_3	(2)		0.075	0.73
H_2S	3.6×10^{-5}	(3)		
PH_3	6.2×10^{-7}	GEISA (Jacquinet-Husson <i>et al.</i> , 1998)	0.093	0.73

(1) déterminé à partir de l'équilibre chimique entre CO, CH_4 et H_2O avec $H_2O + CO = 1.42 \times 10^{-3}$ et $CH_4 + CO = 6.03 \times 10^{-4}$

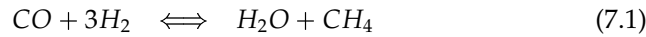
(2) déterminé à partir de l'équilibre chimique entre N_2 et NH_3 avec $2N_2 + NH_3 = 1.88 \times 10^{-4}$

(3) pas de calcul raie-par-raie

TAB. 7.2: Composition atmosphérique et données moléculaires.

La composition atmosphérique est dominée par les molécules H_2 et par les atomes He. Les fractions respectives des deux composants sont respectivement 0.85 et 0.15. Les composants mineurs sont les molécules plus complexes, structurées autour du carbone, de l'oxygène et de l'azote. L'oxygène est essentiellement sous la forme H_2O et CO, le carbone sous la forme CO et CH_4 , l'azote se présente soit sous la forme N_2 , soit sous la forme d'ammoniac NH_3 . La prédominance de l'une ou l'autre de ces espèces chimiques est contrôlée par l'équilibre thermochimique.

Les réactions d'équilibre thermochimiques mettant en jeu les composants moléculaires *mineurs* sont les suivantes :



De plus, la conservation des éléments s'écrit :

$$q_{H_2O} + q_{CO} = q_O \quad (7.3)$$

$$q_{CH_4} + q_{CO} = q_C \quad (7.4)$$

$$q_{NH_3} + 2q_{N_2} = q_N \quad (7.5)$$

En tant que molécule homonucléaire, N_2 ne possède pas de transitions roto-vibrationnelles (rotationnelles-vibrationnelles) et ne nécessite pas d'être incluse dans le modèle. Si elle était suffisamment abondante à haute pression, les collisions avec H_2 et He notamment pourraient donner lieu à l'apparition d'un moment dipolaire induit qui pourrait absorber le rayonnement dans l'infrarouge lointain. L'azote étant partagé entre N_2 et NH_3 selon la réaction 7.2, le calcul à l'équilibre thermochimique montre que N_2 prédomine devant NH_3 pour des Jupiter chauds de température effective ~ 1300 K. Même aux faibles températures dans la troposphère supérieure, l'abondance attendue de NH_3 est trop faible pour altérer substantiellement, si ce n'est le spectre, en tout cas le profil de température de la planète.

Néanmoins, dans certaines bandes spectrales, l'ammoniac est un traceur des niveaux profonds et chauds de l'atmosphère des planètes géantes de notre système. L'ammoniac est le quatrième constituant atmosphérique le plus abondant des atmosphères observables de Jupiter et Saturne, après l'hydrogène, l'hélium et le méthane. Son rapport d'abondance est attesté par la présence de nombreux motifs spectraux en absorption dans les spectres infrarouges de ces planètes. Notamment dans la région à $4 \mu m$, l'absorption de l'ammoniac qui y est observé, provient d'abord de la bande du système $3\nu_2/\nu_2 + \nu_4$ de NH_3 . Cette région est particulièrement intéressante dans Jupiter et Saturne puisque c'est une région spectrale de transparence relative, où l'absorption par les nuages est faible, et qui permet ainsi de sonder les niveaux profonds de ces planètes. Dans l'atmosphère des Jupiter chauds au contraire, le domaine de température attendu devrait empêcher la présence de NH_3 en abondance significative, et à l'absence de signatures dans les spectres émergents.

L'atmosphère du modèle est donc composée des gaz majeurs : hydrogène et hélium, et des gaz mineurs : H_2O , CO , CH_4 et NH_3 . Bien que CH_4 soit inclus dans le modèle, on peut noter que la température attendue ($T_{\text{eff}} \simeq 1200 \text{ K}$) dans l'atmosphère des planètes orbitant très près de l'étoile centrale (comme 51 Peg b) devrait favoriser CO par rapport à CH_4 , d'après la réaction 7.1.

Munis de cela et d'un profil de température $T(P)$, les fractions molaires des composants chimiques peuvent être calculés dans toutes les couches de l'atmosphère du modèle dans l'hypothèse d'équilibre thermochimique.

7.2 Nature des nuages au bas de l'atmosphère

7.2.1 Généralités

La formation nuageuse est un problème complexe de la physique atmosphérique. Mais il est très important d'identifier les processus physico-chimiques qui conduisent à la formation des nuages dans l'atmosphère. En effet, les nuages influent sur la structure thermique de l'atmosphère ainsi que sur l'albédo de la planète, en atténuant ou en augmentant le flux stellaire réfléchi. On comprend aisément qu'un nuage très réfléchissant en haut de l'atmosphère réfléchit plus de lumière qu'un nuage ayant les mêmes propriétés optiques mais situé plus en profondeur. Dans l'infrarouge particulièrement, le rayonnement stellaire incident qui pénètre une atmosphère non contaminée par de la poussière ou par des couches nuageuses est absorbée avant d'être réfléchi par un nuage en profondeur.

Lorsque l'équilibre thermochimique est satisfait, la condensation des éléments réfractaires, en phase solide ou liquide, varie beaucoup plus vite en fonction de la température qu'en fonction de la pression puisque la constante de réaction varie comme $e^{-\Delta H/T}$ (ΔH est l'enthalpie de formation) et comme une puissance α de la pression, P^α . Il est donc naturel de préciser la région de formation des condensats en terme de température plutôt qu'en terme de pression.

Dans la troposphère, la température décroît avec l'altitude. Différents éléments réfractaires peuvent alors condenser successivement. Ti, Al, Zr et V condensent entre 2000 et 2500 K. Plus haut, donc à des températures plus faibles apparaissent les condensats de fer Fe, de silicium Si et magnésium Mg. Fe et les silicates de magnésium condensent au-dessus de 1500 K aux pressions considérées ($\sim 1 \text{ bar}$). Parmi ces éléments lourds, le nuage de fer est le plus profond. Au-dessus, on trouve les nuages de silicate : la forstérite Mg_2SiO_4 et l'enstatite MgSiO_3 . Finalement, le Si restant après la formation de ces nuages peut condenser en quartz SiO_2 . En ce qui concerne les Jupiter chauds, la température attendue dans la troposphère ne descend pas au-dessous de 500 K ; par conséquent, les espèces gazeuses mineures, eau et ammoniac en particulier, pour lesquels les points de condensation sont inférieurs à 300 et 200 K respectivement, ne condensent pas dans l'atmosphère. Ceci n'est pas le cas dans les planètes géantes du Système Solaire, plus froides.

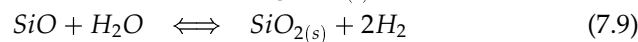
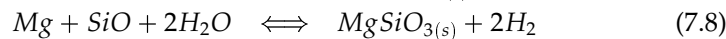
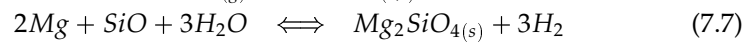
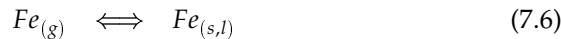
Dans notre modèle, une unique couche nuageuse optiquement épaisse couvre la planète entière. Le nuage est caractérisé par une seule taille de parti-

cule. Bien qu'il existe sans nul doute une distribution de la taille des particules (Burrows *et al.*, 1997), elle est complètement inconnue à ce jour en l'absence de données précises des processus microphysiques qui gouvernent la structure nuageuse dans l'atmosphère de ces objets.

Le nuage possède une réflectivité variable avec la longueur d'onde, que l'on calcule à partir des propriétés optiques du matériau et de la taille de particule. Il constitue la limite inférieure de notre modèle. Les processus d'absorption et de diffusion à l'intérieur de ce nuage ne sont pas étudiés ici.

7.2.2 Réactions de condensation

La formation du nuage de fer ou de silicates est susceptible de se produire en suivant les réactions nettes :



Les indices g,s et l indiquent respectivement la phase vapeur, solide et liquide.

En considérant des abondances élémentaires solaires, les niveaux de température de condensation sont 1950 K pour Fe, 1800 K pour Mg_2SiO_4 , 1750 K pour $MgSiO_3$ et 1650 K pour SiO_2 . Dans ces réactions, la plupart du SiO est consommé pour former les nuages de Mg_2SiO_4 et $MgSiO_3$. La partie de SiO restant permet alors la formation d'un nuage de SiO_2 très près du niveau de condensation de $MgSiO_3$. Nous n'avons pas inclus le nuage de quartz dans notre modèle à cause de l'absence de bonnes données spectroscopiques dans le visible et proche-infrarouge. Les courbes de condensation de Fe, Mg_2SiO_4 et $MgSiO_3$ pour une abondance solaire élémentaire sont visibles sur la figure 7.2.

Les données thermochimiques, notamment l'entropie et l'enthalpie de formation, impliquées dans le calcul des niveaux de condensation des nuages, sont tirées des *JANAF thermochemical tables* (Chase *et al.*, 1985).

Les profils d'équilibre de condensation des espèces retenues dans le modèle se calculent en utilisant la loi d'action de masse. L'illustration de la méthode est appliquée à la réaction 7.8, par exemple.

A une température T, l'énergie libre de formation de la réaction s'écrit :

$$\Delta G_f^\circ(T) = \Delta H_f^\circ(T) - T\Delta S_f^\circ(T) \quad (7.10)$$

où ΔH_f° et ΔS_f° sont, respectivement, l'enthalpie libre et l'entropie libre de formation de la réaction. A l'équilibre, on a : $\Delta G_f^\circ(T) = -RT \ln K_p$ où K_p est la constante de réaction. K_p s'exprime en fonction des pressions partielles p_i des constituants i ou en fonction de leur abondance respective q_i et de la pression

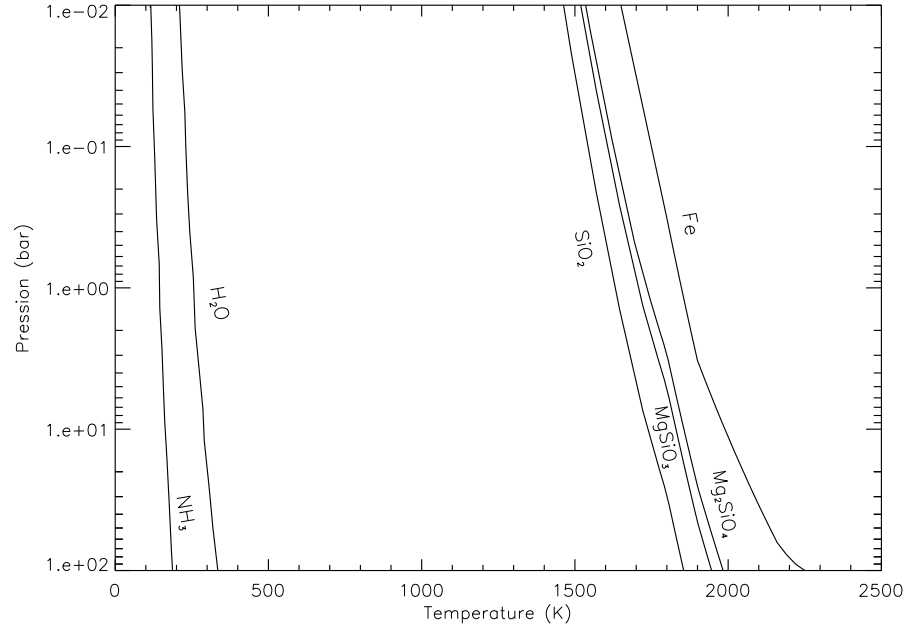


FIG. 7.2: Courbes de condensation des composés condensables retenus dans le modèle. On a donné aussi les courbes de condensation de l'eau et de l'ammoniac, pour comparaison.

totale P :

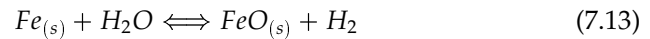
$$K_p = \frac{p_{H_2}^2}{p_{Mg} p_{SiO} p_{H_2O}^2} \quad (7.11a)$$

$$= \frac{q_{H_2}^2}{q_{Mg} q_{SiO} q_{H_2O}^2} \frac{1}{P^2} \quad (7.11b)$$

En combinant 7.10 et 7.11b, on obtient donc le profil de condensation T(P) de $MgSiO_3$ en résolvant (par itérations successives) :

$$T_c = \frac{\Delta G_f^\circ(T_c)}{R} \frac{1}{\ln \left(\frac{q_{Mg} q_{SiO} q_{H_2O}^2}{q_{H_2}^2} P^2 \right)} \quad (7.12)$$

Ajoutons quelques commentaires concernant le fer et les silicates réfractaires. Le fer en phase vapeur condense sous forme métallique (solide) jusqu'à 1800 K. Ensuite il devient liquide. D'autre part, Le fer métallique peut être oxydé par la vapeur d'eau à basse température selon la réaction :



Mais la condensation de FeO (wuestite) n'est pas susceptible de se produire au-delà de 400 K pour des abondances élémentaires solaires. Pour des Jupiter chauds, on peut judicieusement supposer que la wuenstite ne peut pas constituer un nuage dense au bas de l'atmosphère en tant que limite physique inférieure du modèle. Les condensats de MgSiO_3 et Mg_2SiO_4 sont reconnus pour être les formes de réfractaires de magnésium et silicium les plus importants. De plus, les calculs montrent qu'ils restent présents à basse température sans transformation chimique.

Les raisons sus-citées expliquent que l'on retienne ces composants pour modéliser la couche nuageuse homogène au bas de l'atmosphère.

7.3 Synoptique du modèle

Le schéma du modèle d'atmosphère est représenté dans la figure 7.3.

Les couches atmosphériques sont chauffées par le rayonnement stellaire incident, grâce aux transitions rotationnelles-vibrationnelles des constituants en phase gazeuse, et aussi par l'intermédiaire de l'absorption induite par collisions (CIA) de $\text{H}_2\text{-He}$ et $\text{H}_2\text{-H}_2$. Ce rayonnement est diffusé par le gaz par diffusion Rayleigh, qui constitue la seule source de diffusion du modèle, en l'absence de particules solides diffusantes comme la poussière. Une partie du flux incident est alors réfléchi par le nuage opaque au bas de l'atmosphère, de réflectance variable. L'énergie absorbée est distribuée uniformément sur toute la planète, dont l'atmosphère est supposée subir des mouvements dynamiques verticaux et horizontaux.

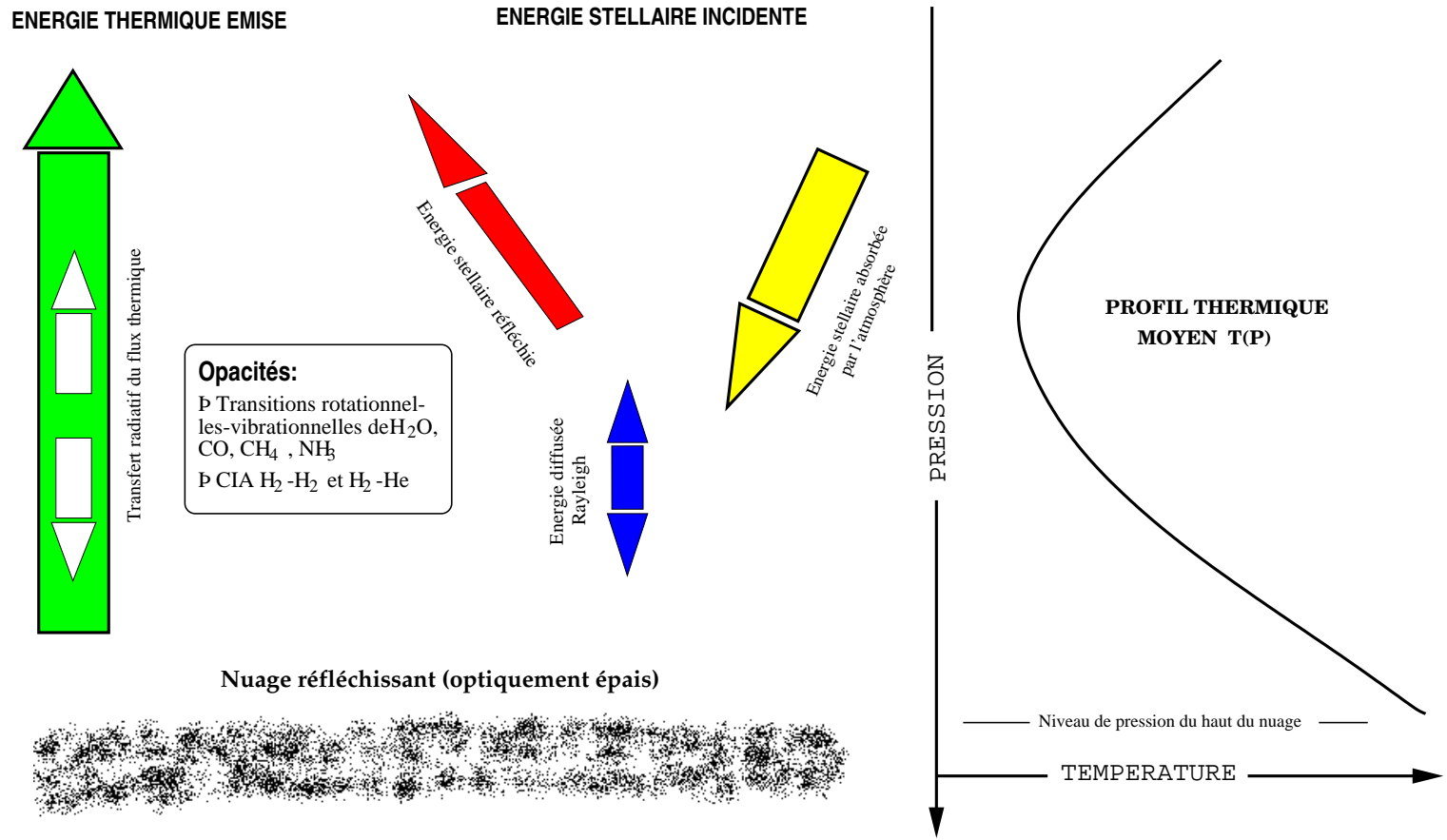
L'atmosphère rayonne ensuite son énergie vers l'espace, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

La structure thermique résulte donc de l'équilibre, dans chaque couche atmosphérique, entre le chauffage par le flux stellaire incident, et le refroidissement de l'atmosphère elle-même.

Le transfert du rayonnement dû à l'étoile et dû au refroidissement atmosphérique est développé dans le chapitre suivant.

On s'intéressera aussi au flux thermique émergent de la planète, ainsi qu'au flux réfléchi, dont une partie contient la fraction du flux non absorbée par les gaz atmosphériques et diffusée par processus Rayleigh. La limite supérieure du modèle ne correspond pas exactement au niveau d'opacité 0, malgré les faibles pressions de cette région. Quelques couches tampons ont été introduites pour simuler l'interface entre l'atmosphère et le milieu planétaire/interstellaire.

FIG. 7.3: Synoptique du modèle



Chapitre 8

Transfert radiatif : calcul des opacités

Pour déterminer le profil de température sur la grille de pression, le calcul du flux total algébrique dans l'atmosphère est requis. Ce flux peut se découpler en deux contributions : le flux stellaire reçu par la planète, donnant le chauffage atmosphérique, et le flux thermique responsable du refroidissement. Ainsi $F = F_{IR} - F_*$. Nous supposons que l'atmosphère est en équilibre radiatif. La condition immédiate qui doit être vérifiée à chaque niveau de pression p est :

$$\frac{dF}{dp}(p) = \frac{d(F_{IR} - F_*)}{dp}(p) = 0 \quad (8.1)$$

où F_{IR} est le flux thermique infrarouge net "montant" (des couches profondes aux couches externes du modèle), émis par l'atmosphère et F_* est le flux stellaire net "descendant". Comme précisé au chapitre précédent, la source d'énergie interne est supposée beaucoup plus faible pour les Jupiter chauds que le chauffage externe. Comme la contribution du flux est intégrée sur les angles azimuthal et zenithal, la résolution de l'équation de transfert est réduite à un problème à une dimension.

Le flux net $F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\Omega$ est calculé en résolvant l'équation générale de transfert radiatif

$$dI_\nu = -I_\nu(\tau_\nu) \left(1 - \frac{S_\nu}{I_\nu} \right) \frac{d\tau_\nu}{\cos \theta} \quad (8.2)$$

où I_ν est la radiance spectrale au nombre d'onde ν , τ_ν la profondeur optique, S_ν la fonction source (égale à la fonction de Planck en l'absence de diffusion) et θ l'angle zénithal.

8.1 Chauffage de la planète

Nous avons vu précédemment que le spectre stellaire considéré ici est le spectre solaire. L'absorption du flux stellaire par l'atmosphère planétaire est calculé entre 1700 et 25000 cm^{-1} . La région spectrale en-dessous de 1700 cm^{-1} ne représente que 0.3 % de l'énergie totale. Elle est donc négligée. Au-delà de 25000 cm^{-1} , la fraction de l'énergie totale est de 9 %. Dans le modèle, on suppose que les photons d'origine stellaire sont réfléchis par diffusion Rayleigh et non absorbés dans l'atmosphère, et par conséquent ne participent pas au bilan radiatif de l'atmosphère. Ce point est discuté plus en détail dans la section 13.2.

On suppose que la contribution stellaire au chauffage atmosphérique est redistribuée horizontalement "sur" la planète dans son intégralité. Nous avons utilisé une géométrie plan-parallèle, fournissant la symétrie cylindrique pour la résolution de l'équation de transfert. Ce travail se concentrant sur la structure thermique *moyenne* de l'atmosphère, le flux stellaire stationnaire reçu par la planète sur la face éclairée est moyenné sur le temps et l'espace. Le flux stellaire incident en haut de l'atmosphère devient :

$$F_*(\sigma) = \frac{1}{4} \pi I_*(\sigma) \left(\frac{R_*}{d} \right)^2 \quad (8.3)$$

σ est le nombre d'onde, I_* l'intensité spectrale émise par l'étoile, R_* le rayon de l'étoile et d la distance étoile-planète.

Le facteur 1/4 provenant de la moyenne décrite plus haut. Le flux stellaire incident illumine la planète selon une section équivalente égale à πR_p^2 , où R_p est le rayon de la planète. L'énergie est alors redistribuée sur la surface planétaire $4\pi R_p^2$. Le rapport des deux termes donne 1/4.

L'atmosphère est supposée ne pas contenir de particules diffusantes au-dessus du nuage, si bien qu'on considère seulement la diffusion Rayleigh, exercée principalement par H_2 et He. La contribution élémentaire τ_{Ray} à l'opacité inhérente à la diffusion Rayleigh peut s'écrire (voir *Annexe I*) :

$$d\tau_{Ray} = \frac{2.76 \times 10^9}{g} \frac{dP}{\mu} \frac{C_1}{\lambda^4} \left(1 + \frac{C_2}{\lambda^2} + \frac{C_3}{\lambda^4} \right) \quad (8.4)$$

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

Dans les atmosphères planétaires où la diffusion Rayleigh prend place, la diffusion Raman est principalement efficace pour réduire l'albédo géométrique dans l'ultraviolet (Belton *et al.*, 1971), en-dessous de 0.4 μm plus précisément. Elle n'est pas traitée ici car l'on ne prend pas en compte le rayonnement ultraviolet pour le calcul des opacités (voir plus loin).

Il n'existe pas de solution analytique pour l'équation de transfert dans le cadre de cette atmosphère diffusante puisque l'albédo de simple diffusion est différent selon la couche atmosphérique. Par conséquent, la transmittance et la réflectance diffuses de chaque couche sont calculées dans l'approximation à deux faisceaux. En utilisant de plus la méthode "par addition", le flux montant et descendant peut être déterminé à chaque niveau, en tenant compte de la réflectance du nuage à la limite inférieure de l'atmosphère (calculée comme expliqué au chap. 9).

8.2 Refroidissement de la planète

L'émission thermique de la planète est calculée entre 20 et 15300 cm^{-1} (0.65-500 μm). Le choix de cet intervalle spectral est acceptable pour l'étude des Jupiter chauds, de température effective 1200-1300 K. Il devrait être encore plus favorable pour un calcul précis du refroidissement des planètes plus froides.

L'intensité émise par l'atmosphère à un niveau τ_ν est donnée par :

$$I_\nu(\tau_\nu) = \int_{\tau_\nu}^{\tau_\nu^{Cl}} B_\nu \exp\left(-\frac{\tau'_\nu - \tau_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau'_\nu}{\cos\theta} - \int_0^{\tau_\nu} B_\nu \exp\left(-\frac{\tau_\nu - \tau'_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau'_\nu}{\cos\theta} \quad (8.5)$$

où I_ν et B_ν sont respectivement l'intensité du rayonnement et la fonction de Planck (égale à la fonction source) à la température $T(\tau_\nu)$ du niveau d'opacité τ_ν , τ_ν^{Cl} est la profondeur optique en haut du nuage, et θ est l'angle zénithal. On néglige la diffusion Rayleigh puisque le flux n'est calculé qu'au-delà de 0.65 μm (dans la gamme de longueur considérée, l'efficacité de la diffusion Rayleigh est relativement faible puisqu'elle varie en $1/\lambda^4$). Ceci est justifié car la majeure partie de l'émission thermique a lieu au-delà de 1 μm et $\tau_{Ray} \simeq 0.1$ à 10 bar. On suppose l'équilibre thermodynamique local (ETL) établi dans toute l'atmosphère, et donc $S_\nu(T) = B_\nu(T)$.

Le flux spectral net $F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega$ peut s'écrire à partir de l'équation 8.5 de la manière suivante :

$$\begin{aligned} F_\nu(\tau_\nu) &= 2\pi \int_{\tau_\nu}^{\tau_\nu^{Cl}} B_\nu[T(\tau'_\nu)] E_2(\tau'_\nu - \tau_\nu) d\tau'_\nu \\ &\quad - 2\pi \int_0^{\tau_\nu} B_\nu[T(\tau'_\nu)] E_2(\tau_\nu - \tau'_\nu) d\tau'_\nu \\ &\quad + 2\pi B_\nu(T_{Cl}) E_3(\tau_\nu^{Cl} - \tau_\nu) \end{aligned} \quad (8.6)$$

où $E_n(\tau_\nu) = \int_1^\infty \frac{\exp(-\tau_\nu t)}{t^n} dt$ est l'intégrale exponentielle d'ordre n. L'usage des intégrales exponentielles permet de s'affranchir de l'intégration en angle. T_{Cl} est la température "équivalente" du nuage; elle permet de fixer le flux d'énergie net à la limite inférieure. T_{Cl} impose que le flux d'énergie montant au niveau du haut du nuage est égal au flux d'énergie absorbée (c.-à-d. non

réfléchi) par la couche nuageuse optiquement épaisse, bien que le transfert radiatif dans le nuage ne soit pas traité.

En indexant les niveaux atmosphériques de la grille de pression à partir du bas à $i = 1$ jusqu'en haut à l'atmosphère à $i = n$, le flux net au niveau d'opacité τ (monochromatique ; l'indice référant à la fréquence est omis à partir de maintenant pour des raisons de clarté d'écriture) s'écrit :

$$F(\tau) = \sum_{i=1}^{n-1} F_i(\tau) + F_0(\tau) \quad (8.7)$$

où $F_i(\tau)$ représente la contribution de la couche i , située entre les niveaux i et $i + 1$, et $F_0(\tau)$ la contribution de la couche nuageuse. Pour préciser la variation de la température à l'intérieur d'une même couche, qui peut être non négligeable particulièrement dans les couches épaisses du bas du modèle, on linéarise la fonction de Planck en fonction de la profondeur optique τ :

$$B(\tau) = a_{i+1} + (a_i - a_{i+1}) \frac{\tau - \tau_{i+1}}{\tau_i - \tau_{i+1}} \quad (8.8)$$

où a_i et τ_i sont respectivement la valeur de la fonction de Planck et l'opacité au niveau i . Un calcul fastidieux conduit à l'expression suivante de $F_i(\tau)$:

$$F_i(\tau) = a_{i+1}[2E_3(|\tau - \tau_{i+1}|)] - a_i[2E_3(|\tau - \tau_i|)] \quad (8.9)$$

$$+ (a_i - a_{i+1}) \left| \frac{2E_4(|\tau - \tau_i|) - 2E_4(|\tau - \tau_{i+1}|)}{\tau_i - \tau_{i+1}} \right|$$

$$F_0(\tau) = 2E_3(\tau_{Cl} - \tau) \quad (8.10)$$

Chapitre 9

Réflectance du nuage au bas de l'atmosphère

Les constantes optiques, et en particulier les indices complexes de réfraction, de Fe, Mg₂SiO₄ et MgSiO₃ proviennent des travaux de Pollack *et al.* (1994). Elles sont issues d'une combinaison de mesures en laboratoire et d'un modèle théorique asymptotique. Les indices réels et imaginaires, tabulés entre 0.4 μm et 6 μm, servent alors à estimer les propriétés de diffusion, en utilisant basiquement la théorie de Mie pour les particules sphériques à travers la routine numérique MIEV0 (Wiscombe, 1980). Cette dernière fournit l'albédo de simple diffusion ω et le facteur d'asymétrie g qui servent à déterminer la réflectance du nuage, avec l'hypothèse d'un nuage semi-infini. Le transfert de chaleur par rayonnement à l'intérieur du nuage n'est pas inclus.

L'albédo ω représente la fraction du rayonnement qui est diffusé par rapport au rayonnement absorbé+diffusé. Le facteur d'asymétrie $g = \langle \cos \theta \rangle$ rend compte de l'asymétrie de la diffusion. Une particule aura en effet tendance à renvoyer plus de lumière dans une direction plutôt que dans une autre direction. g % de la lumière (à λ donné) est diffusé vers l'avant et $(1-g)$ % est diffusé vers l'arrière (Fig. 9.1).

On peut déterminer une réflectance équivalente Λ des nuages qu'on peut calculer dans l'approximation à deux faisceaux pour une diffusion isotrope :

$$R = \frac{1 - (1 - \omega)^{1/2}}{1 + (1 - \omega)^{1/2}} \quad (9.1)$$

Une atmosphère « finie » mais optiquement épaisse d'albédo R (en haut du nuage) réfléchit le rayonnement de la même manière qu'une atmosphère semi-infinie. Dans un tel cas, l'albédo peut être comparé de façon analogue à un albédo de sol (« ground albedo »). De plus, pour simplifier encore le problème, on peut ramener le problème de la diffusion anisotrope à un problème de diffusion isotrope. On considère que, lors d'une diffusion simple par une particule, la fraction $g\omega$ du rayonnement n'est pas diffusé (et continue

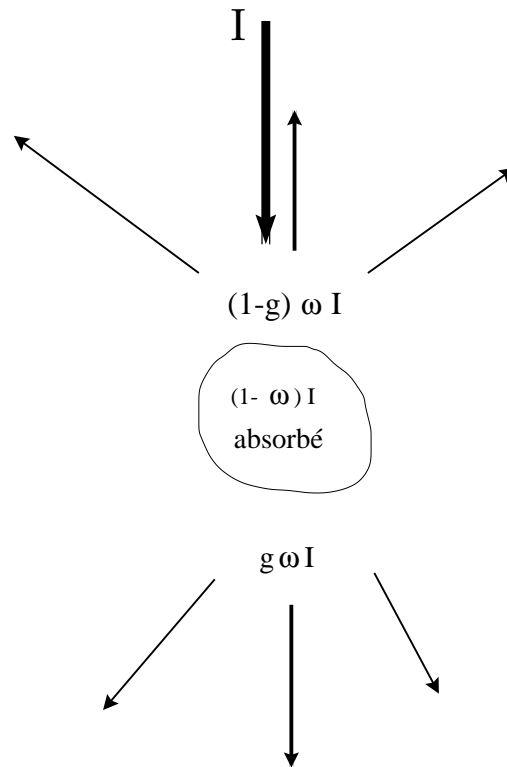


FIG. 9.1: Illustration du facteur d'asymétrie, lié à la diffusion non isotrope du rayonnement par une particule. I est l'intensité du rayonnement incident interagissant avec la particule. Voir le texte pour une explication détaillée.

vers l'avant) et que la fraction $(1 - g)\omega$ l'est isotropiquement. On introduit alors un albédo équivalent ω' de diffusion isotrope donné par :

$$\omega' = \frac{(1 - g)\omega}{1 - g\omega} \quad (9.2)$$

En introduisant l'expression de ω' donnée par Eq. 9.2 dans Eq. 9.1, la réflectance du nuage devient :

$$R = \frac{\sqrt{1 - g\omega} - \sqrt{1 - \omega}}{\sqrt{1 - g\omega} + \sqrt{1 - \omega}} \quad (9.3)$$

La taille du grain a été choisie en accord avec les résultats obtenus par Marley *et al.* (1999) dans le cadre d'une modélisation d'une atmosphère "quiescente", c.-à-d. une atmosphère non turbulente. La valeur de cette taille est fixée par conséquent à $30 \mu\text{m}$, ce qui correspond au rayon maximal des particules à proximité de la base du nuage de leur modèle.

Chapitre 10

Méthode numérique

La grille de pression du modèle s'étend de 10^{-5} bar au niveau de pression supérieur de la couche nuageuse, comprise typiquement entre 1 et 10 bars. Elle est décomposée en 10 couches par décade de pression. Au-dessus du haut du modèle, quatre couches supplémentaires allant jusqu'à 10^{-7} bar agissent comme des couches tampons qui simulent la matière entre l'atmosphère et le milieu interplanétaire. A plus haute pression (entre 10 et 30 bar), les couches atmosphériques les plus profondes (entre 10 et 30 bar) sont plus minces et ont une épaisseur de 1 bar chacune, environ. En effet, dans cette région de pression, les couches sont optiquement épaisses. Dans ce cas, la méthode de transfert du flux radiatif employée ici conduit à des instabilités que l'on réduit en diminuant l'épaisseur des couches.

Un profil thermique initial est utilisé comme profil d'entrée pour le calcul des opacités monochromatiques à chaque niveau de l'atmosphère, qui possède alors tous les composants chimiques sélectionnés d'après leur abondance et leurs propriétés spectroscopiques, liées à l'absorption du rayonnement (visible et infrarouge). On utilise de préférence un profil qu'on suppose proche du profil solution, et ce, pour limiter autant que possible le nombre d'itérations. Une itération dans ce contexte correspond au calcul des opacités monochromatiques, pour le chauffage et le refroidissement de la planète, ainsi qu'à l'estimation des rapports d'abondance des différents constituants moléculaires à chaque niveau de pression. Les valeurs de ces rapports de mélange sont calculés d'après les abondances élémentaires (Eqs. 7.3-7.5) et une formulation de même type que 7.12, mais appliquée ici aux réactions d'équilibre thermochimique des espèces moléculaires, toutes en phase gazeuse.

L'opacité résultante est alors intégrée sur le spectre stellaire dans le domaine de fréquence discuté dans le chapitre 8. L'énergie du rayonnement stellaire, et plus précisément les taux de chauffage

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_* = \frac{mg}{C_p} \frac{dF_*}{dp} \quad (10.1)$$

(C_p est la chaleur spécifique de l'atmosphère) dans chaque couche, est alors

déterminée. Rappelons que cette expression découle de l'hypothèse selon laquelle, d'une part, le transfert d'énergie se fait par rayonnement, qui se traduit ici par l'équation :

$$\frac{\rho}{m} C_p \frac{dT}{dt} = - \frac{dF_\star}{dz} \quad (10.2)$$

où ρ est la masse volumique de l'atmosphère, et d'autre part, que l'atmosphère est en équilibre hydrostatique :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (10.3)$$

La distribution verticale des absorbants atmosphériques est telle que, initialement, les rapports d'abondance sont les mêmes à chaque niveau. L'hypothèse d'équilibre radiatif implique que le flux d'énergie incident non réfléchi au bas de l'atmosphère réapparaît sous la forme d'un flux montant, constituant ainsi la condition aux limites pour le bas de l'atmosphère : on peut le voir comme une source interne, située en-dessous de la couche de nuages. Son flux est donné par $(1 - \bar{R})F_\star^{Cl}$. \bar{R} est la réflectance du nuage pondérée par le flux et F_\star^{Cl} est le flux stellaire incident au niveau supérieur du nuage.

L'étape suivante consiste à estimer les opacités qui contribuent au refroidissement dans l'infrarouge, calculé à partir du même profil d'entrée que celui utilisé pour le chauffage des couches atmosphériques. Si l'on considère l'intervalle de température effective attendue pour 51 Peg b, c.-à-d. 1100-1300 K, le calcul des opacités monochromatiques entre 20 et 15350 cm^{-1} (0.65-500 μm) suffit. Ce domaine de fréquence pourra tout aussi bien s'appliquer aux planètes d'orbite plus lointaine. Ce choix est aussi motivé par le souci de limiter le temps de calcul de ces estimations, qui est long, compte-tenu de toutes les raies à prendre en compte pour ce type d'objet où les bandes chaudes sont excitées à cause de la proximité de la planète à l'étoile.

Connaissant le taux de chauffage et de refroidissement dans chaque couche de l'atmosphère, on corrige la température en utilisant une méthode itérative pour aboutir à la condition de l'équilibre radiatif :

$$\frac{mg}{C_p} \frac{dF_\star}{dP}(P) = \frac{mg}{C_p} \frac{dF_{IR}}{dP}(P) \quad (10.4)$$

L'écart en température duquel est corrigée la température d'une couche est proportionnel à :

$$\frac{\frac{dF_\star}{dP} - \frac{dF_{IR}}{dP}}{\max\left(\frac{dF_\star}{dP}, \frac{dF_{IR}}{dP}\right)}(P) \quad (10.5)$$

Quand la convergence est atteinte (elle nécessite quelques itérations, selon que le profil d'entrée est proche ou éloigné du profil solution), un nouveau profil de température est obtenu, pour lequel on recalcule les profils d'abondance des espèces chimiques. La solution de la méthode itérative devant être cohérente, ce nouveau profil thermique est réinjecté comme profil d'entrée

dans l'étape de calcul des opacités, pour une nouvelle évaluation des taux de chauffage et de refroidissement. Si nécessaire, il est remodifié jusqu'à ce qu'une solution stable soit obtenue, plus précisément quand $T(P)$ ne varie plus d'une itération à l'autre à mieux que 1 %. Cette technique donne une solution indépendante du profil de température initial. Les différentes étapes de la méthode itérative sont schématisées dans l'organigramme de la figure 10.1.

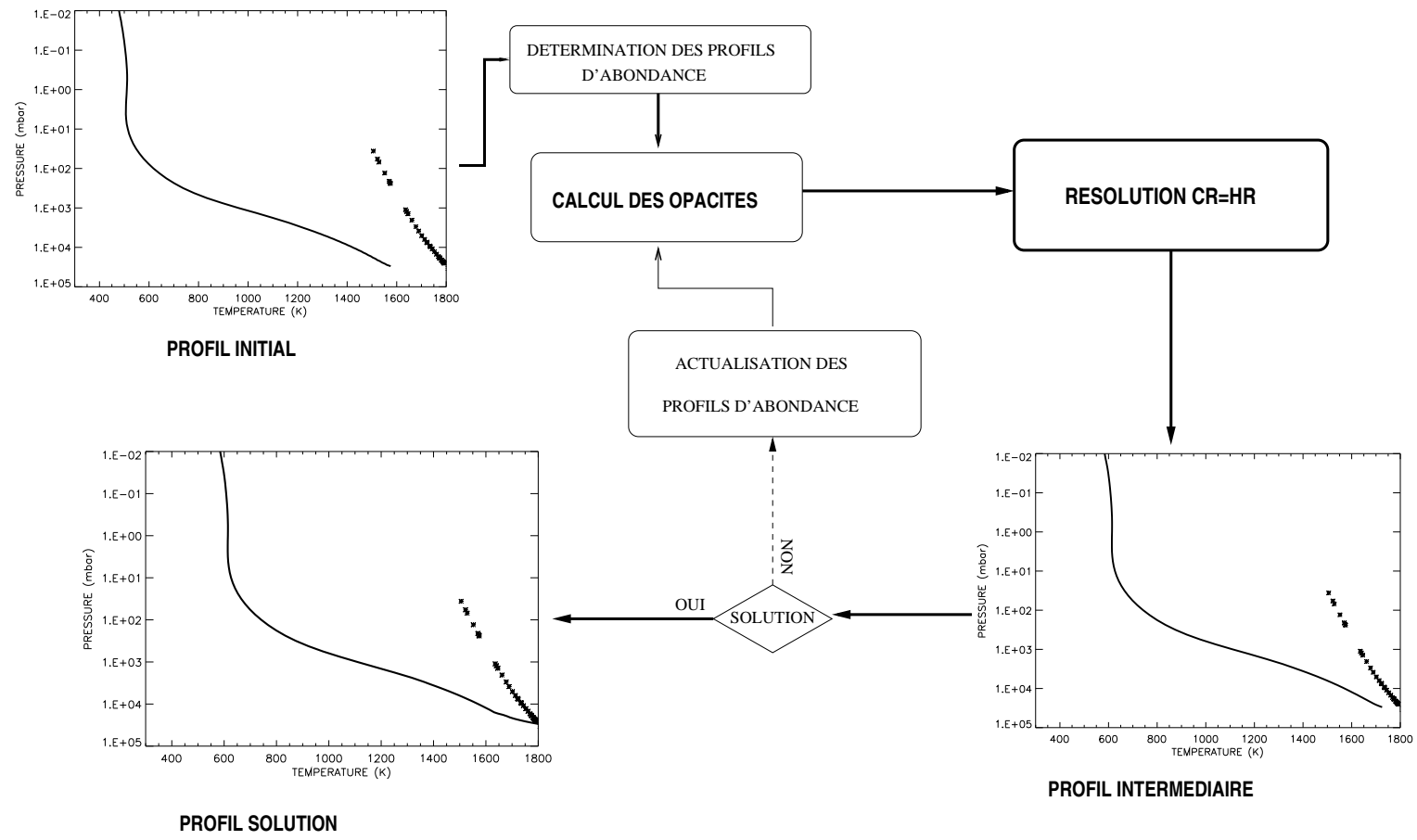


FIG. 10.1: La méthode itérative. CR est le taux de refroidissement, HR le taux de chauffage.

Troisième partie

Données spectroscopiques

Sommaire

11 Composants atmosphériques en phase vapeur	83
11.1 Spectres d'absorption induite par collisions de H ₂	83
11.2 Spectres de raies des espèces moléculaires	86
11.2.1 H ₂ O	87
11.2.2 CO	88
11.2.3 CH ₄	89
11.2.4 NH ₃	90
12 Nuages : constantes optiques	93
12.1 La diffusion de Mie	93
12.2 Indices de réfraction des condensats	94
13 Estimation des effets du rayonnement UV sur l'atmosphère	97
13.1 Introduction	97
13.1.1 Aperçu de la photochimie dans les planètes géantes du Système Solaire	98
13.2 Point de vue énergétique	101
13.2.1 Opacité de diffusion Rayleigh	101
13.2.2 Opacité d'absorption UV	101

Chapitre 11

Composants atmosphériques en phase vapeur

Qu'il s'agisse des espèces en phase gazeuse ou des condensats constituant le nuage, seuls sont retenus les éléments dont l'abondance est supérieure ou égale à 0.5 fois celle de Si, dans les proportions solaires. Avec ce critère de sélection (voir *Deuxième Partie* pour plus de détails), on n'utilisera donc que les spectres de raies de H₂O, CO, CH₄ et NH₃.

Les sources d'opacité sont divisées en deux catégories : opacité induite par collision de H₂ et opacité due aux transitions rotationnelles-vibrationnelles des espèces moléculaires mineures.

11.1 Spectres d'absorption induite par collisions de H₂

Dans leurs états d'énergie au repos, les molécules diatomiques homonucléaires isolées telles que H₂ et D₂ ne possèdent pas de moments dipolaires électrique permanent (statique ou vibrationnel) et sont par conséquent spectroscopiquement inactives en absorption dipolaire électrique vibrationnelle et rotationnelle. D'un point de vue quantique, une transition, interdite normalement par les règles de sélection à cause de la grande symétrie du système au repos, peut être faiblement permise si la symétrie est détruite durant la collision. De telles molécules donnent alors naissance à une absorption induite par collisions (CIA) à cause des moments dipolaires électriques transients induits en elles par les interactions intermoléculaires, qui opèrent durant les collisions à deux ou plusieurs molécules.

Dans les molécules linéaires de type H₂, la branche Q ($\Delta J = 0$) des bandes vibrationnelles, normalement inexistante car interdite en l'absence de collision, apparaît à haute pression. Les transitions vibrationnelles induites par pression (ou collision) sont plus importantes. Il est nécessaire de les prendre en compte dans les calculs de chauffage atmosphérique. Dans les planètes

géantes du Système Solaire, où H_2 et He sont les espèces dominantes (en nombre) et où les pressions peuvent être élevées, l'absorption vibrationnelle-rotationnelle induite par pression contrôle l'état thermique de l'atmosphère.

Les dipôles induits dépendent de la séparation intermoléculaire, de l'orientation et de la séparation internucléaire des molécules individuelles et sont donc modulés par les mouvements de translation des molécules, mais aussi par leurs mouvements vibrationnels et rotationnels. Les absorptions purement translationnelles se produisent dans les régions micro-onde et infrarouge lointain, alors que l'absorption rotationnelle-translationnelle et rotationnelle-vibrationnelle-translationnelle se produisent dans les régions IR à plus hautes fréquences.

A la différence des dipôles induits provenant des collisions, les dipôles vibrants et tournants ne sont pas perturbés lors des collisions dans les molécules isolées, mais les collisions perturbent le mouvement libre de ces molécules et élargissent les raies spectrales qui lui sont associées.

Généralement, les spectres observés d'absorption induite par collision ne révèlent pas la structure rotationnelle car les raies rotationnelles ont des ailes fortement élargies par la pression et elles sont ainsi noyées les unes dans les autres. Cette élargissement est dû à la courte existence du moment dipolaire : la largeur de la raie est inversement proportionnelle à la durée de la collision. La largeur de la raie est à peu près égale à $\alpha_c = \frac{2\pi r_m}{u}$ où r_m et u sont respectivement la distance de moindre approche et la vitesse de l'atome ou de la molécule qui entre en collision. Cet élargissement n'est pas proportionnel à la pression et les raies ne peuvent en aucun cas être résolues.

L'intensité de la bande induite par collision, au contraire, est proportionnelle à la pression du "perturbateur", c'est-à-dire du gaz qui suscite l'apparition d'un moment dipolaire induit dans la structure de la molécule cible (absorbeur). L'intensité de l'absorption dépend de la durée pendant laquelle le dipôle existe, et elle est donc proportionnelle au produit de la durée de la collision par le taux de collisions. Le coefficient d'absorption volumique est proportionnel à la densité des absorbeurs n_A et à celle des "perturbateurs" n_P . C'est le même comportement que pour les ailes de raies élargies par pression.

Avec des informations sur les interactions multipolaires entre les molécules, le moment dipolaire induit peut être calculé. Le coefficient d'absorption au premier ordre est donné par :

$$k_n^{A,P} = \frac{\pi}{3mc^2} \left[\left(\alpha \frac{\partial Q_A}{\partial r_A} \right)^2 + \left(Q_A \frac{\partial \alpha}{\partial r_A} \right)^2 \right] \int_0^\infty r^{-6} \exp \left[\frac{-V(r)}{kT} \right] dr \quad (11.1)$$

Q_A est le moment quadrupolaire de l'absorbeur, r_A est la séparation nucléaire, α est la polarisabilité électrique, $V(r)$ est le potentiel d'interaction, r est la distance entre l'absorbeur et le perturbateur, k est la constante de Boltzmann et T est la température.

Nous avons inclus dans le modèle l'opacité due à l'absorption induite par collisions des paires H_2 - H_2 et H_2 -He.

Le spectre d'absorption induit par collisions de H_2 est un spectre continu. Il nous a été fourni par T. Guillot (communication privée). Il a été calculé dans

un domaine de nombre d'onde qui s'étend de 0 à 18000 cm⁻¹ (Borysow, 1996) et pour des températures allant de 500 à 3000 K (Fig. 11.1). C'est un domaine de température adéquat pour l'étude de la structure thermique des planètes sélectionnées pour le modèle.

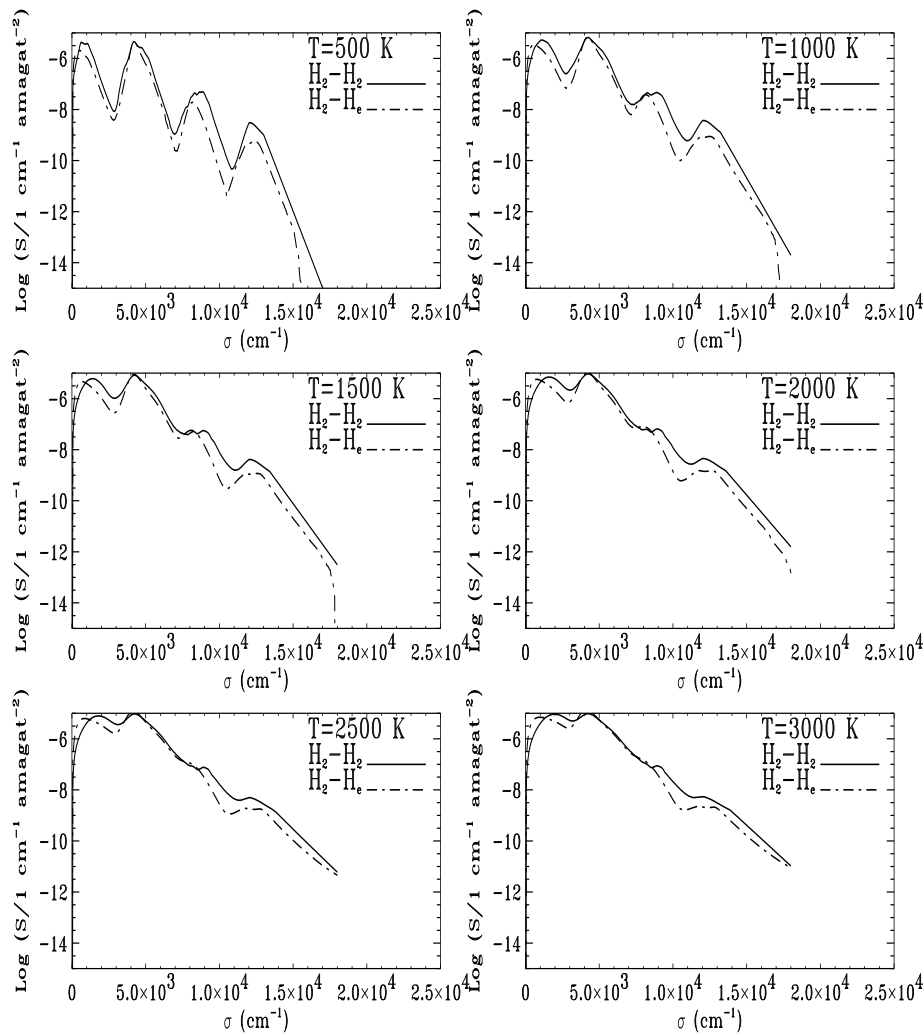


FIG. 11.1: Spectres d'absorption de H₂ entre 500 et 3000 K.

Différentes bandes d'absorption sont prises en compte pour l'élaboration du spectre : il s'agit des bandes rototranslationnelles de H₂-H₂ et H₂-He, de transition fondamentale 0 ↔ 1 pour H₂-He et 00 ↔ 01 pour H₂-H₂ (Borysow & Frommhold, 1990; Borysow *et al.*, 1989) et leurs harmoniques, et enfin des bandes chaudes 0-2, 0-3 pour H₂-He, et 00-02 et 00-03 pour H₂-H₂ (Zheng & Borysow, 1995; Borysow & Frommhold, 1989). Ces spectres synthétiques reproduisent qualitativement de manière satisfaisante les mesures en labo-

ratoire. Leur allure est variable selon la température et la longueur d'onde. Bien que dominant dans l'infrarouge lointain, les spectres de H₂-H₂ et H₂-He présentent des intensités appréciables jusqu'à 12000 cm⁻¹, nombre d'onde au-delà duquel l'intensité décroît exponentiellement. Les bandes d'absorption s'étalent à mesure que la température croît, ce qui entraîne une augmentation de l'opacité. On peut remarquer aussi pour H₂-H₂ une dérive du pic à 1000 cm⁻¹ (à 500 K) avec la température : on le trouve à 1500 cm⁻¹ à 1500 K, puis à 2000 cm⁻¹ à 3000 K.

11.2 Spectres de raies des espèces moléculaires

Le modèle utilise un code de transfert raie-par-raie. Les raies des différentes sources d'opacité retenues proviennent de banques de données indiquées pour chacune des espèces moléculaires. L'opacité monochromatique est alors calculée en supposant un profil de Voigt (convolution d'un profil lorentzien et d'un profil Doppler) pour chaque raie.

Pour limiter le temps de calcul, seules les raies dont l'intensité dépasse une valeur limite S_{min} , correspondant à une opacité minimale au centre de la raie de 0.05 à 1500 K, ont été retenues dans la base de données du modèle, en tenant compte évidemment des abondances isotopiques relatives dans les conditions solaires. Pour des abondances solaires, les rapports isotopiques de l'hydrogène et de l'oxygène sont les suivants (Rothman *et al.*, 1987) :

- Hydrogène : ¹H (99.985 %) et ²D (0.002 %)
- Oxygène : ¹⁶O (99.762 %), ¹⁷O (0.038 %) et ¹⁸O (0.200 %)

L'opacité élémentaire monochromatique pour une couche d'épaisseur dz , s'écrit formellement pour le constituant i

$$d\tau_\nu = -Sf(\nu - \nu_0)q_i n dz \quad (11.2)$$

où ν_0 est la fréquence au centre de la raie, S l'intensité de la raie, f le profil lorentzien, q_i le rapport de mélange de i , et n_i la densité atmosphérique (en nombre de molécules par cm³). L'équation d'équilibre hydrostatique $dP = -\rho g dz$ introduite dans l'équation 11.2 donne directement l'expression de $d\tau_\nu$ pour la couche $p, p+dp$:

$$d\tau_\nu = S q_i \frac{dP}{mg} \mathcal{N}_A f(\nu - \nu_0) \quad (11.3)$$

Au centre de la raie, le profil Lorentz communément exprimé en fonction de la demi-largeur Lorentz α_L :

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{\alpha_L}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2]} \quad (11.4)$$

prend une forme simple :

$$f(0) = \frac{1}{\pi \alpha_L} \quad (11.5)$$

avec $\gamma_L = \alpha_L/P$, coefficient d'élargissement Lorentz. L'opacité s'écrit alors :

$$d\tau_\nu = Sq_i H_1 \frac{\mathcal{L}}{\pi \gamma_L P_1} \frac{dP}{P} \quad (11.6)$$

avec le nombre de Loschmidt $\mathcal{L} \simeq 2.68 \times 10^{19}$ moléc cm⁻³, $H_1 = \frac{RT_1}{mg}$ échelle de hauteur de l'atmosphère à $T_1 = 273$ K, et $P_1 = 1$ atm = 1.013 bar. Intégrée entre deux valeurs extrêmes de la pression, P_{min} et P_{max} , l'opacité monochromatique s'écrit finalement :

$$\tau_\nu = Sq_i H_1 \frac{\mathcal{L}}{\pi \gamma_L P_1} \ln \frac{P_{max}}{P_{min}} \quad (11.7)$$

P_{max} est la limite inférieure du modèle. P_{min} est le niveau de pression au-delà duquel le centre de la raie est dominé par l'élargissement Doppler, c'est-à-dire quand :

$$\alpha_D = \alpha_L = \gamma_L P_{min} \quad (11.8)$$

avec $\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_i}}$, largeur Doppler (m_i est la masse moléculaire du constituant i). P_{min} dépend, dans ce cas, de la fréquence ν_0 au centre de la raie. Néanmoins, on ne veut obtenir qu'une valeur approchée de P_{min} . Puisque τ_ν est peu sensible à cette valeur, une variation d'un facteur 10 de P_{min} n'engendre qu'une variation de $\sim 40\%$ de τ_ν .

Le coefficient d'élargissement Lorentz dépend de la température selon la loi

$$\gamma_L(T) = \gamma_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (11.9)$$

où n est l'exposant de dépendance en température. Ici, T_0 est la température de mesure des raies dans les conditions du laboratoire (conditions normales), donc $T_0 = 296$ K.

11.2.1 H₂O

Les raies de l'eau sont tirées de la base de données développée par Partridge & Schwenke (1997). Cette compilation est particulièrement bien adaptée pour les applications astrophysiques et plus précisément pour les atmosphères stellaires, les naines brunes et les atmosphères planétaires chaudes (Vénus, Jupiters chauds...). Elle inclut 400 millions de raies des isotopes ¹H¹⁶O¹H, ¹H¹⁷O¹H, ¹H¹⁸O¹H et ¹H¹⁶O²D.

Pour l'eau, $\gamma_0 = 0.08$ cm⁻¹ atm⁻¹ à T_0 et $n = 0.85$, conduisant à $T = 1500$ K à : $\gamma_L \simeq 0.02$ cm⁻¹ atm⁻¹ et P_{min} est de l'ordre de 5×10^{-2} bar. Avec $H_1 \sim 45$ km pour une planète de type Jupiter, et $q_{H_2O} = 8.9 \times 10^{-4}$ supposée uniforme entre P_{min} et P_{max} , on obtient une valeur de l'intensité minimale S_{min} des raies à prendre en compte, pour $\tau_{min} = 0.05$ (d'après Eq. 11.7, les unités des variables étant toutes converties en CGS) : $S_{min} \simeq 4 \times 10^{-27}$ cm moléc⁻¹.

Cette sélection conduit à un échantillon de 5.5×10^6 de raies environ. Le spectre d'intensité de H₂O est représenté sur la figure 11.2.

11.2.2 CO

Nous avons généré une liste de raies de CO qui comprend les bandes fondamentales et leurs harmoniques 1-0, 2-0, 3-0, 4-0, et les bandes chaudes associées, pour les cinq isotopes majeurs du monoxyde de carbone $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{17}\text{O}$. Nous avons retenu le même critère de sélection d'intensité des raies que pour H_2O , ce qui nous conduit à retenir environ 5000 raies. Les positions de ces raies dans le spectre ont été estimées d'après les coefficients de Dunham, générés par Guelachvili *et al.* (1983). Avec ces critères, le spectre de CO est alors composé de quatre régions d'absorption, dans les intervalles de nombre d'onde σ 1743-2319 cm^{-1} , 3782-4360 cm^{-1} , 5870-6420 cm^{-1} , et 8100-8400 cm^{-1} . L'intensité de ces raies a été calculée d'après la formulation standard pour les molécules linéaires, c'est-à-dire en utilisant les forces de bande et les facteurs de Herman-Wallis mesurés par Toth *et al.* (1969) et Chackerian & Valero (1976). Les coefficients de Dunham et les facteurs de Herman-Wallis sont des paramètres qui décrivent l'interaction des niveaux de rotation et des niveaux de vibration de la molécule. Le spectre de CO est comparé à celui de H_2O dans la figure 11.2.

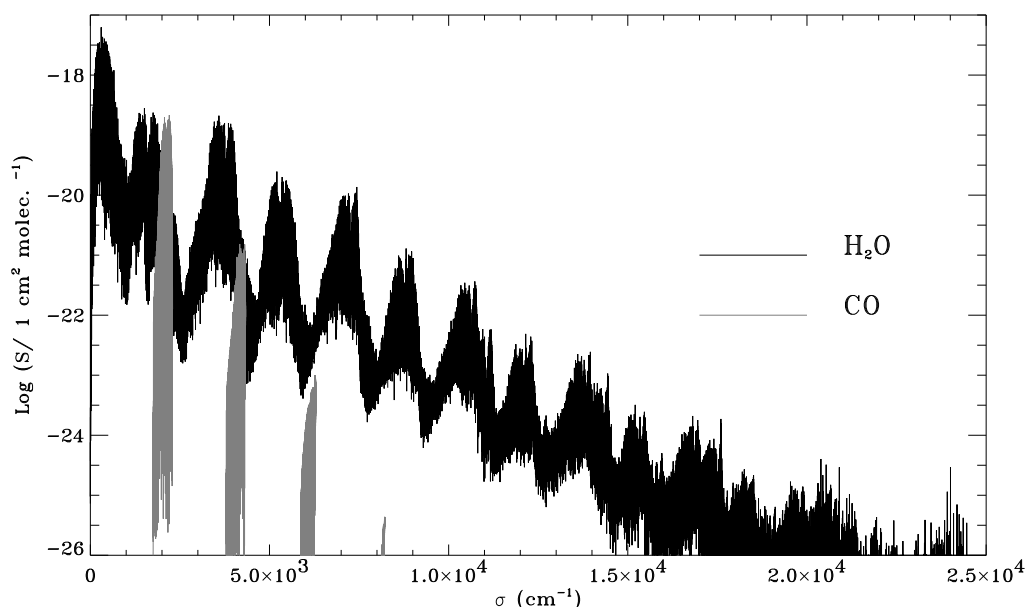


FIG. 11.2: Spectres de H_2O et CO à 1500 K.

Les spectres de raies de H_2O et CO sont exprimés dans la figure 11.2 en terme de section efficace (en $\text{cm}^2 \text{ molec.}^{-1}$). Les intensités des raies ont été ici moyennées ($\frac{1}{\Delta\sigma} \sum S_i$) sur un intervalle $\Delta\sigma = 0.5 \text{ cm}^{-1}$. En définitive, le spectre de raie de CO est relativement réduit (quatre bandes de moins de 600 cm^{-1} de largeur). Les raies de CH_4 et NH_3 sont retenues selon les mêmes règles de sélection en intensité que pour l'eau.

11.2.3 CH₄

Le spectre de raie du méthane a été élaboré à partir de plusieurs sources tirées de la littérature. Concernant les bandes en dessous de 6000 cm⁻¹, un catalogue de raies a été calculé grâce au code numérique TDS (Tyuterev *et al.*, 1994), dont l'usage est dédié à la détermination des données spectroscopiques à haute résolution des molécules « toupies sphériques » (CH₄, SiH₄, GeH₄,...). Dans cet intervalle spectral, le spectre de raies inclut toutes les transitions ro-vibrationnelles entre les cinq premiers niveaux de vibration (niveau fondamental, dyad, pentad, octad et tetradecad) de ¹²CH₄ et de l'isotope ¹³CH₄. L'intensité de chaque raie est finalement multipliée par l'abondance naturelle de ¹²C et de ¹³C.

Le logiciel TDS ne permet pas de calculer les transitions au-dessus de 6200 cm⁻¹. Par conséquent, il a fallu adopter une alternative pour compléter le spectre, au plus jusqu'à 25000 cm⁻¹ (limite supérieure du spectre stellaire pris en compte dans le modèle). Le reste du spectre a donc été obtenu en utilisant des données issues d'un modèle de bande dans les intervalles spectraux 6000-9500 cm⁻¹ (Strong *et al.*, 1993) et 9500-22800 cm⁻¹ (Fink *et al.*, 1977). La complexité du spectre dans le visible et le proche infrarouge empêche en effet toute analyse détaillée des bandes spectrales dans cette région. Les modèles de bandes donnent les valeurs des paramètres spectraux suivants : $k_\nu(T_0)$, α_L^0/α_D^0 et δ/α_D^0 , où $k_\nu(T_0)$ est le coefficient d'absorption, α_L^0 la demi-largeur Lorentz, α_D^0 le paramètre d'élargissement Doppler à T_0 et δ l'espacement moyen entre les raies. Dans un modèle aléatoire de type Goody-Voigt (Goody, 1964) muni d'une distribution exponentielle en intensité, la distribution N des raies dans une largeur de bande $\Delta\nu$ s'exprime en fonction de la force de raie selon la forme :

$$N(S) = \frac{N_0}{S_0} \exp\left(-\frac{S}{S_0}\right) \quad (11.10)$$

où N_0 est le nombre de raies et S_0 la force de raie moyenne dans $\Delta\nu$. Ces dernières valeurs sont déduites des paramètres du modèle de bande, sachant que $N_0 = \frac{\Delta\nu}{\delta}$ et $k_\nu = \frac{S_0}{\delta}$. $\Delta\nu$ est égal à 100 Å dans la base de données de Fink *et al.* et 5 cm⁻¹ dans celle de Strong *et al.*. La liste de raies a été générée au-delà de 6200 cm⁻¹ en distribuant aléatoirement les raies individuelles dans chaque intervalle spectral $\Delta\nu$ avec une probabilité donnée par l'équation 11.10. Les niveaux d'énergie associés à ces transitions prennent les valeurs données par Strong *et al.* pour $\sigma > 9500$ cm⁻¹ et une valeur constante égal à 510 cm⁻¹ pour $6000 < \sigma < 9500$ cm⁻¹. Cette valeur permet d'assurer des valeurs similaires des intensités de raie entre 296 K (correspondant aux mesures en laboratoire de Strong *et al.*) et 1200 K, température caractéristique de l'atmosphère des Jupiters chauds.

Dans notre modèle, la demi-largeur Lorentz des raies est indépendante de la composition isotopique d'une molécule donnée. On considère une demi-largeur à la température ambiante $T_0 = 296$ K. La dépendance en température de la demi-largeur Lorentz est conventionnellement donnée par la loi 11.9.

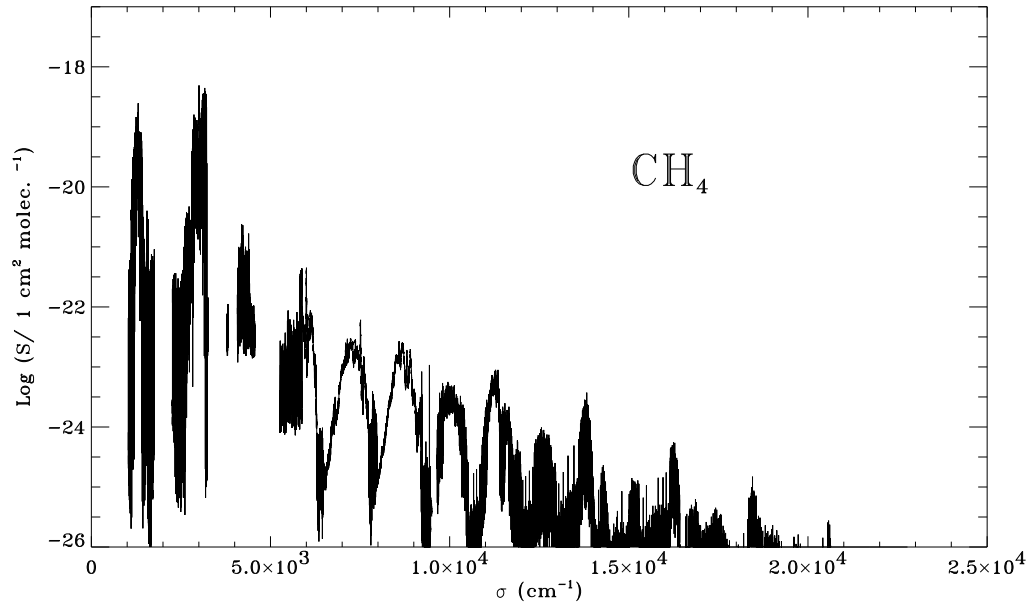


FIG. 11.3: Spectre de CH_4 à 1500 K.

La table 7.2 donne les valeurs utilisées dans les calculs des opacités des espèces moléculaires (isotopes inclus) minoritaires.

Pour tenir compte du comportement sub-lorentzien de l'absorption du rayonnement dans les ailes des raies, le calcul de l'opacité des raies moléculaires n'est effectué que jusqu'à 20 cm^{-1} du centre de raie.

11.2.4 NH_3

Le spectre d'intensité, moyenné sur 0.5 cm^{-1} , de la figure 11.4, est issu d'une compilation des données de la base GEISA, et de travaux dans des régions spectrales plus réduites, dignes d'intérêt pour les observations des atmosphères des planètes géantes du Système Solaire. Notamment, les positions et intensités des transitions rotationnelles des bandes $2\nu_4/\nu_1/\nu_3$ et $3\nu_2/\nu_2 + \nu_4$ de $^{14}\text{NH}_3$ (Kleiner *et al.*, 1995; Kleiner *et al.*, 1999), correspondant à la région spectrale, respectivement, à $3 \mu\text{m}$ et à $4 \mu\text{m}$, ont été introduites pour une plus grande complétude des données GEISA nominales. Le spectre de la bande de l'ammoniac à $3 \mu\text{m}$ est une région que les planétologues avaient jusqu'alors rarement étudiée depuis les observatoires au sol, puisque le signal planétaire (en l'occurrence, celui de Jupiter) dans cette région spectrale est absorbé par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone de l'atmosphère terrestre.

Finalement, le spectre de NH_3 dont nous nous servons dans ce modèle compte, avec les critères de sélection similaires à ceux de H_2O , 9988 raies.

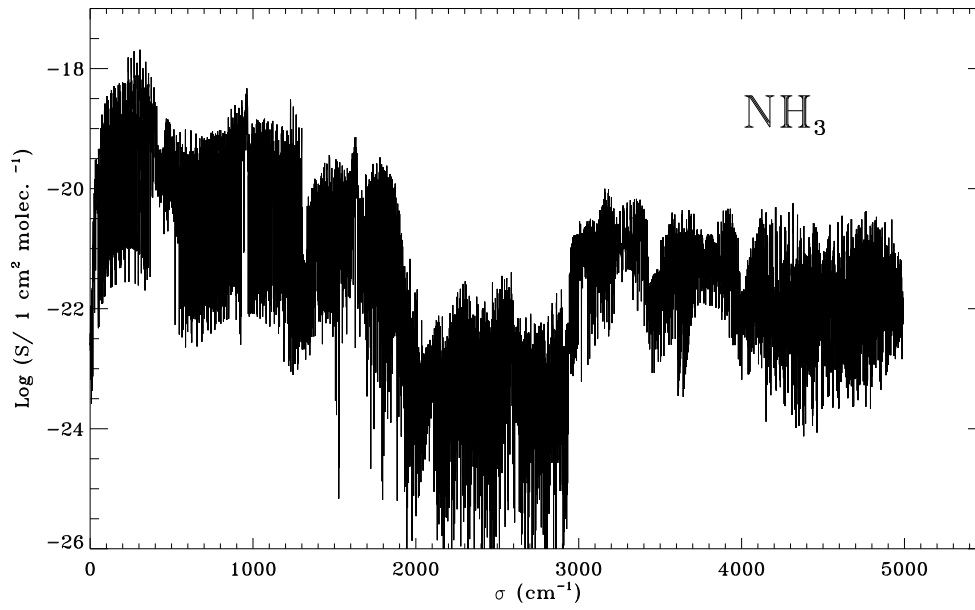


FIG. 11.4: Spectre de NH_3 à 1500 K, entre 0 et 5000 cm^{-1} .

Chapitre 12

Nuages : constantes optiques

12.1 La diffusion de Mie

Le diagramme de diffusion d'une particule donnée dépend de sa taille, de sa forme et de son orientation, de la longueur d'onde de la lumière, et de l'indice complexe de réfraction de la particule, qui dépend lui aussi de la longueur d'onde. Nous supposons ici les grains sphériques et avons donc utilisé la théorie de Mie pour calculer les propriétés optiques des particules nuageuses.

L'albédo de simple diffusion et le facteur d'asymétrie sont calculés en sortie d'une routine de calcul dans la théorie de Mie, mise au point par Wiscombe (1980).

Deux variables indépendantes sont nécessaires pour le calcul de l'albédo de simple diffusion :

- le paramètre de taille x , défini par :

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (12.1)$$

où r est le rayon de la particule et λ la longueur d'onde

- l'indice complexe de réfraction de la particule :

$$m = m_r + im_i \quad (12.2)$$

où m_r et m_i sont respectivement la partie réelle et imaginaire

Le programme calcule alors le facteur d'efficacité d'extinction Q_{ext} et facteur d'efficacité de diffusion Q_{diff} :

$$Q_{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re(a_n + b_n) \quad (12.3)$$

$$Q_{diff} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (12.4)$$

L'extinction rassemblant l'absorption et la diffusion, il s'écrit :

$$Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff} \quad (12.5)$$

Dans une atmosphère stratifiée et dans le cadre d'un traitement simplifié de la diffusion à deux faisceaux, les propriétés pertinentes des diffuseurs peuvent être résumées en termes d'albédo de simple diffusion et de facteur d'asymétrie. L'albédo de simple diffusion ω est le rapport de l'efficacité de diffusion sur l'efficacité d'extinction :

$$\omega = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} \quad (12.6)$$

Le facteur d'asymétrie g rend compte, comme son nom l'indique de l'asymétrie de la diffusion. g est positif ou négatif selon que la particule diffuse plus d'énergie vers « l'avant » ou vers « l'arrière ». Dans le cas d'une diffusion isotrope ou de la diffusion Rayleigh, $g = 0$. Tout comme les facteurs d'efficacité de diffusion et d'extinction, g peut s'exprimer à l'aide d'une série :

$$g = \frac{4}{x^2 Q_{diff}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{n(n+2)}{n+1} \Re(a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*) + \frac{2n+1}{n(n+1)} \Re(a_n b_n^*) \right\} \quad (12.7)$$

Les termes a_n et b_n sont les coefficients de Mie, qui s'écrivent avec les fonctions de Riccati-Bessel ψ_n et ζ_n :

$$a_n = \frac{\psi_n'(mx)\psi_n(x) - m\psi_n(mx)\psi_n'(x)}{\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - m\psi_n(mx)\zeta_n'(x)} \quad (12.8)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n'(mx)\psi_n(x) - \psi_n(mx)\psi_n'(x)}{m\psi_n'(mx)\zeta_n(x) - \psi_n(mx)\zeta_n'(x)} \quad (12.9)$$

Les fonctions de Riccati-Bessel sont elles-mêmes exprimées selon des fonctions de Bessel sphériques $J_{n+1/2}$ et $H_{n+1/2}^{(2)}$:

$$\psi_n(x) = \left(\frac{1}{2}\pi x\right)^{1/2} J_{n+1/2}(x) \quad (12.10)$$

$$\zeta_n(x) = \left(\frac{1}{2}\pi x\right)^{1/2} H_{n+1/2}^{(2)}(x) \quad (12.11)$$

12.2 Indices de réfraction des condensats

Ces informations sont issues de l'article de Pollack *et al.* (1994). Les indices de réfraction réels et imaginaires des grains ont été déterminés en utilisant des mesures des constantes optiques en laboratoire, des formules asymptotiques et des interpolations pour couvrir un domaine de longueur d'onde qui s'étend de l'UV jusqu'au domaine radio. Les constantes optiques sont données essentiellement pour des grains cristallins. En réalité, les indices sont donnés pour l'olivine (Mg,Fe)SiO₃ et l'orthopyroxène (Mg,Fe)₂SiO₄, avec le Fe et le Mg dans la proportion suivante : $\frac{Fe}{Fe+Mg} = 0.3$. Nous supposons malgré tout que les propriétés optiques des cristaux (Mg,Fe)SiO₃-MgSiO₃ d'une part, et

$(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ - Mg_2SiO_4 d'autre part sont similaires, faute de pouvoir trouver dans la littérature une base de données qui fournit les valeurs des indices réels et imaginaires dans toute la gamme de longueur d'onde voulue, à savoir 0.4-6 μm , et surtout pour ces espèces de structure *crystalline*. Il se trouve, malheureusement, que les signatures spectrales de fer trivalent (fer ferrique) dans ces silicates sont importantes dans les régions visibles et infrarouges du spectre. Il y a un manque de bonnes informations sur la dépendance en température des constantes optiques, puisque généralement les mesures se font à la température ambiante du laboratoire (~ 300 K). Pollack *et al.* prétendent toutefois que des erreurs de moins d'un ordre de grandeur devraient découler de l'application de ces constantes à des températures bien différentes.

Nous mentionnons aussi dans ce travail la formation possible de nuage de quartz SiO_2 (cristal). Ce cas conduit à une conclusion bien plus radicale que pour les silicates précédemment cités. En effet, dans l'infrarouge et le visible, les mesures en laboratoire montrent que les valeurs de l'indice k sont fortement influencées par la présence d'une absorption liée à des impuretés et des défauts de l'échantillon expérimental. Aucune valeur digne de confiance de k n'est disponible pour les longueurs d'onde de 0.15 à 6 μm . Des spectres d'absorption ont déjà été examinés dans cette région spectrale (Saksena, 1958; Drummond, 1935), mais les résultats montrent une variété de motifs spectraux dont il est difficile de dire s'ils sont intrinsèques au SiO_2 . Par conséquent, si SiO_2 est effectivement considéré dans le modèle comme une espèce chimique qui formerait potentiellement un nuage, aucune constante optique ne peut être utilisée entre 0.4 et 6 μm pour le calcul de la réflectivité du nuage. Par conséquent, la réflectivité de ce nuage sera choisi arbitrairement et indépendamment de la longueur d'onde.

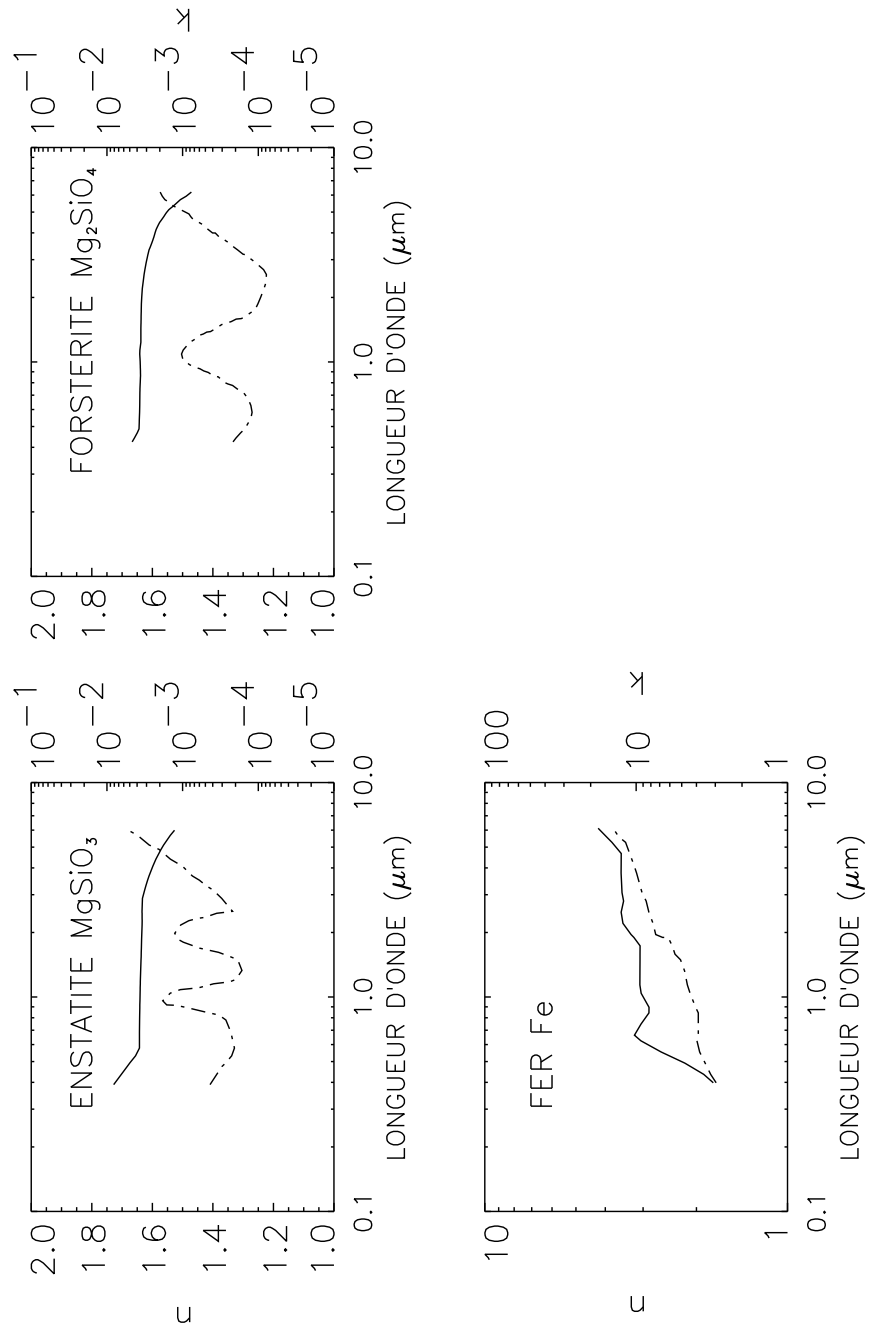


FIG. 12.1: Indices complexes de réfraction, tirés de Pollack et al. (1994). L'indice réel n est en trait plein. L'indice imaginaire k est en pointillé.

Chapitre 13

Estimation des effets du rayonnement UV sur l'atmosphère

Le but de ce chapitre est de dresser non pas un examen exhaustif des réactions subies par les différents absorbants moléculaires et atomiques qui composent l'atmosphère, mais plutôt d'offrir un aperçu superficiel des phénomènes photochimiques qui peuvent affecter l'atmosphère des planètes extrasolaires géantes, au même titre que les planètes géantes du système Solaire. Nous nous proposons plus précisément de comparer les opacités de diffusion Rayleigh et d'absorption UV, dans le but d'évaluer le moment voulu l'incidence que peut avoir le rayonnement UV dans l'altération de la structure thermique de l'atmosphère.

13.1 Introduction

Certaines molécules sont de très bons absorbants du rayonnement UV si bien que peu de photons UV pénètrent dans la troposphère des planètes géantes du Système Solaire. Les effets physiques et chimiques dus à ce rayonnement deviennent prépondérants dans la stratosphère, la mésosphère et plus haut. Le rayonnement stellaire dans le domaine ultraviolet agit de trois façons différentes sur les molécules et les atomes :

- excitation électronique
- dissociation
- ionisation

Le rayonnement UV conduit à une modification de la composition chimique de la haute atmosphère et constitue une source de chauffage. Pour quantifier son action sur la composition chimique de l'atmosphère, il faut

connaître :

- le spectre UV de l'étoile
- le spectre d'absorption des espèces gazeuses en présence
- la distribution verticale des absorbants
- les produits de la photolyse

Plus précisément, pour estimer les abondances, dans le cas stationnaire, des produits de la photolyse du méthane, par exemple, qui conduit à la formation d'hydrocarbures, il est nécessaire d'identifier et de quantifier les processus majeurs qui conduisent à la destruction (entendre par là « transformation ») des absorbants.

A la distance de Jupiter, les raies Lyman α de He^+ ($\text{He}^+ \text{Ly } \alpha$) à 304 Å et Lyman α de H ($\text{H Ly } \alpha$) à 1216 Å domine le spectre UV du soleil pour $\lambda < 1500$ Å. Les fréquences de coupure UV des différentes espèces moléculaires sont très marquées. H_2 et He ne sont pas de bons absorbants, compte-tenu du flux stellaire réduit qu'ils sont capables d'absorber dans cette région spectrale, mais leur abondance est élevée (rappel : $q_{\text{H}_2} \simeq 0.85$ et $q_{\text{He}} \simeq 0.15$). He n'absorbe plus au-delà de 500 Å et H_2 plus au-delà de 1000 Å. CH_4 absorbe jusqu'à 1600 Å et peut donc être photolysé par $\text{H Ly } \alpha$ alors que H_2 et He absorberont davantage $\text{He}^+ \text{Ly } \alpha$ et le rayonnement solaire du à He à 584 Å (100 fois moins intense que $\text{H Ly } \alpha$).

NH_3 et PH_3 absorbent à plus grande longueur d'onde, jusqu'à 235 nm environ. Ce rayonnement de plus grande longueur d'onde peut donc pénétrer plus profondément dans l'atmosphère, la diffusion Rayleigh étant moins forte. Ainsi, dans Jupiter, NH_3 et PH_3 sont dissociés dans la troposphère supérieure ($P \lesssim 1$ bar).

Sur Jupiter, à 10^{-8} bar (quelques centaines de K), les taux d'absorption UV de H_2 et He dominant au-dessus de l'homopause. On trouve alors plus de méthane dans cette région atmosphérique.

13.1.1 Aperçu de la photochimie dans les planètes géantes du Système Solaire

CH_4 subit des transformations photochimiques dans toutes les planètes géantes. Sur Uranus et Neptune, il forme un nuage et ses produits (C_2H_2 , C_2H_6 et polyacéthylènes notamment) sont susceptibles de condenser sous la forme de brumes troposphériques et stratosphériques. La photochimie des hydrocarbures est produite par la photodissociation du méthane dans l'homopause. Elle conduit à la production des radicaux CH , CH_2 et CH_3 (Mordaunt *et al.*, 1993).

Sur Jupiter et Neptune, NH_3 forme un nuage visible. Il est photodissocié au-dessus des nuages.

Dans la pratique, on sépare l'étude des phénomènes photochimiques liés à CH_4 de ceux liés à NH_3 car CH_4 est photolysé au-dessous de 1600 Å (principalement par le flux intense $\text{H Ly } \alpha$) alors que NH_3 est en abondance négligeable dans la stratosphère ($P < 0.1$ bar) de Jupiter et Saturne.

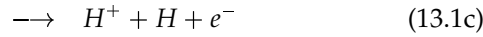
13.1.1.1 H

La production et la destruction de H sont contrôlées majoritairement par les processus ionosphériques. A basse et moyenne altitude, H atomique est produit grâce à H₂ par :

- photodissociation à $\lambda < 845 \text{ \AA}$
- photoionisation dissociative à $\lambda < 805 \text{ \AA}$
- ionisation

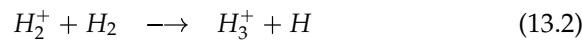
Les principales voies de dissociation de H₂ sont :

1.



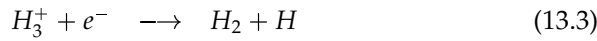
suivi par :

2.

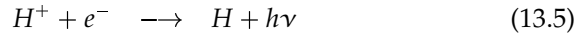


et

3.



ou



13.1.1.2 NH₃

Le niveau de pénétration des photons UV est déterminé par la position de la barrière physique que représente la couche nuageuse (limite supérieure du nuage : ~ 0.3 bar sur Jupiter ; plus basse sur Saturne) mais pas seulement. Elle dépend aussi de l'opacité due à la diffusion Rayleigh. Pour une atmosphère moléculaire (H₂ et He), la section efficace de la diffusion Rayleigh pour une particule est donnée par (Chandrasekhar, 1960) :

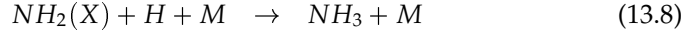
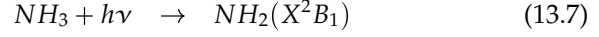
$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \alpha^2 \quad (13.6)$$

avec λ en cm et α la polarisabilité de la molécule.

$\alpha_{H_2} = .82 \times 10^{-24}$ et $\alpha_{He} = 0.21 \times 10^{-24}$. Pour Jupiter, $\sigma_R = 7.5 \times 10^{-25} / \lambda^4$ (λ en 10^3 \AA). L'atmosphère est optiquement épaisse ($\tau = 1$ en visée verticale) pour la diffusion Rayleigh pour : P=1 bar (10^{26} cm^2) et $\lambda = 3000 \text{ \AA}$
 P=200 mbar ($2 \times 10^{25} \text{ cm}^2$) et $\lambda = 2000 \text{ \AA}$
 P=10 mbar ($5 \times 10^{17} \text{ cm}^2$) et $\lambda = 1000 \text{ \AA}$

Par conséquent les photons $\lambda < 2000 \text{ \AA}$ ne pénétreront pas les couches situées à $P > 200 \text{ mbar}$.

La photodissociation de NH_3 produits des radicaux amidogènes $\text{NH}_2(\text{X})$ dans l'état fondamental. $\text{NH}_2(\text{X})$ se recombine avec H pour reformer NH_3 . La réaction de $\text{NH}_2(\text{X})$ avec lui-même conduit à l'hydrazine sous forme condensée N_2H_4 car sa pression de vapeur saturante est relativement faible.

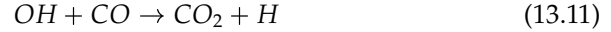


La photodissociation de N_2H_4 peut à son tour redonner N_2 .

Par ailleurs, notons que la vapeur d'eau, dont l'abondance attendue, dans des proportions solaires, peut être significative dans les Jupiter chauds (voir partie suivante), sont sujets à l'action du rayonnement UV de l'étoile centrale. La photolyse de l'eau intervient pour des longueurs d'onde $\lambda < 242 \text{ nm}$:



Le radical OH est alors perdu principalement par la réaction avec le monoxyde de carbone :



et peut donc, en première approximation, enrichir le haut de l'atmosphère en dioxyde de carbone.

13.1.1.3 généralités formelles

Le taux de photolyse spectral du i -ème constituant à la longueur d'onde λ donné à une altitude z :

$$J_i(z, \lambda) = \sigma_a^i(\lambda) F(z, \lambda) \quad (13.12)$$

où σ_a^i est la section efficace d'absorption du i -ème constituant à la longueur d'onde λ et $F(z, \lambda)$ est le flux solaire à λ et à une altitude z :

$$F(z, \lambda) = F_\infty \exp[-\tau(z, \lambda)] \quad (13.13)$$

$\tau(z, \lambda)$ est la profondeur optique.

Pour une atmosphère à plusieurs composants :

$$\tau(z, \lambda) = \sum_i \sigma_a^i(\lambda) \int_z^\infty n_i(z) dz \sec \theta \quad (13.14)$$

où θ est l'angle zénithal.

Le coefficient de photodissociation totale du constituant i à l'altitude z est donc :

$$J(z) = \int J_i(z, \lambda) d\lambda \quad (13.15)$$

13.2 Point de vue énergétique

Le rayonnement UV incident dans l'atmosphère peut être soit diffusé par diffusion Rayleigh, soit contribuer à la photodissociation ou à l'ionisation des molécules. Pour comparer l'un et l'autre de ces effets, nous allons comparer, pour chaque longueur d'onde, les niveaux atmosphériques pour lesquels on a $\tau_{\text{Rayleigh}}(\sigma) = 1$ et $\tau_{\text{UV}}(\sigma) = 1$. Cette approche devrait permettre d'estimer les niveaux de pression atmosphérique que peut atteindre le rayonnement UV de l'étoile, et donc de localiser la région atmosphérique dans laquelle les effets de ce rayonnement sur l'atmosphère sont attendus.

$\tau_{\text{Rayleigh}}(\sigma) = 1$ est la profondeur optique pour laquelle l'atmosphère devient optiquement épaisse pour la diffusion Rayleigh au nombre d'onde σ . $\tau_{\text{UV}}(\sigma) = 1$ est la profondeur optique pour laquelle l'atmosphère devient optiquement épaisse pour l'absorption dans l'ultraviolet. Dans le premier cas, la diffusion Rayleigh s'opère essentiellement sur H_2 et He qui sont les composants majoritaires de l'atmosphère. Dans le second cas, il s'agit de la somme des opacités dues aux espèces moléculaires (H_2O , CO , CH_4) et à He. N_2 n'est pas inclus, compte-tenu qu'il n'est quasiment pas absorbant dans l'UV en-dessous de 1270 Å.

Le domaine de fréquence a été choisi au plus large, couvrant le spectre solaire de 25000 à 10^5 cm^{-1} , étant entendu qu'en deçà de $0.29 \mu\text{m}$ ($\sim 34500 \text{ cm}^{-1}$), l'énergie du spectre solaire s'élève seulement à 0.8 % de l'énergie totale.

13.2.1 Opacité de diffusion Rayleigh

L'opacité monochromatique liée à la diffusion Rayleigh, à un niveau de pression P , se calcule simplement par :

$$\tau_{\text{Ray}}(\sigma, P) = \int_0^P d\tau_{\text{Ray}}(\sigma, P') \quad (13.16)$$

où $d\tau_{\text{Ray}}(\lambda, P)$ est la formule 8.4, avec $\mu \simeq 2.3 \text{ g}$ pour une atmosphère constituée de 85 % de H_2 et 15 % de He.

La courbe $\tau_{\text{Ray}}(\sigma, P) = 1$ obtenue (Fig. 13.1) est bien en accord avec les présentés pour l'atmosphère de Jupiter, où l'abondance de H_2 et He est dans les mêmes proportions que pour notre planète.

13.2.2 Opacité d'absorption UV

Dans ce cas, la profondeur optique monochromatique liée à l'absorption UV de l'espèce chimique i au niveau de pression P (qui conduit à l'ionisation de l'atome, ou à l'ionisation ou la dissociation de la molécule) peut s'écrire en fonction de la densité-colonne du composant en question et de la section efficace d'absorption au nombre d'onde σ :

$$\tau_{\text{UV}}^i(\lambda, P) = N_i(P)\sigma_{\text{UV}}^i(\sigma) \quad (13.17)$$

avec σ_{UV}^i la section efficace d'absorption du composant i (à ne pas confondre avec le nombre d'onde σ).

La densité-colonne de i au niveau P , $N_i(P)$, est déterminée d'après l'équation des gaz parfaits et l'équilibre hydrostatique.

$$N_i(z) = \int_z^\infty q_i n(z) dz \quad (13.18)$$

z est l'altitude du niveau de pression P ($z=0$ pour $P=1$ bar par convention), et $n(z)$ la densité volumique de molécules (ou d'atomes) au niveau z .

L'équation d'équilibre hydrostatique étant

$$dP(z) = -n(z) \frac{M(z)}{\mathcal{N}_A} g(z) dz \quad (13.19)$$

avec M la masse molaire de l'atmosphère, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, et g l'accélération de la pesanteur. Muni de tout cela, on peut écrire la densité-colonne de l'espèce i en fonction de la pression, compte-tenu que $P_i = q_i P$ (P pression totale) :

$$N_i(P) = \mathcal{N}_A \int_0^P \frac{q_i dP}{Mg} \quad (13.20)$$

Finalement, la profondeur optique liée à l'absorption UV devient :

$$\tau_{UV}^i(\sigma, P) = \sigma_{UV}^i(\sigma) \mathcal{N}_A \int_0^P \frac{q_i dP}{Mg} \quad (13.21)$$

La comparaison des deux courbes se trouve sur la figure 13.1. Les pressions pour lesquelles l'épaisseur optique monochromatique (Rayleigh et UV) est égale à 1 sont calculées pour une atmosphère de 1 masse jovienne et de 1 rayon jovien ($g \simeq 2500 \text{ cm s}^{-2}$).

Les résultats montrent que l'hypothèse selon laquelle le flux UV n'est pas absorbé dans l'atmosphère et est diffusé avant d'atteindre le nuage, est pleinement justifié pour $\lambda > 0.18 \mu\text{m}$. En effet, au-delà de $0.18 \mu\text{m}$, le niveau pour lequel $\tau_{UV} = 1$ est beaucoup plus profond que le niveau pour lequel l'atmosphère devient optiquement épaisse pour la diffusion Rayleigh. C'est en partie dû au fait que le rayonnement est peu ou prou absorbé au-delà de $\sim 0.18 \mu\text{m}$, toute espèce chimique confondue. Ce *cutoff* correspond au seuil de dissociation de l'eau en $H_2 + O(^1D)$ à $\lambda = 1770 \text{ \AA}$. En dessous de cette longueur d'onde, l'énergie intégrée du flux stellaire incident (égale à 0.0016 % pour un flux solaire) est tellement faible qu'elle n'affectera pas la valeur de l'albédo de Bond de façon significative (voir *Annexe I* pour son expression). En toute rigueur, il faudrait soustraire à l'albédo de Bond les 0.0016 % de l'énergie stellaire totale incidente, contenue dans le spectre en-dessous de $0.18 \mu\text{m}$ et absorbée par l'atmosphère.

Le rayonnement UV peut être à l'origine d'une inversion de température dans les hautes couches de l'atmosphère du modèle. Ce point sera discuté dans la quatrième partie pour 51 Peg b, où l'on utilisera ces calculs pour estimer le chauffage de la haute atmosphère.

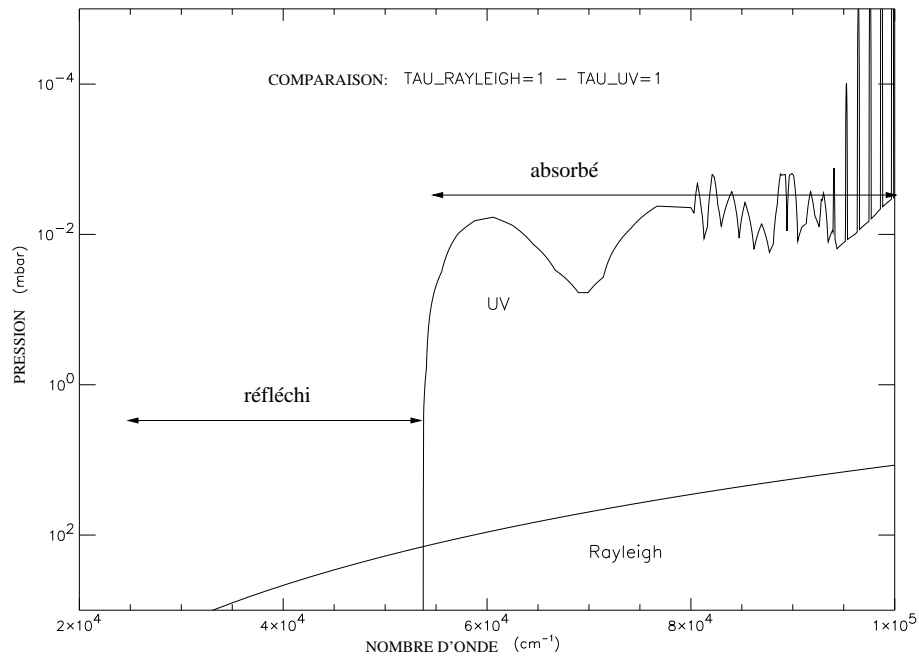


FIG. 13.1: Niveaux de pression pour lesquels l'atmosphère devient optiquement épaisse (pour la diffusion Rayleigh et pour l'absorption UV) en fonction du nombre d'onde.

Quatrième partie

Application à 51 Peg b

Sommaire

14 Paramètres physiques de 51 Peg b	109
15 Profils de température	111
15.1 Solutions du modèle	111
15.2 Influence de la masse de la planète	117
15.3 Rayonnement UV	118
16 Spectres de réflexion et d'émission	121
16.1 Résultats globaux	121
16.2 Incidence de la phosphine sur le spectre	123
17 Albédo de Bond et température effective	129

Chapitre 14

Paramètres physiques de 51 Peg b

L'analyse des données spectroscopiques Doppler de Mayor et Quéloz révèle une masse $M \sin i = 0.47 \pm 0.02 M_J$, projetée sur la ligne de visée de l'observateur, et une période orbitale $P = 4.23$ jours. i est l'angle d'inclinaison de l'orbite et M_J la masse de Jupiter. La masse réelle de 51 Peg est mal connue. Une limite supérieure de la masse de $2 M_J$ a été estimée d'après le décalage Doppler des raies de l'étoile ($v \sin i$) ainsi que l'émission chromosphérique de l'étoile 51 Peg. Une relation lie en effet l'activité du CaII à la période de rotation de l'étoile. Cette période est déduite de la modulation périodique du flux de CaII. Connaissant le $v \sin i$ et la période de rotation de l'étoile, ainsi que son rayon, on peut avoir une estimation du $\sin i$. L'hypothèse fondamentale de cette méthode est que l'axe de rotation de l'étoile correspond bien à l'axe de révolution de la planète. Mayor & Quéloz (1995) ont estimée la masse de 51 Peg b entre 0.5 et $2 M_J$. En fait, ces mesures ont été affinées et conduisent à une valeur maximale de $\sim 0.7 M_J$ (Gonzalez, 1998).

On pense que 51 Peg b est une planète géante gazeuse qui a migré vers l'étoile jusqu'à une distance $a = 0.051$ AU à cause des frottements visqueux avec le disque circumstellaire (Lin *et al.*, 1996). Le lecteur est renvoyé à la première partie pour plus de détails.

Pour ce qui suit, nous considérerons que la planète a une masse nominale de $1 M_J$ et un rayon de $1 R_J$. Le choix de la valeur du rayon peut être controversée, puisque les travaux de Guillot *et al.* (1996) indiquent qu'une planète d'une telle masse devrait avoir un rayon de $1.2-1.3 R_J$, dans le cadre d'un modèle radiatif/convectif et si la planète est âgée de 8 milliards d'années (âge estimé de 51 Peg A). Un rayon légèrement supérieur à celui de Jupiter peut suggérer que la contraction d'une planète comme 51 Peg b n'est pas terminée à cause d'un refroidissement très lent. Les conclusions peuvent aussi dépendre du temps de migration de la planète vers l'étoile. Le rayon de la planète, selon cette étude, est relativement insensible à la masse pour $M \gtrsim 0.5 M_J$.

Chapitre 15

Profils de température

15.1 Solutions du modèle

Nous avons calculé différents cas selon la nature chimique et la position du plancher nuageux dans l'atmosphère.

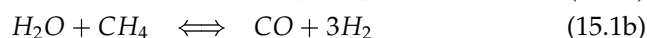
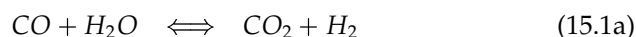
La figure 15.1 représente les profils de température solutions pour un nuage optiquement épais de fer, de forstérite et d'enstatite, respectivement à 10,2 et 10 bar. Les grilles de pression de 10^{-2} bar à 2 bar, et de 10^{-2} bar à 10 bar, comptent respectivement 48 et 81 niveaux. Quatre couches tampons en haut de l'atmosphère, simulent l'interface entre l'atmosphère planétaire et le milieu environnant, de 10^{-2} à 10^{-4} bar.

Sont donnés pour comparaison les courbes de condensation des nuages à l'équilibre thermochimique en supposant des abondances élémentaires solaires. Chaque profil montré dans la figure 1 satisfait d'une part l'équilibre radiatif, d'autre part la position du niveau de condensation du nuage au bas de l'atmosphère.

Les profils de température révèlent des températures variant entre 750 et 2050 K dans l'intervalle de pression 10^{-5} -10 bar. Des différences significatives apparaissent selon la nature du nuage au-dessous du niveau à 100 mbar. Ils résultent des différences dans les propriétés de réflexion des nuages.

La question soulevée page 58 concernant le CO_2 mérite à présent quelques éclaircissements et la justification de l'hypothèse selon laquelle nous le négligeons en tant que source d'opacité. Le rapport de mélange de CO_2 , à l'équilibre thermochimique, peut être déterminé en considérant :

- les deux équilibres chimiques



- la conservation des rapports de mélange de O et de C

$$q_{\text{O}} = q_{\text{H}_2\text{O}} + q_{\text{CO}} + 2q_{\text{CO}_2} \quad (15.2a)$$

$$q_{\text{C}} = q_{\text{CO}} + q_{\text{CH}_4} + q_{\text{CO}_2} \quad (15.2b)$$

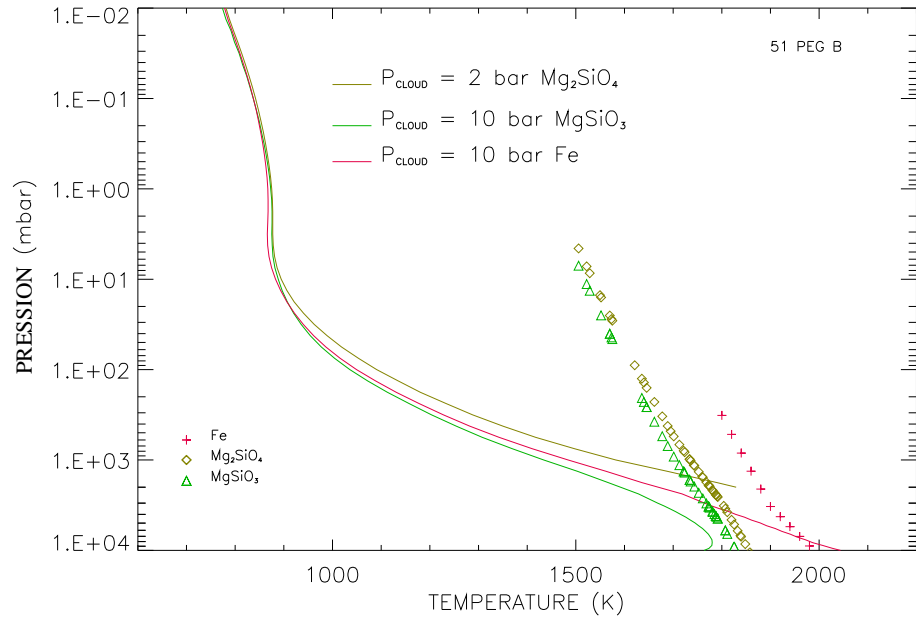


FIG. 15.1: Profils de température solutions du modèle pour 51 Peg b.

En calculant les constantes d'équilibre des réactions 15.1a et 15.1b et en les combinant aux égalités 15.2a et 15.2b, on déduit l'expression de q_{CO_2} en fonction de q_{CO} par exemple, avec pour hypothèse que les concentrations de CO et de H_2O dominent devant la concentration de CO_2 . Appliqué au profil moyen solution pour un nuage de fer par exemple, on trouve : $q_{CO_2} \sim 3 \times 10^{-6}$ à $P = 2 \times 10^{-2}$ mbar, $T = 800$ K ; $q_{CO_2} \sim 4 \times 10^{-7}$ à $P = 300$ mbar, $T = 1200$ K. Ces résultats confirment bien la validité de l'hypothèse de départ.

La figure 15.2 illustre le profil des taux de chauffage, pour les trois solutions du modèle, à chaque niveau de l'atmosphère. Ces taux peuvent indifféremment être qualifiés de taux de refroidissement. En effet, cette propriété résulte directement de la définition de l'équilibre radiatif qui est la base du modèle :

$$\frac{mg}{C_p} \frac{dF_{IR}}{dP} = \frac{mg}{C_p} \frac{dF_{\star}}{dP} \quad (15.3)$$

où m est la masse molaire de l'atmosphère, g l'accélération de la gravité (qui dépend sensiblement de la pression), C_p la chaleur molaire à pression constante. Le membre de gauche est le taux de refroidissement, celui de droite, le taux de chauffage, déterminés l'un et l'autre selon la méthode itérative présentée en deuxième partie.

Nous avons aussi étudié deux cas extrêmes dans lesquels le nuage est soit totalement absorbant, soit purement réfléchissant. Cela correspond à une réflectance égale à 0 et 1, respectivement, indépendamment de la longueur d'onde. Un nuage "blanc" donné par le modèle à 10 bar conduit au même

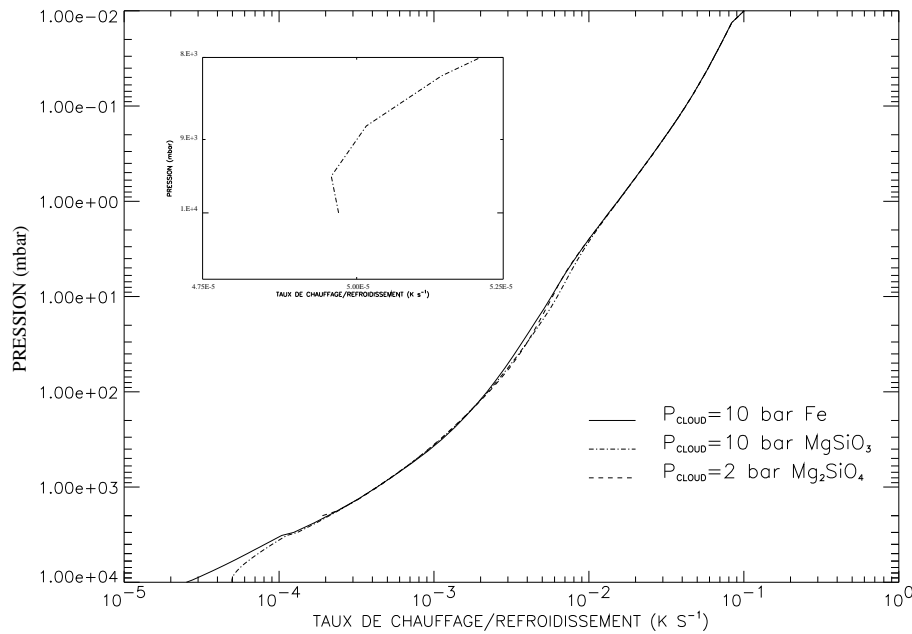
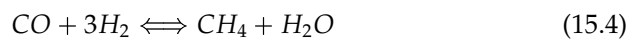


FIG. 15.2: Taux de chauffage/refroidissement en fonction du niveau de pression.

profil de température qu'un nuage de MgSiO_3 à la même pression (Fig. 15.3). Cette simulation asymptotique confirme les propriétés fortement réfléchives du nuage d'enstatite. D'autre part, le modèle avec un nuage "noir" à 2 bar est similaire au modèle avec un nuage de forstérite (Fig. 15.4). Par conséquent, les modèles avec des nuages optiquement épais de MgSiO_3 et Mg_2SiO_4 semblent fixer les limites des profils thermiques qu'on est en droit d'attendre au-dessus du niveau à 10 bar.

Dans la figure 15.3, le profil calculé pour un nuage très réfléchissant montre une inversion de température notable autour de 8 bar, juste au-dessus du haut du nuage. Elle correspond effectivement à un minimum local du taux de chauffage, à ~ 9.5 bar dans la grille de pression (fig. 15.2) et résulte de la forte réflectivité du nuage de MgSiO_3 .

La courbe d'équilibre CO/CH_4 découle de l'équilibre thermochimique :



Elle doit être comparée au profil de température solution (Fig. 15.5). D'après le profil, il en découle que l'abondance de CO est supérieure à celle de CH_4 à tous les niveaux de pression. L'abondance maximale de CH_4 est autour de 20 mbar : $q_{\text{CH}_4} = 5 \times 10^{-5}$. En réalité, bien que moins abondant que CO , CH_4 contribue de par son opacité à l'émission thermique et au flux stellaire réfléchi dans certaines bandes spectrales. Néanmoins, son influence sur l'altération du profil thermique est relativement faible. L'effet le plus remarquable est de réchauffer la région à 100 mbar de 30 K et de refroidir la région à 3 mbar de 15

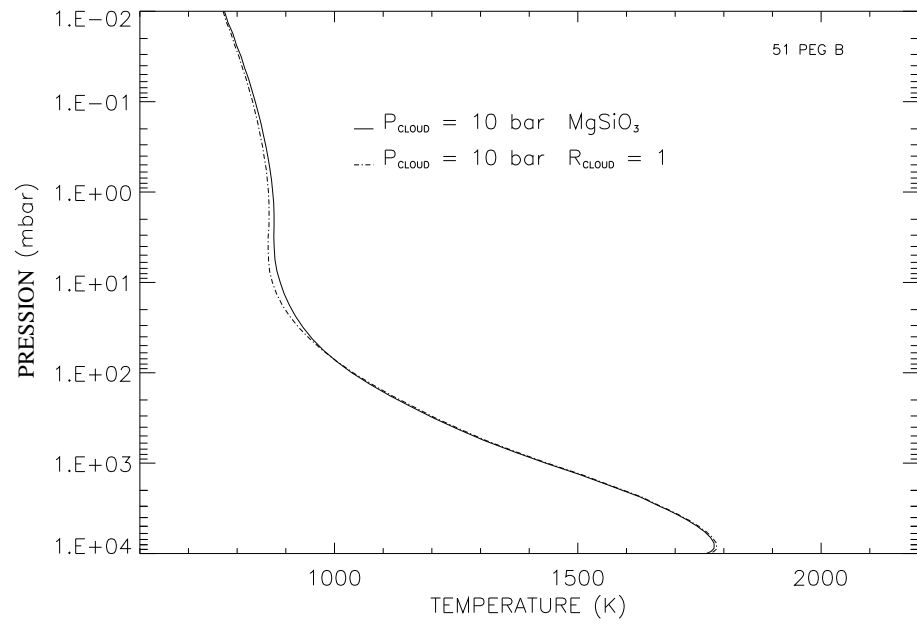


FIG. 15.3: Profil de température avec un nuage à 10 bar de réflectance $R=1$, comparé au profil avec un nuage de MgSiO_3 à la même pression.

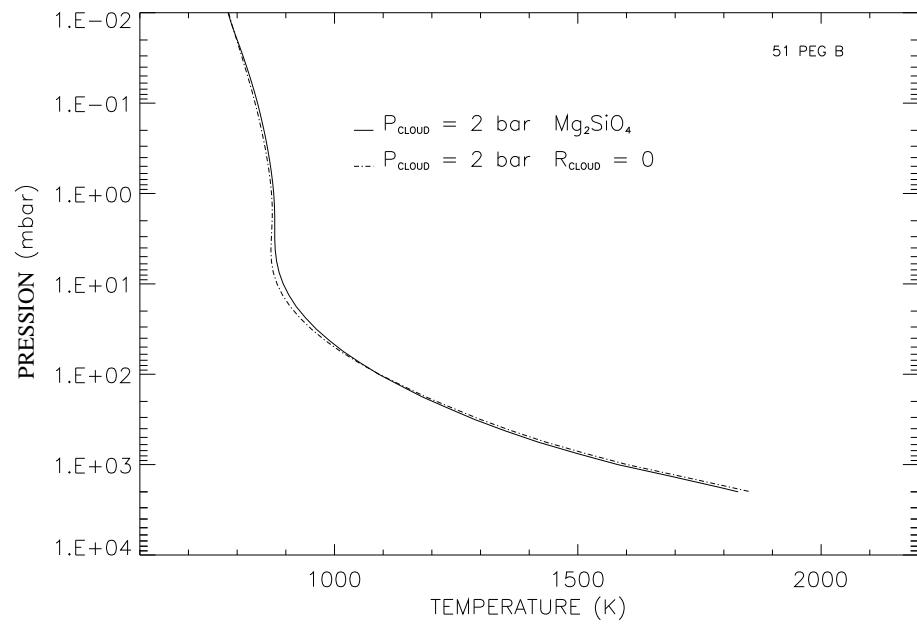


FIG. 15.4: Profil de température avec un nuage à 2 bar de réflectance $R=0$, comparé au profil avec un nuage de Mg_2SiO_4 à la même pression.

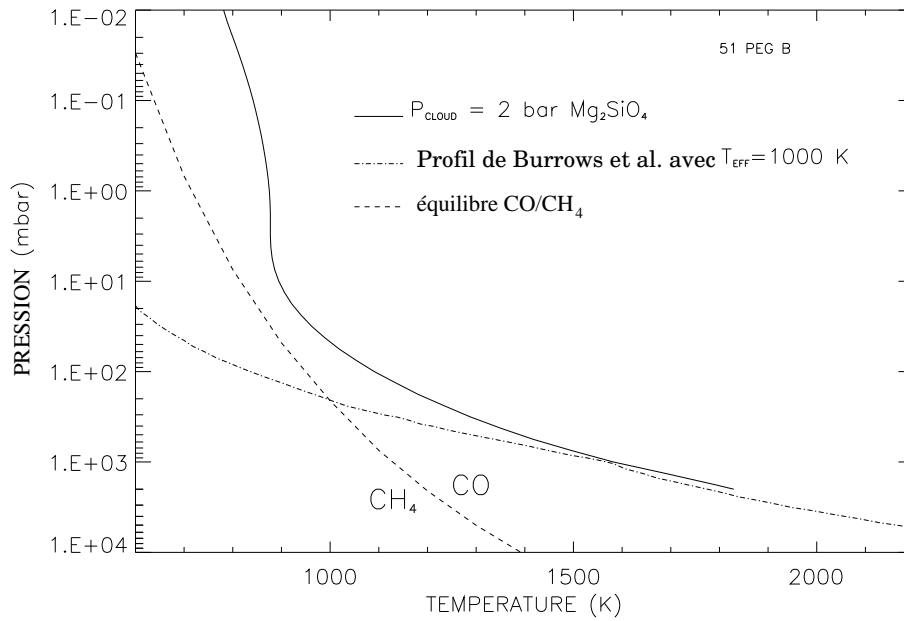


FIG. 15.5: Comparaison d'un profil de température solution avec le profil d'équilibre thermochimique CO-CH₄.

K environ.

Un résultat majeur de ce travail est que le gradient de température est sub-adiabatique sur toute la grille de pression. En terme de pression/température et dans l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, le gradient de température dT/dz est proportionnel à $d \ln T/d \ln P$. Ce dernier est, dans notre modèle, partout inférieur à la valeur du gradient adiabatique :

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{R}{C_p} \approx 0.30 \quad (15.5)$$

En effet, pour H₂, on a $C_p = \frac{7}{2}R$ et pour He $C_p = \frac{5}{2}R$. La valeur du gradient de température atteint au plus 0.23 à 1 bar pour le profil avec un nuage de Mg₂SiO₄ à 2 bar (Fig. 15.6).

La condition d'équilibre radiatif est donc justifiée.

On peut noter aussi que la structure thermique ne présente pas d'inversion de température. La structure thermique de notre modèle diffère ainsi de celle des planètes géantes du Système Solaire où l'on observe l'apparition d'une stratosphère très marquée. Dans le cas de Jupiter, c'est le flux d'énergie solaire qui chauffe l'atmosphère de cette planète dans les bandes de l'infrarouge proche du méthane. Cette absorption d'énergie produit une inversion de température (appelée tropopause) vers 140 mbar, à 105 K. Le refroidissement radiatif de la stratosphère de Jupiter se produit à travers la bande à 7.7 μm de CH₄ et à travers les bandes à 12.2 et 13.7 μm de C₂H₆ et C₂H₂, respectivement, hydrocarbures produits par la photodissociation du méthane.

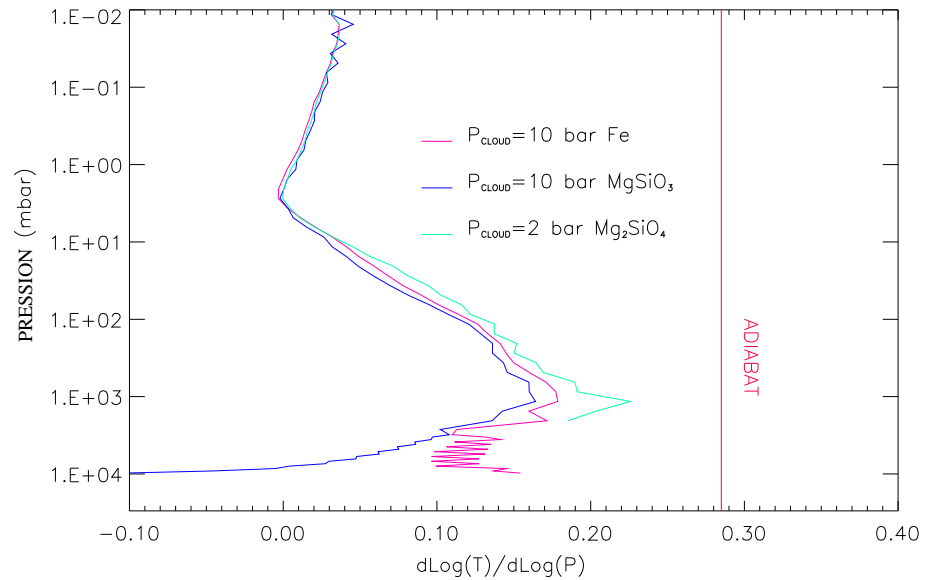


FIG. 15.6: Gradient de température pour les profils solutions. Les petites oscillations ne sont pas réelles et résultent d'instabilités numériques.

Compte-tenu de la température effective de 51 Peg b ($T_{\text{eff}} = 1200$ K), la fonction de Planck correspondante présente un maximum d'émission à $2.4 \mu\text{m}$ ($\sim 4200 \text{ cm}^{-1}$), et est décalée dans une région spectrale où les bandes de l'eau sont particulièrement fortes. Dans une certaine mesure, on trouve aussi la bande du méthane à $3.3 \mu\text{m}$ et la bande du monoxyde de carbone à $4.7 \mu\text{m}$, qui ensemble, participent au refroidissement de l'atmosphère, et interdisent la formation d'une inversion de température.

Nous avons introduit dans la figure 15.5 un des modèles de Burrows *et al.* (1997) pour une planète proche de 51 Peg b ($1 M_J$, $T_{\text{eff}} = 1000$ K). Ce profil de température a été calculé pour une planète isolée. Il s'inscrit dans une théorie d'évolution des objets de masse substellaire. Les calculs de telles structures thermiques sont basés sur un code dans lequel le chauffage atmosphérique n'est dispensé que par l'énergie interne de la planète (voir *première partie*). Le chauffage stellaire n'est pas pris en compte.

Le profil présenté est synthétisé pour une planète de température effective égale à 1000 K. Même en renormalisant le profil à une température de 1200 K, il apparaît que la structure thermique reste globalement plus froide que le profil solution de notre modèle au dessus du niveau à 0.3 bar. Il est au contraire plus chaud dans les couches plus profondes de l'atmosphère.

De plus, alors que notre profil est subadiabatique dans toute la grille de pression, ce qui justifie l'hypothèse initiale de transfert d'énergie purement radiatif, les résultats de Burrows *et al.* révèlent une alternance de zones radiatives et convectives. En particulier, une zone convective dans cette grille de pression est visible entre 40 mbar et 1 bar. Ces résultats tirent bien sûr leur origine des différents processus de chauffage considérés dans chacun de ces modèles :

source interne (Burrows *et al.*) et flux d'énergie externe fournie par l'étoile (ce travail). L'existence d'un gradient de température plus faible que le montrent les profils de température de Burrows *et al.* est aussi visible dans le profil de température du modèle de Seager & Sasselov (Fig. 5.3). Dans ce dernier cas, même si l'objet est plus chaud que le modèle présenté ici, le faible gradient de température à des niveaux de pression inférieurs à 2 bar est caractéristique d'un chauffage externe.

Nos résultats diffèrent aussi de ceux de Burrows *et al.* quant à la composition atmosphérique. Nos profils de température indiquent que CO est la molécule carbonée dominante (par rapport à CH₄), comme nous l'avons indiqué précédemment. Burrows *et al.* trouvent au contraire que pour une planète avec $T_{\text{eff}} \leq 1300$ K, CH₄ domine devant CO dans l'atmosphère supérieure.

15.2 Influence de la masse de la planète

Nous avons examiné l'effet de la masse sur la structure thermique de l'atmosphère via le changement de gravité. Ainsi, des simulations ont été menées pour une planète deux fois plus massive que Jupiter (nommée EX1), et deux fois moins massive que Jupiter (EX2), dans le but d'encadrer la structure thermique attendue dans l'intervalle 0.5-2 M_J. Le rayon d'une telle planète varie très peu avec la masse, (Guillot *et al.*, 1996). Par conséquent on a gardé une même valeur du rayon dans les deux cas. Cette valeur diffère de celle donnée par Guillot *et al.* (1.2 R_J) pour une planète de 1 M_J. Cependant dans un souci de cohérence, et pour établir des comparaisons avec Jupiter, le rayon a été fixé à 1 R_J. La gravité de surface des deux planètes est donc deux fois et une demi fois la valeur nominale (~ 2400 cm s⁻²). Nous trouvons qu'à une pression donnée, la température est plus faible pour EX1 par rapport à la planète initiale à 1 M_J, et plus élevée pour EX2 (Fig. 15.7).

Ces résultats peuvent s'interpréter qualitativement de la manière suivante :

- dans la haute atmosphère ($P \lesssim 1$ mbar) l'absorption est dominée par les transitions rotationnelles-vibrationnelles. Le milieu est globalement optiquement mince, si bien que le coefficient d'absorption κ varie linéairement avec la densité. La profondeur optique est donc proportionnelle à P/g .

On peut en déduire l'opacité τ de EX1 est similaire à celle de la planète nominale à un niveau de pression plus deux fois plus grand : $P_{EX1}(\tau) = 2P_{1M_J}(\tau)$

- Dans la basse atmosphère du modèle ($P > 1$ bar), l'opacité induite par collision des paires H₂-H₂ et H₂-He, ainsi que l'absorption des raies moléculaires, dominant. A présent, l'opacité τ est proportionnelle à P^2/g , conduisant de manière analogue à : $P_{EX1}(\tau) = \sqrt{2}P_{1M_J}(\tau)$.

Puisque la distribution verticale de l'opacité gouverne les taux de refroidissement et de chauffage de l'atmosphère, et donc le profil de température à l'équilibre, on s'attend à ce que $P_{EX1}(T)$ vaille deux fois $P_{1M_J}(T)$ dans l'atmosphère haute et $\sqrt{2}P_{1M_J}(T)$ dans l'atmosphère basse. Pour EX2, ces facteurs

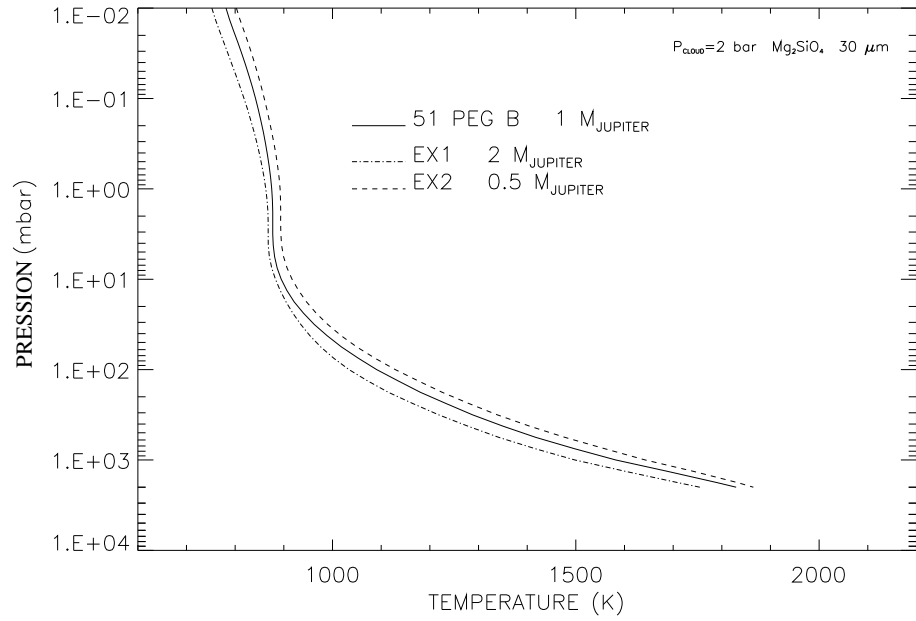


FIG. 15.7: Comparaison des profils de température pour une planète de type 51 Peg b de $2 M_J$, $0.5 M_J$ et $1 M_J$.

deviennent respectivement $1/2$ et $1/\sqrt{2}$. Ces caractères sont effectivement visibles dans les profils de la figure 15.7.

15.3 Rayonnement UV

La question est à présent de savoir si le chauffage par le rayonnement UV de l'étoile peut entraîner une inversion de température.

On peut faire une estimation très grossière du chauffage produit par l'absorption UV (photoionisation, photodissociation) dans l'atmosphère d'une planète comme 51 Peg b. La figure de la deuxième partie, chapitre 3, montre le niveau d'opacité $\tau_{UV}^\sigma = 1$ dans 51 Peg b en prenant en compte les constituants moléculaires présents. Cette courbe indique que l'absorption du rayonnement ultraviolet en-dessous de $0.185 \mu\text{m}$ ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) a principalement lieu entre les niveaux de pressions $10^{-4} - 10^{-5}$ bar.

Il s'agit maintenant de comparer l'énergie déposée dans ces dernières couches par absorption du rayonnement UV et de la comparer avec l'énergie déposée pour $\lambda > 0.4 \mu\text{m}$.

Le taux de chauffage UV (HR) dans au niveau de pression P s'écrit :

$$HR = \frac{mg}{C_p} \frac{dF}{dP} \simeq \frac{mg}{C_p} \frac{F_\odot^{\lambda < 0.2 \mu\text{m}}}{P_{\tau=1}} \times 2e^{2P/P_{\tau=1}} \quad (15.6)$$

où le facteur 2 dans le terme exponentiel de droite provient de la moyenne $\langle \sec \theta \rangle$ sur la journée. On prend en effet comme hypothèse que le flux inci-

dent est absorbé linéairement avec la pression : $F(p) = F_0 e^{-\tau} = F_0 e^{-p/p_0}$ où $p(\tau_U V = 1) = p_0$. Ici, F_\odot est déterminé en fonction de la constante solaire (51 Peg A ayant une température comparable à celle du Soleil), c.-à-d. le flux d'énergie à 1 UA. Rappelons que le flux incident est moyenné sur la « surface » planétaire (facteur 1/4). Il est calculé pour $R_\star = 1.2 R_\odot$. La constante solaire vaut : $E_\odot = 1370 \text{ W m}^{-2}$.

Donc, pour 51 Peg b (flux moyenné avec facteur 1/4 et pour une étoile de rayon $R_\star = 1.2 R_\odot$) :

$$F_\odot = \frac{1}{4} \times 1370 \left(\frac{1.2}{0.05} \right)^2 \times \frac{10^7}{10^4} = 1.97 \times 10^8 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (15.7)$$

et

$$F_\odot^{\lambda < 0.2 \mu\text{m}} \simeq 8.1 \times 10^{-3} F_\odot \simeq 1.6 \times 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (15.8)$$

avec

$$\begin{aligned} m &= 2.3 \text{ g/mole} \\ C_p &\simeq 3.5 \times 8.32 \times 10^7 \simeq 2.91 \times 10^8 \text{ erg K}^{-1} / \text{mole} \\ g &\simeq 2500 \text{ cm s}^{-2} \end{aligned}$$

Finalement, on trouve :

$$HR_{p=10^{-4} \text{ bar}}^{\lambda < 0.2 \mu\text{m}} = \frac{2.3 \times 2511}{2.91 \times 10^8} \times \frac{1.6 \times 10^6}{10^6 \times 10^{-4}} \times 2e^{-2} \simeq 0.08 \text{ K s}^{-1} \quad (15.9)$$

$$HR_{p=10^{-5} \text{ bar}}^{\lambda < 0.2 \mu\text{m}} = \frac{2.3 \times 2511}{2.91 \times 10^8} \times \frac{1.6 \times 10^6}{10^6 \times 10^{-5}} \times 2e^{-2} \simeq 0.7 \text{ K s}^{-1} \quad (15.10)$$

Avec ces considérations, on trouve que le taux de chauffage UV légèrement supérieur au taux de chauffage du à l'absorption entre 0.4 et 6 μm . Dans tous les cas, le taux de chauffage UV est du même ordre de grandeur que le taux de chauffage du à l'absorption dans les bandes rotationnelles-vibrationnelles des composants atmosphériques gazeux. Son effet sur la structure thermique ne peut donc pas être négligé, et il pourrait induire, comme suggéré auparavant, l'apparition d'une inversion de température dans les couches supérieures de l'atmosphère du modèle (vers 10^5 bar).

Néanmoins, la photodissociation de l'eau et du méthane en particulier entrainerait une photochimie complexe dans cette région de l'atmosphère. La composition chimique s'en trouverait alors changée, et nécessiterait de prendre en compte un modèle à part entière dont la mise en oeuvre dépasse les prétentions initiales de ce travail.

Chapitre 16

Spectres de réflexion et d'émission

16.1 Résultats globaux

Les spectres d'émission thermique et de réflexion, correspondant aux profils de température solutions de la figure 15.1, sont représentés sur les figures 16.1-16.3. Les raies sont convoluées par une fonction d'appareil de type gaussien. La résolution spectrale correspond donc à la largeur à mi-hauteur $\Delta\sigma$ de cette gaussienne. En l'occurrence, la résolution spectrale est ici de 20 cm^{-1} , pour le spectre d'émission thermique et pour le spectre réfléchi. Les deux composantes sont comparées au flux spectral incident de l'étoile en haut de l'atmosphère.

La composante stellaire réfléchi du spectre de la planète surpasse la composante d'émission thermique seulement au-delà de $13000 - 15000 \text{ cm}^{-1}$ (soit $\lambda \lesssim 0.7 \mu\text{m}$).

Le nuage de Mg_2SiO_4 a un faible albédo spectral, à toute longueur d'onde dans le visible et le proche-infrarouge. La plus grande proportion de rayonnement réfléchi est, dans ce cas, due essentiellement à la diffusion Rayleigh par le gaz (Fig.16.1). L'efficacité de ce processus variant en $1/\lambda^4$, le flux diffusé croît sensiblement avec la fréquence.

En revanche, le nuage de MgSiO_3 est très réfléchissant, puisque ses propriétés optiques lui confèrent un albédo augmentant rapidement avec la fréquence, jusqu'à atteindre 1 autour de 18000 cm^{-1} (Fig. 16.2). Ceci se traduit sur le spectre par une réflexion totale du flux incident au-delà de 18000 cm^{-1} .

Le flux stellaire réfléchi est alors maximal pour ce nuage, alors qu'il est minimale pour le nuage de forstérite. Le nuage de Fer est un cas intermédiaire entre les nuages de d'enstatite et de forstérite.

La structure du spectre d'émission thermique est dominée par les bandes de la vapeur d'eau. L'absorption par CO dans sa bande fondamentale à $4.7 \mu\text{m}$ (2100 cm^{-1}) est facilement identifiable alors que l'absorption de CH_4 est visible principalement à $3.3 \mu\text{m}$ (3030 cm^{-1}). A titre comparatif, CO est absent

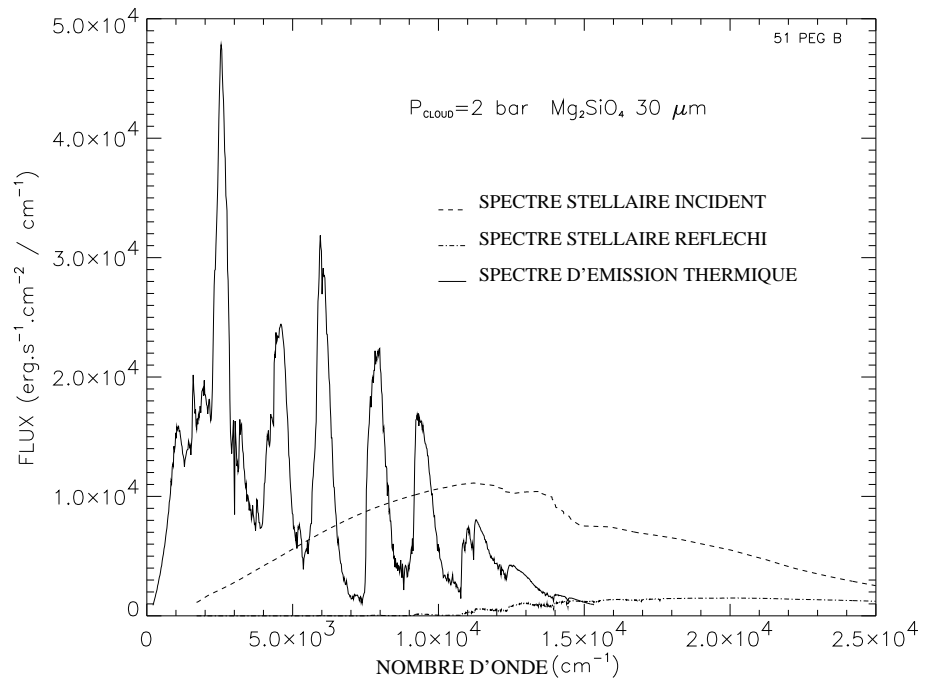


FIG. 16.1: Flux thermique et réfléchi pour un nuage de Mg_2SiO_4 à 2 bar.

des spectres de Burrows *et al.* (1997) dans l'intervalle $0.4\text{-}6 \mu\text{m}$ qui ne présente que des motifs dus à H_2O et à CH_4 .

Le flux est maximal autour de $3.9 \mu\text{m}$ (2550 cm^{-1}), une région relativement transparente dans 51 Peg b. D'autres fenêtres spectrales apparaissent à $2.2 \mu\text{m}$ (4500 cm^{-1}), $1.7 \mu\text{m}$ (5900 cm^{-1}), $1.3 \mu\text{m}$ (7900 cm^{-1}) et $1.1 \mu\text{m}$ (9090 cm^{-1}). Les raies spectrales sont vues en absorption. Ceci peut s'expliquer de deux manières équivalentes :

- à partir de l'équation de transfert et du fait que le gradient de température $d \ln T / d \ln P$ est positif.
- à partir de la loi de Kirchoff : le rayonnement chaud issu des couches les plus profondes (dominées par le continu d'absorption provenant des collisions de $\text{H}_2\text{-H}_2$ et $\text{H}_2\text{-He}$) peut être absorbé dans les bandes rotationnelles-vibrationnelles des molécules plus haut dans l'atmosphère (de température moins élevée) et donc réémis à une température plus faible, ce qui fait apparaître ces bandes en absorption.

L'émission thermique est plus importante pour un nuage faiblement réfléchissant que pour un nuage hautement réfléchissant, puisque la quantité d'énergie d'origine stellaire absorbée dans l'atmosphère est supérieure dans le premier cas. Cela conduit à un profil de température globalement plus chaud, à niveau de pression égal.

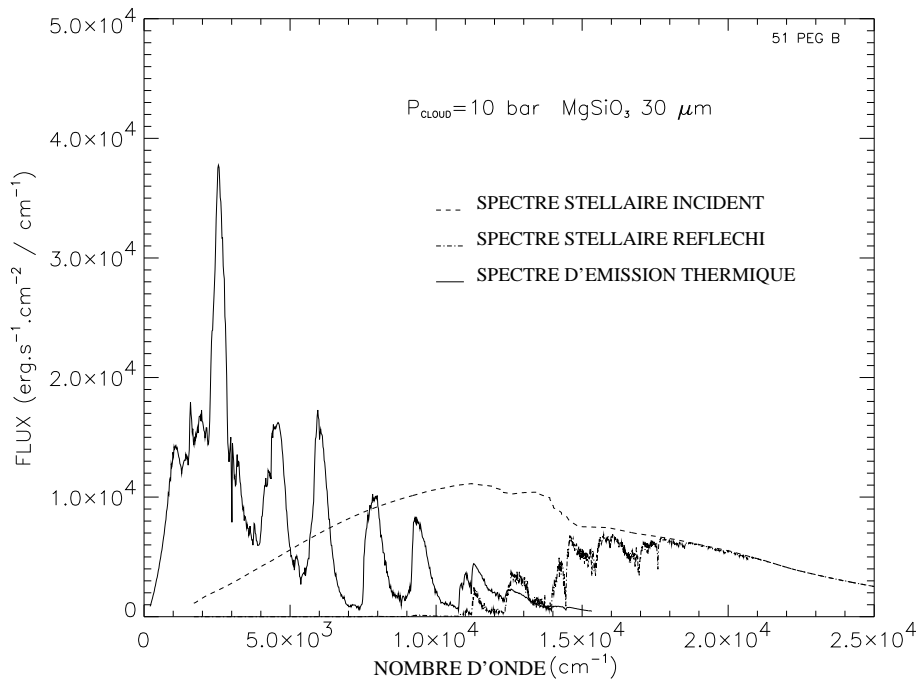


FIG. 16.2: Flux thermique et réfléchi pour un nuage de MgSiO_3 à 10 bar.

16.2 Incidence de la phosphine sur le spectre

Dans les planètes géantes du Système Solaire, une fenêtre à $5 \mu\text{m}$ permet de sonder les niveaux atmosphériques profonds et chauds ($\sim 5\text{-}10$ bars), par la détection de l'émission thermique faiblement absorbée, émergeant de la planète. Cette fenêtre spectrale n'est pas présente sur 51 Peg b. L'absorption dans cette région est notamment due à la bande forte (1-0) du monoxyde de carbone à $4.7 \mu\text{m}$. CO est en relativement grande abondance dans 51 Peg b ($q_{\text{CO}} = 6 \times 10^{-4}$) comparée à Jupiter ou Saturne ($q_{\text{CO}} \sim 10^{-9}$).

Dans Jupiter et Saturne, la fenêtre à $5 \mu\text{m}$ est limitée du côté des longueurs d'onde plus faible par les bandes ν_1 et ν_3 de la phosphine, PH_3 (Fig. 16.4).

Nous avons examiné si ces bandes pouvaient affecter la fenêtre à $4 \mu\text{m}$ dans les planètes extrasolaires. La figure 16.5 montre un spectre calculé dans la région des bandes de la phosphine ν_1 et ν_3 . Le rapport de mélange de PH_3 est pris égal à celui de P, dans le Système Solaire (6×10^{-7}). Il correspond, aux barres d'erreurs près, à une abondance jovienne $q_{\text{PH}_3} = (6 \pm 2) \times 10^{-7}$ (Kunde *et al.*, 1982).

Des motifs d'absorption sont clairement visibles dans la région à 2300 cm^{-1} et dans la région à 2450 cm^{-1} . L'effet de PH_3 est cependant négligeable au-delà de 2500 cm^{-1} et en-dessous de 2300 cm^{-1} . La fenêtre atmosphérique à $3.9 \mu\text{m}$ (2550 cm^{-1}) n'est donc pas affectée par l'absorption de la phosphine ; pour le modèle avec un nuage de MgSiO_3 à 10 bar, le pic du flux à 2550

cm^{-1} reste à $\sim 3900 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$. Etant donné la faible abondance de PH_3 , la structure thermique ne devrait pas être sensiblement modifiée par les bandes d'absorption de la phosphine.

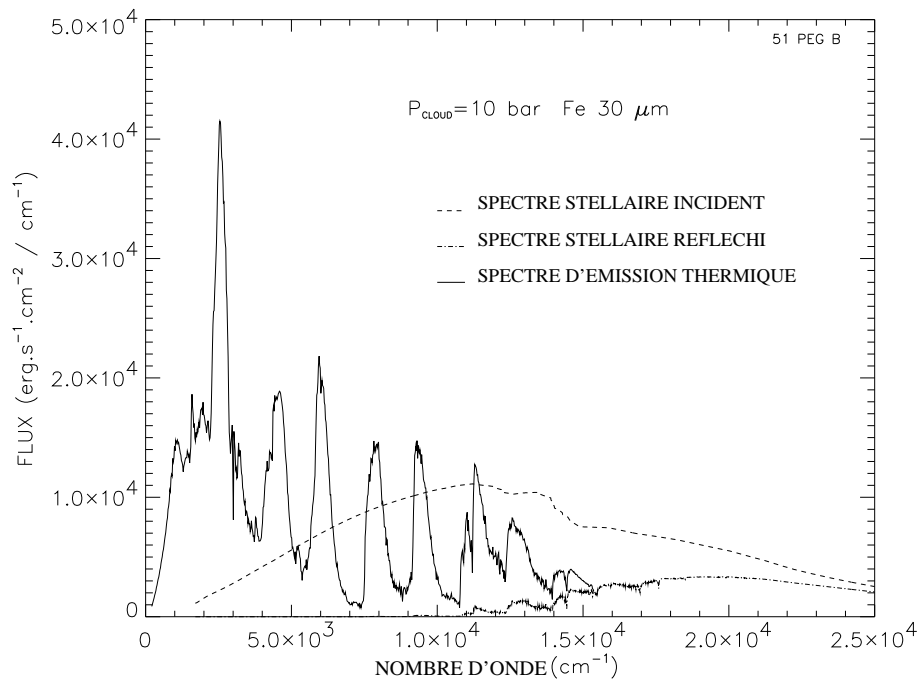


FIG. 16.3: Flux thermique et réfléchi pour un nuage de Fe à 10 bar.

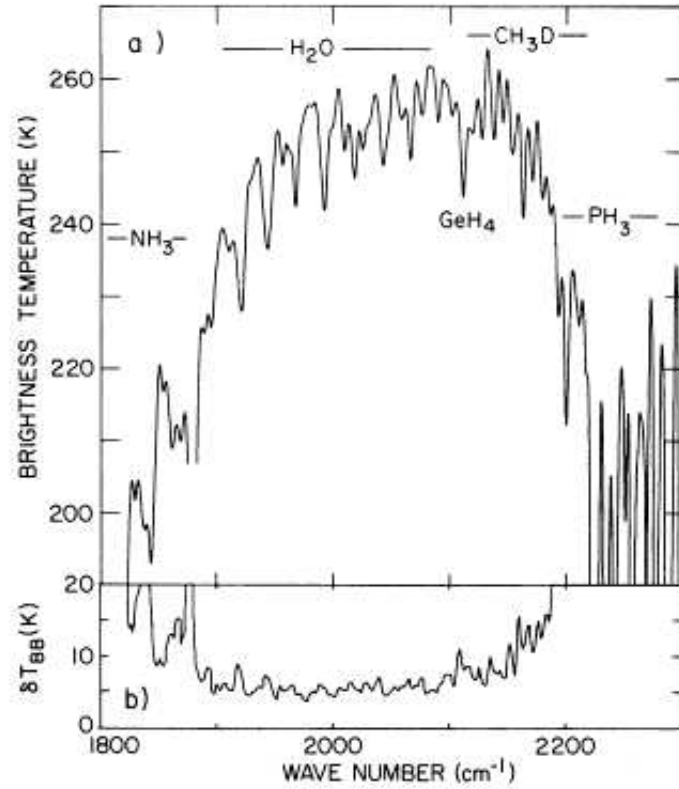


FIG. 16.4: Spectre de l'émission thermique, entre 1800 et 2250 cm^{-1} , observé dans la région la plus claire de la ceinture équatoriale nord de Jupiter. La fenêtre à $5 \mu\text{m}$ (2000 cm^{-1}) est limitée après $\sim 2190 \text{ cm}^{-1}$ par les bandes d'absorption ν_1 et ν_3 de la phosphine (Kunde et al., 1982).

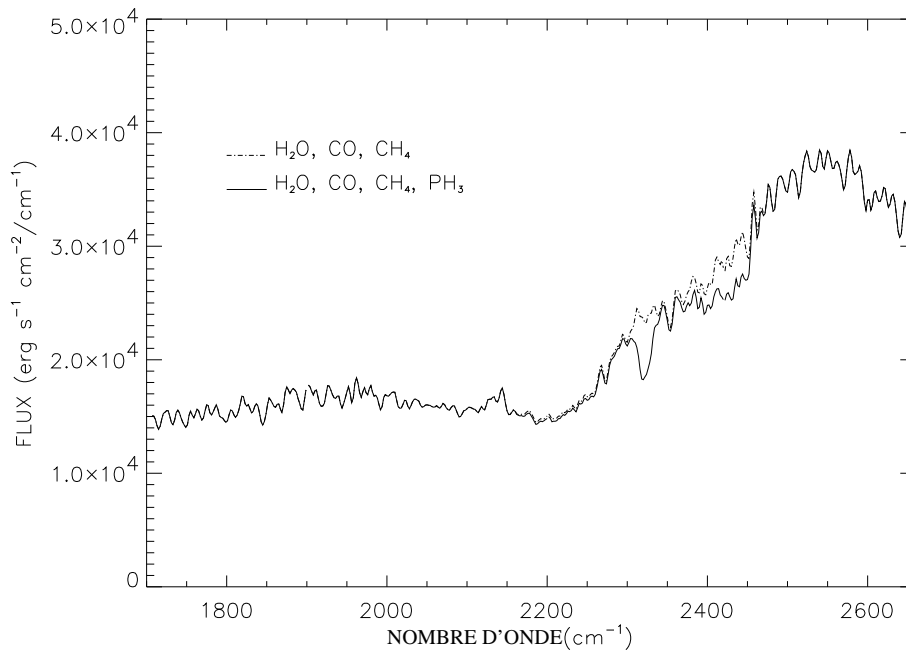


FIG. 16.5: Spectre de 51 Peg b, dans les bandes ν_1 et ν_3 de la phosphine, pour une atmosphère limitée par un nuage de MgSiO_3 à 10 bar.

Chapitre 17

Albédo de Bond et température effective

A partir des spectres thermiques, on peut calculer la température effective de la planète. On peut par ailleurs déterminer des spectres réfléchis l'albédo de Bond.

La température effective est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann, qui se traduit ici par :

$$T_{eff} = \left(\frac{F_{IR}^{top}}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (17.1)$$

où σ est la constante de Stefan qui vaut $\sim 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$. F_{IR}^{top} est le flux thermique émergent de l'atmosphère : $F_{IR}^{top} = \int_0^\infty F_\nu^{top} d\nu$.

L'albédo de Bond est déterminé en divisant l'énergie contenue dans le spectre réfléchi, par l'énergie du flux incident en haut de l'atmosphère. La contribution de l'albédo de Bond pour des fréquences inférieures à 1700 cm^{-1} est négligeable, mais elle ne l'est plus au-delà de 25000 cm^{-1} . Dans le modèle, l'atmosphère n'est plus absorbante et la réflectance du nuage est constante pour $\lambda < 0.4 \text{ }\mu\text{m}$. De cette manière, nos calculs tiennent grossièrement compte de l'énergie contenue (9 %) dans le spectre stellaire au-delà de 25000 cm^{-1} .

Nuage	P_{Nuage}	T_{eff}	A_B
Mg_2SiO_4	2 bar	1270 K	0.15
Fe	10 bar	1234 K	0.25
MgSiO_3	10 bar	1154 K	0.42

TAB. 17.1: Température effective T_{eff} et albédo de Bond A_B calculés pour les solutions du modèle.

Température effective et albédo de Bond sont intimement liés à travers la

relation :

$$4\sigma T_{eff}^4 = (1 - A_b)F_\star \quad (17.2)$$

où A_b est l'albédo de Bond et F_\star la constante stellaire à la distance orbitale de 51 Peg b. Les valeurs des deux paramètres sont rassemblées dans la table 17.1 pour les différents cas solutions du modèle radiatif. Nous trouvons que 51 Peg b présente un albédo compris entre 0.15 et 0.42, et une température effective dans l'intervalle 1154 – 1270 K. Ces limites correspondent aux cas extrêmes pour la réflectivité des nuages au bas de l'atmosphère ($R = 0$, $R = 1$). N'importe quel nuage possédant des propriétés de réflexion intermédiaires conférerait à la planète un albédo de Bond et une température effective compris entre ces valeurs extrêmes. On pourra noter qu'un modèle atmosphérique non limité par un nuage optiquement épais au bas de l'atmosphère, produirait un profil de température intermédiaire entre le cas correspondant au nuage d'enstatite et celui correspondant au nuage de fer. En accord avec cette remarque, on attendrait donc un albédo de Bond compris entre 0.25 et 0.42, et une température effective comprise entre 1154 et 1234 K. La raison de cela est que l'atmosphère en dessous de 10 bar peut être assimilée à une couche nuageuse semi-infinie, de réflectance comprise entre 0 et 1 ; le nuage de $MgSiO_3$, très réfléchissant ($R \sim 1$ pour $\sigma \gtrsim 1000 \text{ cm}^{-1}$), et le nuage de fer, faiblement réfléchissant ($R \sim 0.1$ pour $\sigma \gtrsim 1000 \text{ cm}^{-1}$) encadrent alors de manière extrême le profil attendu en l'absence de nuage épais.

Les valeurs de l'albédo de Bond calculé dans ce modèle peuvent être comparés à l'albédo de Bond obtenu par Marley *et al.* (1999) pour l'atmosphère sans nuage (atmosphère « claire », mais diffusante par processus Rayleigh et Raman) d'une planète de gravité jovienne (2200 cm s^{-2}), de température effective 1000 K, et illuminée par une étoile de type solaire (G2V). Une valeur de 0.33, proche de celle de Jupiter (0.35) et qui s'inscrit dans la fourchette des valeurs attendues dans ce modèle d'équilibre radiatif avec un nuage au bas de l'atmosphère, est alors trouvée. Il est à noter que le modèle de Marley *et al.* (1999) utilise une méthode pour laquelle le rayonnement stellaire n'est pas inclus dans le calcul de la structure atmosphérique, les profils de température utilisés étant issus des modèles non-gris pour une planète isolée de Burrows *et al.* (1997).

Cinquième partie

**Application aux autres
systèmes planétaires**

Sommaire

18 Profils de température	135
18.1 Calculs sans l'opacité de NH ₃	135
18.2 Calculs avec l'opacité de NH ₃	136
19 Spectres de réflexion et d'émission	143
20 Albédo de Bond et température effective	147

Chapitre 18

Profils de température

Les candidats qui se prêtent à l'application du modèle sont les compagnons substellaires dont la masse est inférieure à $13 M_J$. Les naines brunes, dont les propriétés principales ont déjà été discutées dans la première partie de ce rapport, ont une énergie intrinsèque non négligeable qui n'est pas gérée par le modèle dans son état actuel. Le second critère à retenir dans le choix des planètes à retenir est qu'elles ne soient pas trop éloignées de leur étoile pour que leur profil thermique ne devienne pas par endroits adiabatique ou superadiabatique puisque le modèle n'inclut pas le traitement des phénomènes convectifs. Nous avons donc choisi d'élaborer un échantillon de planètes de demi-grand axe variant de 0.05 à 1 UA, avec une distance approximativement multipliée par 2 pour chaque cas ($a = 0.05, 0.1, \sim 0.2, 0.5, 1$), ignorant *a priori* le comportement de la structure thermique pour les planètes les plus éloignées dans cet éventail de distances orbitales (des zones convectives pouvant apparaître pour les planètes de l'échantillon les plus distantes comme on va le voir).

18.1 Calculs sans l'opacité de NH_3

Nous avons donc fait varier la distance orbitale d'une planète de masse nominale de $1 M_J$, autour d'une étoile de type solaire (plus précisément une étoile ayant les mêmes caractéristiques en termes de rayon et flux spectral).

Les simulations ont tout d'abord été produites pour une planète en orbite à 0.1 UA puis à 0.23 UA (Fig. 18.1). Les profils de température solution ont été calculés pour un nuage de réflectance 0, à un niveau de pression de 30 bar. C'est ici une condition arbitraire, puisque qu'il n'existe pas d'éléments susceptibles de condenser (Fe, silicates, $\text{H}_2\text{O}, \dots$) en abondance significative (dans les conditions solaires) pour former un nuage à ces niveaux de pression, plus froids (900-1500 K) que pour 51 Peg b. Il n'est toutefois pas exclu qu'un nuage condense plus profondément dans l'atmosphère, à des températures plus élevées. N'importe comment, cette hypothèse quant à la réflectance du nuage ne devrait pas trop affecter le profil de température déterminé au-

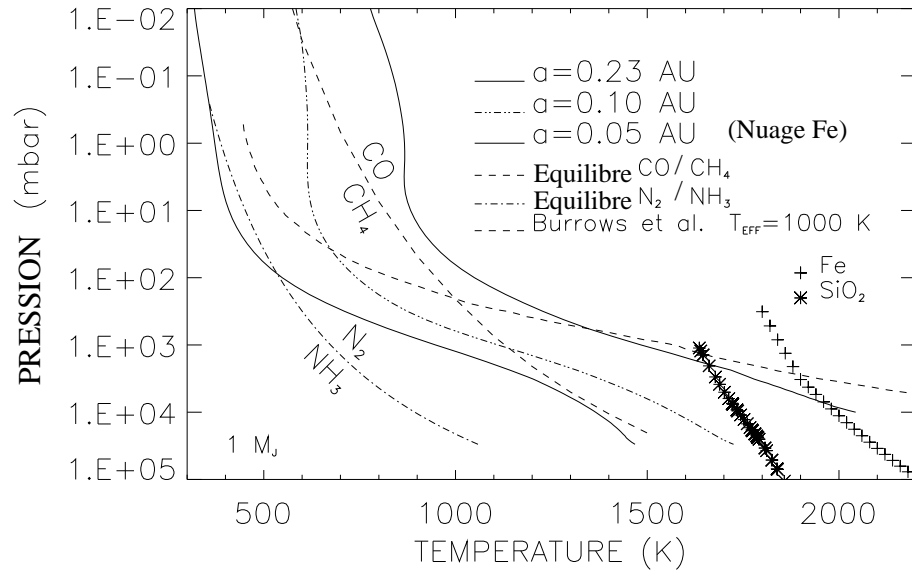


FIG. 18.1: Profils de température d'équilibre radiatif pour des planètes orbitant à 0.05, 0.1 et 0.23 UA. L'opacité de NH_3 n'est pas incluse.

dessus de ~ 10 bar.

Nous trouvons que CH_4 domine progressivement devant CO , tant et si bien qu'il devient majoritaire en abondance comparé à CO , pour une planète orbitant à 0.23 UA, qui correspond au demi-grand axe de ρCrB b, dont les caractéristiques physiques sont données dans le tableau 3.1 de la première partie. Le profil d'équilibre thermo-chimique N_2/NH_3 indique que NH_3 domine devant N_2 aux niveaux de pression inférieures à 100 mbar. Il apparaît donc nécessaire de prendre en compte l'opacité due à ce gaz.

Ces profils doivent être comparés avec ceux de Burrows *et al.*, issus d'un modèle non-gris pour une planète isolée, c'est-à-dire non illuminée par une étoile. Cette dernière, de même température effective, présente un gradient de température plus grand, et révèle ainsi une première zone convective entre 0.25 et 1 bar, et une autre au-delà de 8 bar. À l'inverse, les profils calculés ici sont partout subadiabatiques. La différence provient bien sûr de la différence de nature physique de la source de chauffage atmosphérique (interne vs externe).

18.2 Calculs avec l'opacité de NH_3

Les profils de température solution pour les différents cas sont comparés avec le profil de N_2/NH_3 à l'équilibre thermo-chimique. La courbe a été construite pour une abondance solaire de N ($q_N \simeq 1.9 \times 10^{-4}$). Il est clair que la prédominance de l'ammoniac gazeux se manifeste pour une planète de $1 M_J$ à une distance un peu inférieure à 0.23 UA. Pour la planète à 0.23 UA, le

NH₃ domine entre 1 et 100 mbar environ, mais l'inclusion de l'opacité de l'ammoniac est nécessaire afin de confirmer cette conclusion. Nous serons alors en mesure d'évaluer l'incidence de NH₃ à la fois sur le profil de température de la planète et sur le spectre d'émission thermique.

Le nombre d'espèces moléculaires dans l'atmosphère est à présent égal à 5. Nous entendons, par là, les composants pour lesquels l'opacité est prise en compte dans la détermination de la structure thermique. Il s'agit donc de H₂, H₂O, CO, CH₄ et NH₃.

Avant de détailler la structure thermique de chacune des planètes, des commentaires s'imposent sur les profils d'abondance de NH₃ et de CH₄, calculés d'après les profils de température d'équilibre radiatif. Ces profils sont représentés sur la figure 18.5. Pour 51 Peg b, CO et N₂ dominent nettement par rapport à CH₄ et NH₃. Le schéma est très différent pour les planètes plus lointaines (au moins pour $a > 0.23$ UA) puisque le méthane y est dominant dans ces planètes. Alors que le rapport de mélange de CH₄ atteint au plus 8×10^{-5} autour de 30 mbar dans 51 Peg b, il est en revanche proche de la valeur solaire du carbone ($\sim 6 \times 10^{-4}$) sur toute la grille de pression pour les autres planètes. Dans 51 Peg b, l'équilibre thermochimique indique que l'abondance de NH₃ est négligeable. Au contraire, les planètes plus lointaines ont une atmosphère suffisamment froide pour que NH₃ domine devant N₂, au-dessus du niveau à ~ 200 mbar à 0.23 UA, et au-dessus du niveau à ~ 2 bar à 1 UA.

Le nouveau profil obtenu pour la planète à 0.23 UA (ρ CrB b) est tracé sur la figure 18.2. Il est comparé au profil solution sans ammoniac.

La dominance de NH₃ s'affiche cette fois à des niveaux de pression un peu plus profonds, entre 1.6 et 160 mbar environ. L'effet le plus remarquable de NH₃ sur la structure thermique est le réchauffement de l'atmosphère au-dessous de ~ 5 mbar, et le refroidissement au-dessus de ce niveau de pression. La température de l'atmosphère gagne jusqu'à près de 50 K vers 2 bar, alors qu'elle perd environ 50 K au-dessus de 100 μ bar.

L'inversion de température rencontrée entre, typiquement, 1 et 10 mbar ne semble pas significative, puisqu'elle ne porte que sur 7-8 K, au plus. Il apparaît prématuré de parler d'une réelle inversion de température ici, et même de stratosphère.

Le calcul du gradient de température montre que le profil est toujours subadiatique (Fig. 18.6), comme c'était le cas pour les planètes à $a < 0.23$ UA. Le modèle est donc toujours adapté dans ces conditions pour le traitement de ces planètes de masse jovienne, au moins jusqu'à 0.23 UA.

Pour une planète à 0.5 UA, l'ammoniac est fortement dominant sur la grille de pression, plus précisément du haut du modèle à 10^{-5} bar jusqu'à 2 bar, alors que l'abondance du méthane surpasse maintenant celle du monoxyde de carbone sur la grille de pressions en totalité (Fig. 18.3). Bien que le gradient de température respecte la subadiaticité de l'atmosphère en totalité, le profil de température révèle des régions, notamment vers 200 mbar et 2 bar, où l'atmosphère tend à se rapprocher d'un comportement adiabatique (Fig. 18.6).

Les oscillations du gradient de température dans les couches profondes de l'atmosphère du modèle sont dues aux instabilités numériques dans la détermination du profil de température.

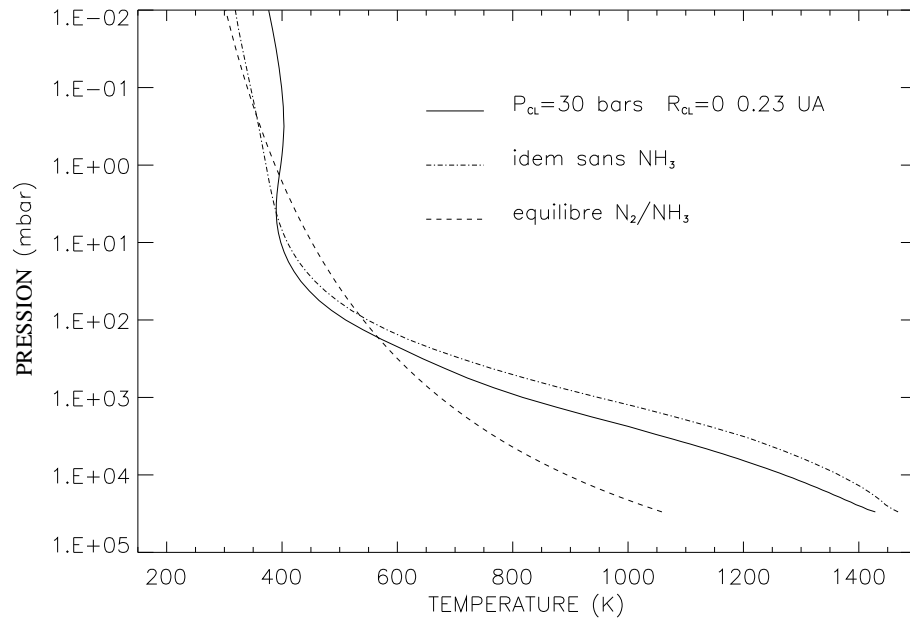


FIG. 18.2: Profil de température de la planète à 0.23 UA. NH_3 est une source d'opacité supplémentaire et est incluse dans la détermination de ce profil qui est comparé à l'ancien sans NH_3 .

On devine déjà que dans la région encadrée par ces deux niveaux de pression devrait alors apparaître une zone convective pour des planètes de même caractéristiques physiques mais situées à des distances plus élevées de l'étoile.

La figure 18.4 présente le résultat de la simulation pour un Jupiter orbitant à 1 UA, qui correspond à la distance ultime considérée dans ce travail. Burrows & Sharp (1999) prédisent la condensation de $\text{Mg}_3\text{P}_2\text{O}_8$ autour de 900 K, espèce chimique pour laquelle la pression n'agit que marginalement sur le niveau de condensation. Ce condensat pourrait donc représenter, en première approximation, un candidat potentiel à la formation d'un nuage au bas de l'atmosphère. Cependant, toutes les espèces chimiques considérées dans ce modèle sont par hypothèse en équilibre thermochimique. Aucun mouvement de convection ne peut donc altérer les abondances des éléments, qui sont et restent solaires. L'abondance solaire du phosphore étant $\sim 6 \times 10^{-7}$, il est raisonnable de penser qu'un nuage optiquement épais ne puisse se former dans le domaine de pression où s'applique le modèle. De plus, Burrows & Sharp (1999) mentionnent aussi la condensation de FeS vers 710 K, indépendamment de la pression. L'équilibre thermochimique qui est une des bases de ce modèle suggère que le fer en grande partie a été consommé pour la condensation du nuage Fe métallique profondément dans l'atmosphère. Rappelons que pour un tel nuage (fer), on trouve un profil de température solution pour 51 Peg b à 0.05 UA. A de telles températures, on ne s'attend donc pas à la condensation de FeS dans notre modèle. Par conséquent, on continue de supposer que l'atmosphère gazeuse est claire (c.-à-d. non polluée par un nuage) dans cette

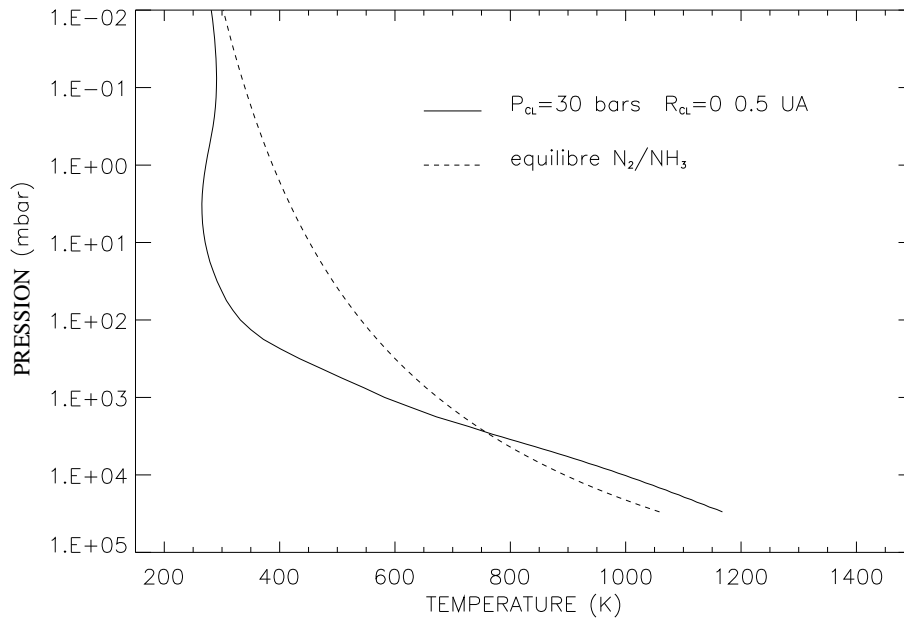


FIG. 18.3: Profil de température solution pour un Jupiter à 0.5 UA.

region de l'atmosphère située au-dessus de 30 bar, et que les nuages restent confinés aux niveaux plus profonds.

Le profil de température comparé au profil d'équilibre thermochimique $\text{N}_2\text{-NH}_3$ révèle à présent la dominance de l'ammoniac sur l'azote moléculaire à tous les niveaux atmosphériques. L'abondance de NH_3 est quasiment égale au rapport de mélange de N au-dessus du niveau à 3 bar.

Ces deux derniers calculs sont fortement susceptibles d'être incorrects à cause de l'abondance relativement élevée de l'ammoniac dans les couches supérieures de l'atmosphère. Les connaissances acquises sur les planètes du Système Solaire montrent en effet que le rayonnement UV du soleil pénètre jusqu'à un niveau de 0.3 bar environ dans Jupiter et peut donc dissocier NH_3 au-dessus de ce niveau. En réalité, un modèle complet traitant la photochimie de l'ammoniac au-dessus dans l'atmosphère de ces planètes serait nécessaire à la détermination de la composition chimique. On peut ainsi s'attendre à un appauvrissement de la quantité relative de NH_3 au-dessus de 0.3 bar. Dans ce cas, qualitativement, on pourrait s'attendre à un réchauffement de l'atmosphère aux niveaux de pression du modèle inférieurs à 0.1 bar.

Le profil de température pour $a = 1 \text{ UA}$ n'est pas physique dans le cadre de ce modèle d'équilibre radiatif, à cause de l'instabilité convective qui prend place vers 500-600 mbar. Une des techniques employées pour remédier à cette instabilité convective est d'introduire un flux convectif F_{conv} dans la région de l'atmosphère où apparaît l'instabilité. Cette quantité est proportionnelle à l'écart entre le gradient de température obtenu dans la région convective et la valeur adiabatique. Bien entendu, l'introduction de ce flux a des répercussions

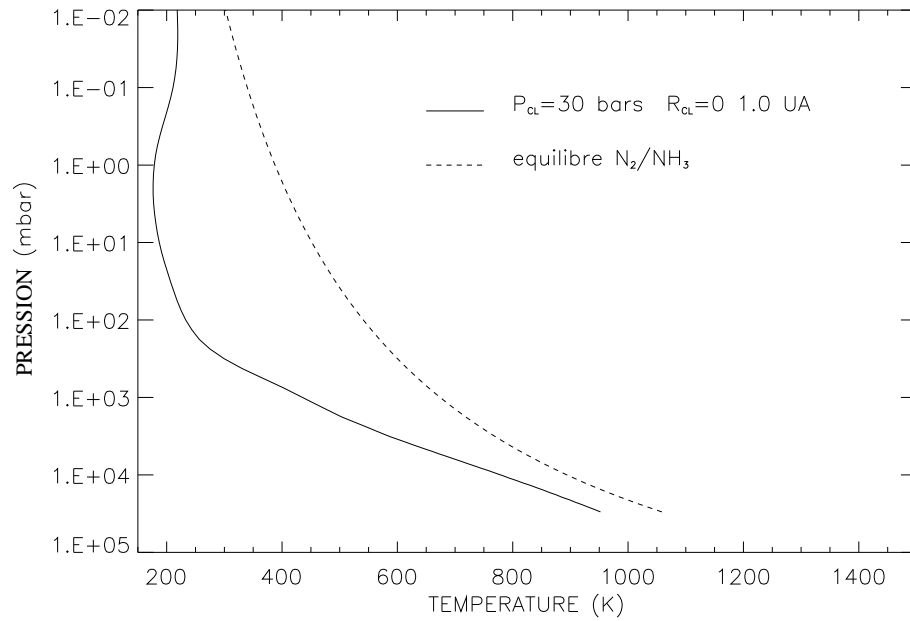


FIG. 18.4: Profil de température solution pour un Jupiter à 1 UA.

à des niveaux différents de l'atmosphère qui peuvent être amenés à devenir eux aussi convectifs. C'est pourquoi, à chaque itération, ces régions doivent être corrigées de l'instabilité convective pour que, à terme, le profil devienne soit radiatif, soit à la limite de l'adiabaticité, et ceci, en conservant le flux (thermique+convectif+stellaire) dans sa totalité. Ce processus requiert donc une modification notable de l'algorithme utilisé qui n'a pas été mise en oeuvre pour ce travail.

De plus, à 1 UA, la vapeur d'eau devrait condenser dans la région 1-100 mbar. Cette condensation a deux effets majeurs : (i) le premier est de dépléter localement l'atmosphère en vapeur d'eau ; (ii) le second concerne l'extinction du rayonnement par le nuage d'eau condensée. Le premier point peut être résolu en corrigeant à chaque itération le profil d'abondance de la vapeur d'eau au niveau atmosphérique où l'on attend la condensation. Le second point est beaucoup plus délicat à traiter dans la version actuelle du modèle. Vu le rapport de mélange de H_2O ($\sim 10^{-3}$), on peut penser que le nuage formé ait une épaisseur optique importante et modifie le transfert du rayonnement de façon appréciable.

En conclusion, les phénomènes nouveaux qui apparaissent dans l'atmosphère de la planète à une telle distance de l'étoile marquent les limitations du modèle, tant au point de vue de la photochimie de l'ammoniac, qui prend ici toute son importance, qu'au point de vue des processus physiques gouvernant la structure thermique.

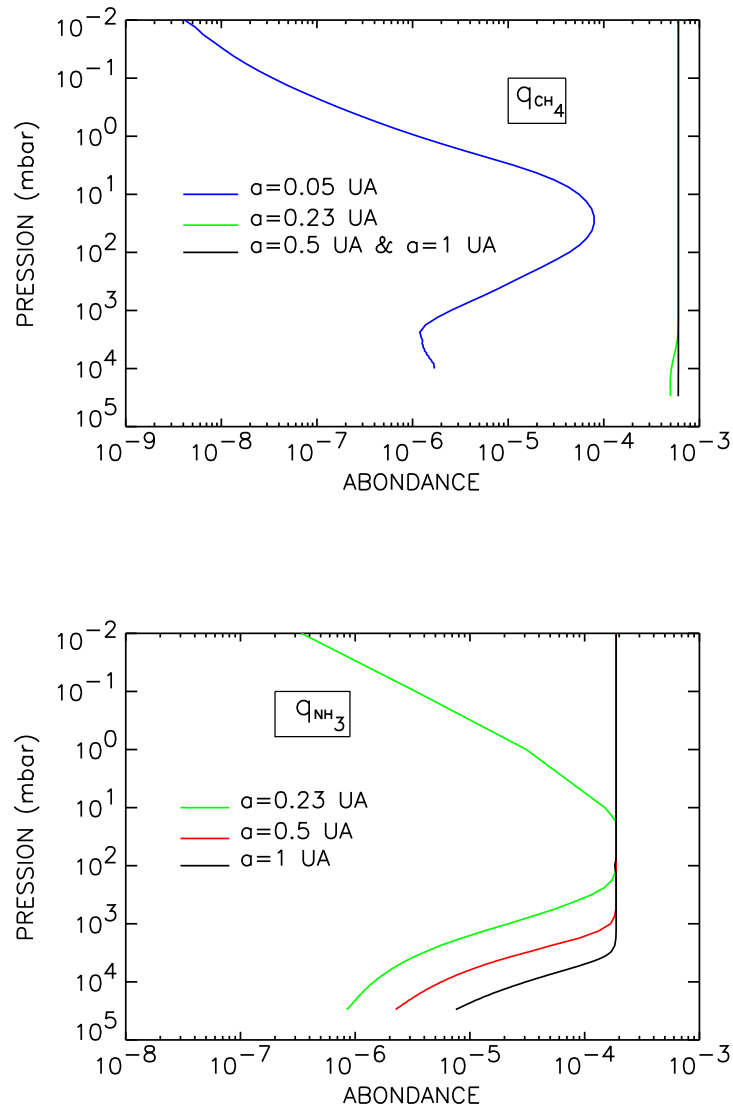


FIG. 18.5: Profils d'abondance du méthane (en haut) et de l'ammoniac (en bas) correspondant aux profils de température d'une planète de $1 M_J$ à 0.23, 0.5 et 1 UA. Dans le cas de CH_4 , les valeurs pour 51 Peg b avec un nuage de fer à 10 bar ont été ajoutées.

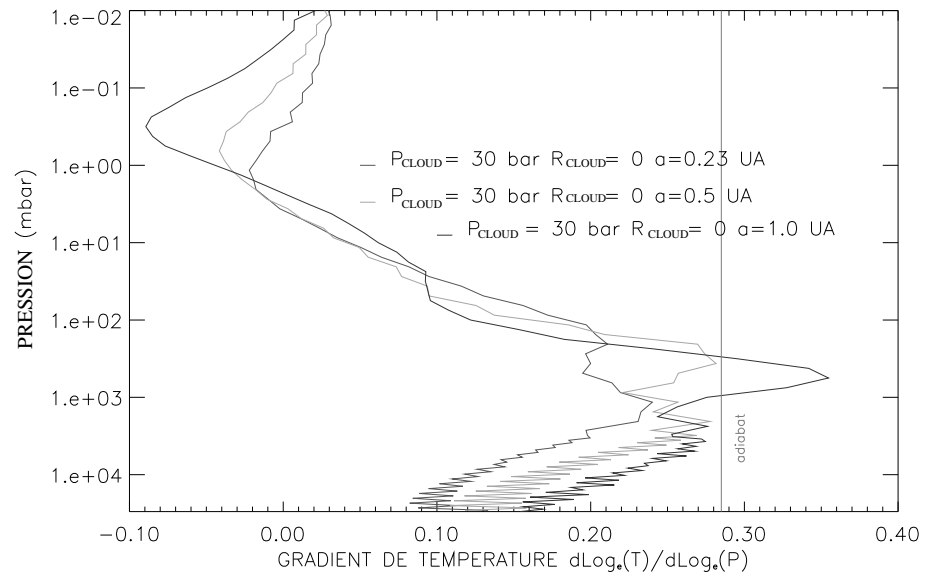


FIG. 18.6: Gradient de température des profils thermiques pour les planètes de demi-grand axe 0.23, 0.5 et 1 UA.

Chapitre 19

Spectres de réflexion et d'émission

Les spectres de réflexion et d'émission thermique sont présentés dans les figures 19.1-19.4.

Le flux réfléchi affiche un comportement identique en fonction de la longueur d'onde dans tous les cas, avec bien sûr une diminution globale de l'intensité avec le flux stellaire incident quand la planète s'éloigne de l'étoile.

Le spectre thermique est caractérisé par le décalage vers les fréquences plus faibles, qui provient du fait de la diminution de la température effective avec la distance de l'orbite. L'absorption par la vapeur d'eau domine le spectre thermique pour toutes les planètes. Les spectres synthétiques montrent une fenêtre spectrale à $4 \mu\text{m}$ (2500 cm^{-1}). Lorsque le rayon de l'orbite augmente, le pic de flux à $10\text{-}20 \mu\text{m}$ ($500\text{-}1000 \text{ cm}^{-1}$) devient de plus en plus intense, comparé à la fenêtre à $4 \mu\text{m}$. Pour $\rho\text{CrB b}$ (Fig.19.2) par exemple, à $10 \mu\text{m}$, le flux émergent atteint un maximum de $3600 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$, alors qu'à $4 \mu\text{m}$, il pique à $4600 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$, soit un rapport de $\sim 78 \%$. A 1 UA (Fig. 19.4), le flux à $4 \mu\text{m}$ est quasiment égal à celui à $10 \mu\text{m}$ ($330 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$).

Pour les planètes à 0.5 et 1 UA , les signatures des transitions vibrationnelles-rotationnelles des molécules proviennent principalement du haut de l'atmosphère. La majeure partie du flux émis se situe d'une part dans le continu de H_2 induit par collisions, notamment vers $17 \mu\text{m}$, provenant de la région $\sim 0.1 \text{ bar}$, et d'autre part dans la fenêtre vers $5 \mu\text{m}$ sondant des niveaux de l'ordre du bar.

L'absorption par CH_4 à $3.3 \mu\text{m}$ (3030 cm^{-1}) est visible dans toutes les planètes de l'échantillon. La signature à $7.7 \mu\text{m}$ (1300 cm^{-1}) est produite dans les planètes plus froides. La signature de NH_3 peut être vue à $10.5 \mu\text{m}$ (950 cm^{-1}). Aux températures équivalentes de corps noir de ces planètes ($\sim 300\text{-}550 \text{ K}$), la fonction de Planck émet plus favorablement vers $10\text{-}11 \mu\text{m}$, dans des bandes fortes du NH_3 . Les motifs du NH_3 sont absents du spectre de la figure 19.1 puisque l'ammoniac n'a pas été inclus dans ce modèle.

Ces caractéristiques sont dues au décalage de la fonction de Planck vers

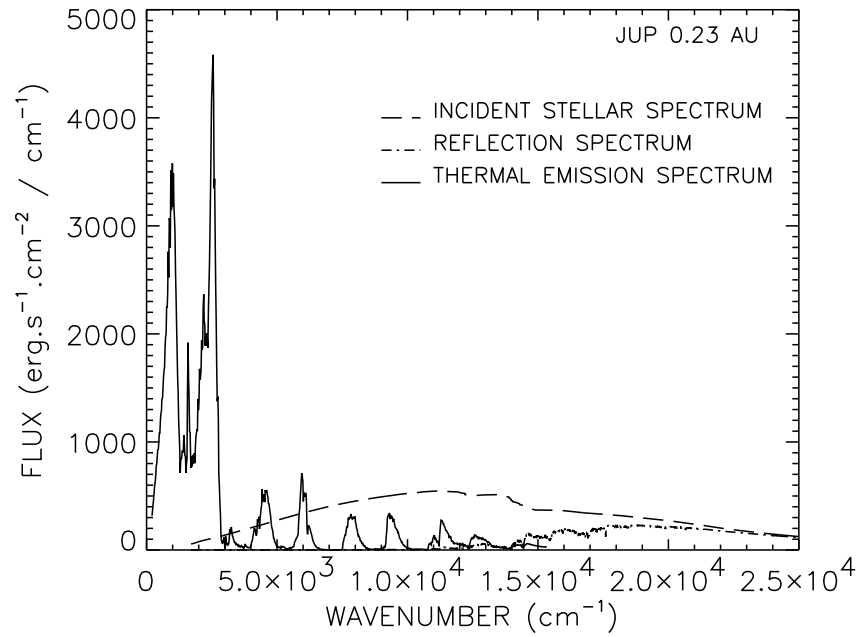


FIG. 19.1: Spectre d'un Jupiter à 0.23 UA. L'opacité de NH_3 n'est pas incluse.

des longueurs d'onde plus élevées du fait de la diminution de la température globale de l'atmosphère planétaire, mais aussi à l'augmentation de la quantité relative de méthane et d'ammoniac, à mesure que la planète s'éloigne de son étoile centrale.

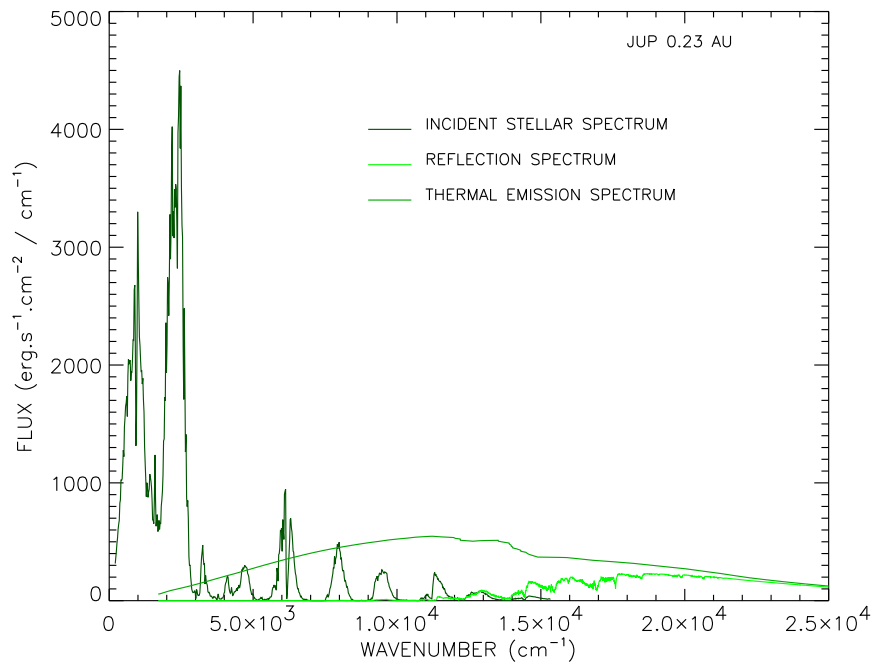


FIG. 19.2: Spectre d'un Jupiter à 0.23 UA. L'opacité de NH_3 est incluse.

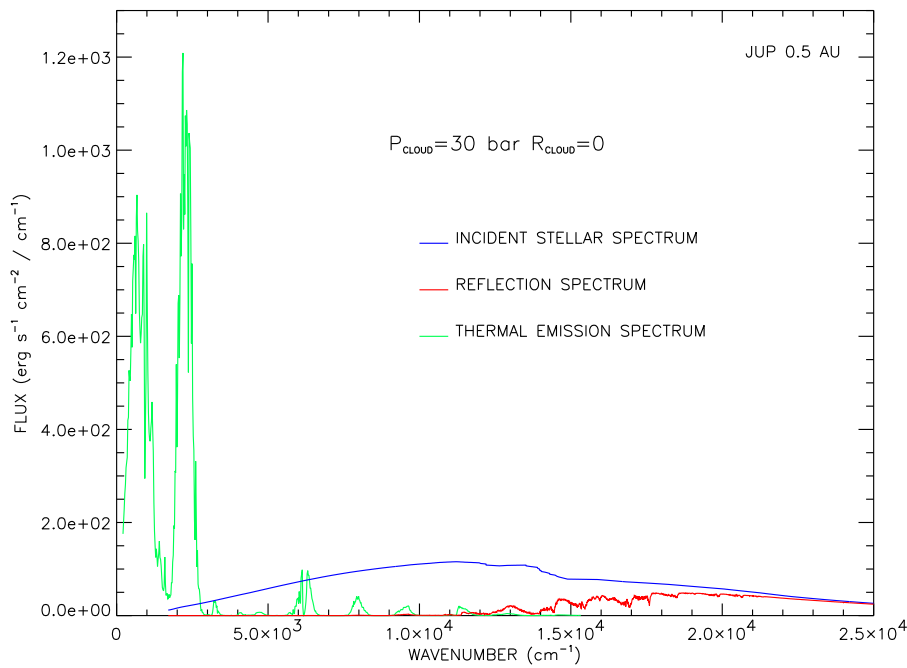


FIG. 19.3: Spectre d'un Jupiter à 0.5 UA.

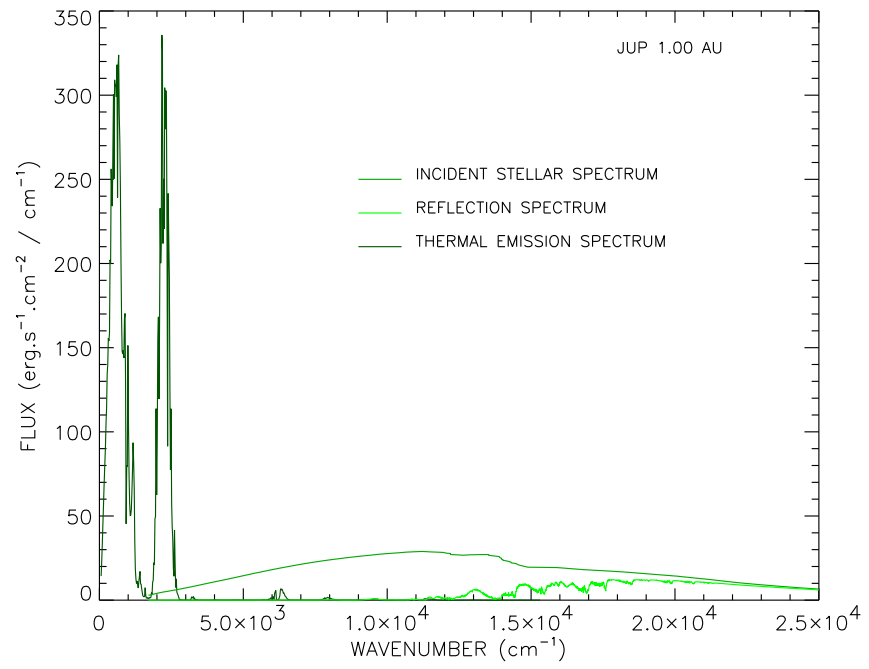


FIG. 19.4: Spectre d'un Jupiter à 1 UA.

Chapitre 20

Albédo de Bond et température effective

Les données de l'albédo et de la température effective sont rassemblées dans le tableau 20.1. L'albédo de Bond pour un Jupiter à 0.1 UA et au-delà présente une valeur constante de 0.32. Cette propriété vient du fait que c'est la vapeur d'eau et le méthane qui gouvernent l'absorption du flux solaire en l'absence de nuages et que leurs abondance sont les mêmes dans toutes les planètes modélisées au-delà de 0.1 UA. On peut noter que cette valeur de 0.32 est très proche des valeurs mesurées sur les planètes géantes de notre Système Solaire bien que leurs compositions et structures nuageuses diffèrent notablement. Le choix d'une réflectance nulle au bas de l'atmosphère du modèle implique que le flux réfléchi ne se compose que du rayonnement diffusé par processus Rayleigh dans l'atmosphère gazeuse. Les simulations pour une réflectance spectrale non nulle indépendante de la longueur d'onde, ne devrait pas changer significativement le résultat (même dans le cas extrême où $R = 1$). La plupart du flux incident est en effet absorbé avant d'atteindre le bas de l'atmosphère du modèle (30 bar), dans le domaine spectral considéré pour l'illumination par l'étoile (0.4-6 μm).

Cependant, plutôt que de fixer dans ce cas une réflectance de valeur arbitraire dans le cas de ces planètes orbitant à plus de 0.2 UA autour de l'étoile centrale, le modèle pourrait être amélioré en calculant l'albédo équivalent, dû seulement à la diffusion Rayleigh par H_2 et par He, d'une couche semi-infinie ayant pour limite supérieure le bas de l'atmosphère du modèle. On obtiendrait alors, en utilisant la même méthode que pour la détermination de la réflectance du nuage de silicates ou de fer au bas de l'atmosphère, une réflectance dépendant de la longueur d'onde du rayonnement incident au bas du modèle.

ORBITE (AU)	NUAGE	P _{NUAGE} (bar)	A _{BOND}	T _{EFF} (K)
0.05	Fe	10	0.25	1234
0.05	Mg ₂ SiO ₄	2	0.15	1270
0.05	MgSiO ₃	10	0.42	1154
0.10	R=0	30	0.32	855
0.23 (sans NH ₃)	R=0	30	0.32	565
0.23 (avec NH ₃)	R=0	30	0.32	565
0.50	R=0	30	0.32	383
1.00	R=0	30	0.32	277

TAB. 20.1: Albédo de Bond et température effective pour tous les cas de figure traités dans le modèle.

Sixième partie

**Défectabilité et perspectives
d'observation**

Sommaire

21 Moyens observationnels disponibles au sol : les grands télescopes	153
21.1 La génération des télescopes de 8 m	153
21.1.1 le <i>Very Large Telescope</i> (VLT)	153
21.1.2 Gemini	155
21.2 Le Keck	155
22 Signatures spectrales des exoplanètes	159
22.1 Simulation pour un télescope de 8 m	159
22.1.1 Cadre général	159
22.1.2 Application aux Jupiters chauds	160
22.2 Application des spectres synthétiques à haute résolution pour des observations au Keck II	163

Chapitre 21

Moyens observationnels disponibles au sol : les grands télescopes

Nous donnons ici une vue globale des différents dispositifs disponibles dans un proche avenir pour l'observation directe des exoplanètes. Il s'agit de la génération des grands télescopes, fruits de collaborations internationales, tant sur le plan scientifique que financier. Les instruments destinés à la spectrométrie dans l'infrarouge, domaine spectral prometteur pour la caractérisation des exoplanètes, y sont énumérés sommairement avec leur domaine de travail et leur résolution spectrale, pour chacun des projets.

21.1 La génération des télescopes de 8 m

21.1.1 le *Very Large Telescope (VLT)*

Le VLT, sous tutelle de l'ESO, est installé sur le Cerro Paranal à 2635 m dans le désert d'Atacama (Chili). Il consiste en quatre unités de 8.2 m de diamètre, fonctionnant indépendamment ou en mode combiné. Dans ce dernier cas, la surface collectrice équivalente correspond à un miroir de 16 m de diamètre. Quatre autres télescopes de 1.8 m de diamètre complètent le réseau en mode interférométrique, fournissant la capacité d'observations à haute résolution spatiale (la ligne de base est alors de 200 m), avec une sensibilité inégalée. Chaque unité dispose d'un foyer Cassegrain, Nasmyth et coudé. Les huit télescopes sont programmés pour être opérationnels d'ici à l'an 2006. Le VLT est prévu pour fonctionner entre 0.3 et 25 μm , couvrant ainsi le domaine de longueur d'onde des spectres thermiques et réfléchis des atmosphères planétaires modélisées dans ce travail.

Les télescopes optimisés pour l'infrarouge ont une transmission à 0.85 μm qui ne devrait pas être inférieure à 91 %, 86 %, and 65 %, respectivement pour les foyers Cassegrain, Nasmyth et coudé.



FIG. 21.1: Les quatre unités de 8 mètres du VLT au Cerro Paranal (Chili), avec au premier plan, le centre de contrôle.

Les instruments dignes d'intérêt pour la caractérisation des exoplanètes sont les spectromètres opérant dans l'infrarouge thermique pour la détection du flux émis par la planète dans ce domaine spectral. Les instruments prévus pour équiper le VLT couvrent l'infrarouge proche de 1 à 5 μm . Ils doivent offrir un pouvoir de résolution suffisant pour espérer détecter les motifs spectraux liés à l'atmosphère de la planète, tout en bénéficiant du décalage Doppler du spectre planétaire (voir 22.1.2).

CRIRES, spectrographe infrarouge cryogénisé, à haute résolution, a été conçu pour le VLT dans le but d'exploiter la sensibilité accrue procurée par un instrument dispersif muni d'un grand réseau de détecteur au foyer d'un télescope de 8 m. Le spectrographe a été initialement développé pour la détection spectroscopique de raies moléculaires et atomiques émises par un large éventail d'objets astrophysiques. Mais plus précisément, un soin a été apporté dans le développement de l'instrument pour la détection des planètes extrasolaires en adoptant la méthode des vitesses radiales, mais surtout la détection des raies des bandes fortes de CH_4 et CO dans l'atmosphère des

Jupiter « chauds ». Günter Wiedemann, responsable du projet à l'ESO, a publié une simulation des spectres attendus pour 51 Peg b, avec un outil d'une telle résolution. Ses résultats sont en outre discutés dans 22.1.2.

L'échelle cryogénisée devrait fournir une spectroscopie à haute résolution dans le domaine spectral 1-5 μm . L'instrument emploie une grille pour un pouvoir de résolution de 10^5 . Bien qu'encore en phase de conception, l'instrument est prévu pour être opérationnel au foyer Nasmyth de l'unité 4 de 8 m en 2002.

Depuis l'avènement de la nouvelle discipline de l'astronomie qu'est la recherche et la caractérisation des planètes extrasolaires, la détection directe et la spectroscopie de tels objets est devenu l'un des enjeux majeurs du VLT en mode interférométrique.

L'imagerie et les observations spectrales avec le VLTI peuvent être réalisées avec une résolution angulaire de l'ordre de la milli-seconde d'arc, aux longueurs d'onde les plus favorables. La séparation de 51 Peg b étant de $\sim 3.4 \times 10^{-3}$ arcsec, le VLTI devrait pouvoir résoudre la planète, au plus à $\lambda \simeq 1.65 \mu\text{m}$ (en disposant d'une ligne de base de 200 m).

21.1.2 Gemini

Le projet Gemini est un partenariat international impliquant les Etats-Unis, le Royaume Uni, le Canada, le Chili, l'Australie, l'Argentine et le Brésil, l'ordre indiquant la proportion de leur contribution. Il consiste en l'exploitation de deux télescopes de 8.1 m, optimisés pour les observations dans l'infrarouge, dont l'un est basé au sommet du Mauna Kea (Hawaii) à 4214 m, et l'autre au Cerro Pachón (Chili) à 2715 m.

Le spectrographe proche-infrarouge GNIRS (Gemini Near-Infrared Spectrometer) a été développé pour tirer partie de la haute résolution spatiale, de la grande surface collectrice procurant une sensibilité accrue, et la faible émissivité du télescope Gemini dans l'hémisphère Nord. La conception est assurée par le NOAO. Le domaine de travail de GNIRS a été fixé entre 0.9 et 5.8 μm , avec une résolution variable de 667 à 18000.

Le spectrographe à échelle PHOENIX est quant à lui prévu pour équiper Gemini sud en 2001. C'est un spectromètre refroidi à 50 K dont les caractéristiques sont comparables à CRIRES pour le VLT en terme de résolution et de fréquence de travail : un pouvoir de résolution minimal de 10^5 et un domaine spectral de fonctionnement entre 1 et 5 μm . Son activité dans le domaine de la détection spectroscopique du flux d'émission des exoplanètes s'est déjà traduite durant 7 nuits en novembre 1998 au foyer du 4 mètres du Kitt Peak National Observatory (observations de 51 Peg, $\tau\text{ Boo}$ et $\nu\text{ And}$) par l'observation de la bande de CO à 2.3 μm , dans les trois systèmes.

21.2 Le Keck

Les deux télescopes Keck, réalisés grâce aux fonds du riche donateur américain William Myron Keck, sont les plus grands télescopes optiques et

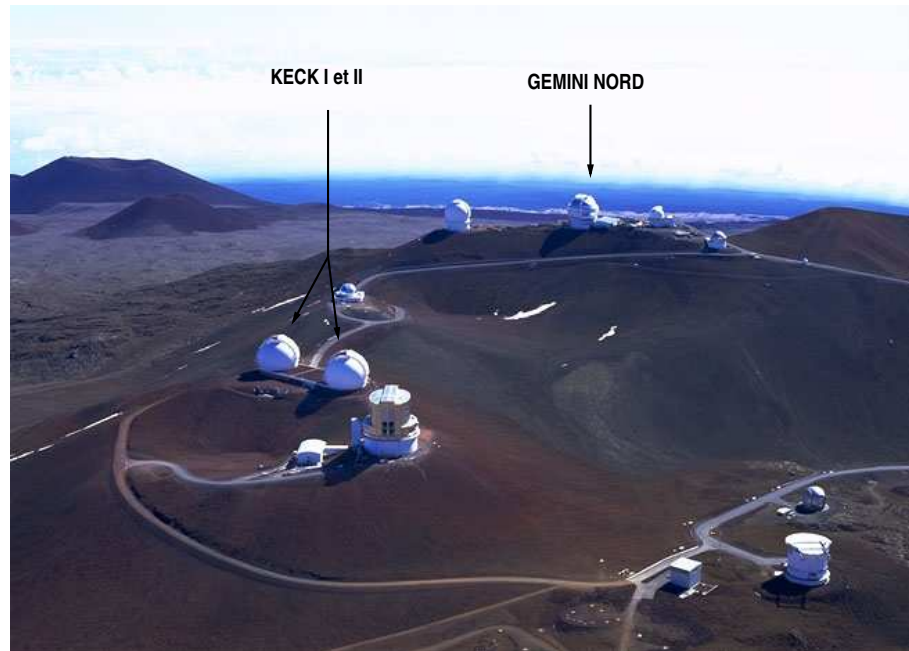


FIG. 21.2: Les télescopes Keck I et II et Gemini Nord, au sommet du Mauna Kea, à Hawaii.

infrarouges du monde. Ils sont installés au sommet du Mauna Kea (Hawaii), et partagent donc le site avec une douzaine d'autres télescopes. L'originalité des miroirs de 10 m qui les équipent réside dans leur structure faite de 36 segments hexagonaux, chacun de 1.8 m de diamètre, qui fonctionnent de concert comme une seule pièce réfléchissante.

Le Keck dispose d'un mode interférométrique en combinant les faisceaux des deux télescopes Keck I et Keck II. Mais la ligne de base de 80 m n'autorise pas la résolution spatiale de Jupiters « chauds » dans l'infrarouge proche.

En général, les études spectroscopiques détaillées des sources astronomiques tirent bénéfice des résolutions spectrales les plus élevées possibles. En pratique, ces résolutions doivent néanmoins être en accord avec les temps d'observation autorisés par les grands observatoires, dont le Keck fait partie. Les valeurs typiques des pouvoirs de résolution envisagés pour de telles études s'inscrivent au-delà de 20000, ce qui correspond à une résolution en vitesse de 15 km s^{-1} . De tels pouvoirs de résolution imposent des contraintes fortes sur les propriétés des détecteurs, particulièrement sur le niveau du bruit de lecture et du courant d'obscurité. Ces contraintes constituent un véritable défi pour l'astronomie infrarouge. Avec l'avènement de matrices infrarouges grand format possédant un bruit de lecture (~ 10 électrons rms) et un courant d'obscurité (~ 0.1 électron s^{-1} /pixel) relativement bas, la spectroscopie infrarouge à haute résolution s'est avérée accessible avec les grands télescopes.

NIRSPEC fait partie de la nouvelle génération d'instruments destinée à équiper le KECK d'ici à l'horizon 2000. C'est un spectrographe à échelle à dis-

persion croisée. Il est équipé d'un système de refroidissement actif, lui permettant de travailler dans le proche-infrarouge entre 0.95 et 5.1 μm . Son pouvoir de résolution est $R \simeq 25000$ (12 km s^{-1}), en mode échelle. Il peut toutefois travailler à plus basse résolution, auquel cas son pouvoir de résolution descend à ~ 2300 .

Chapitre 22

Signatures spectrales des exoplanètes

22.1 Simulation pour un télescope de 8 m

22.1.1 Cadre général

Le mouvement orbital d'une planète extrasolaire décale périodiquement par effet Doppler son spectre entier par rapport au spectre de son étoile parente. Cette modulation globale en fréquence distingue le spectre planétaire et permet en théorie d'identifier sans ambiguïté sa contribution au spectre total observé. La modulation en fréquence du spectre de la planète est la clé du problème de la détection d'un signal faible en provenance de la planète : le continu stellaire très lumineux doit être soustrait extrêmement précisément pour extraire en mode non-interférométrique la composante planétaire du spectre observé qui combine la contribution de l'étoile et de la planète. La soustraction du fond au niveau 10^{-4} - 10^{-5} , habituellement prohibitive pour l'astronomie au sol, est envisageable si le spectre planétaire est modulé en fréquence par rapport au spectre stellaire. On utilise alors une technique de corrélation puisque la période et la phase de la modulation sont parfaitement connues (Wiedemann, 1997). Il est toutefois nécessaire de disposer d'une résolution spectrale permettant de résoudre ce décalage Doppler ($\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ pour 51 Peg). Le problème lié à la précision est réduit au bruit statistique inhérent au flux stellaire. La réduction du bruit peut être réalisée si un masque est utilisé à l'entrée du spectrographe pour supprimer partiellement le flux stellaire pour des objets plus éloignés que le seeing. Cette technique est bien entendu plus efficace si la séparation angulaire étoile/planète est relativement importante.

Les observations à relativement haute résolution ne sont pertinentes que pour les Jupiter chauds (type 51 Peg b), bien que la séparation de telles planètes soit faible et que le flux émergent soit noyé dans le flux de l'étoile primaire.

En effet, pour les planètes plus éloignées, le flux thermique di-

minue considérablement, compte-tenu de la température atmosphérique décroissante avec la distance orbitale.

L'étude de la détectabilité de l'atmosphère d'une planète extrasolaire et la caractérisation de cette planète sont deux problèmes clairement interdépendants. En effet, les investigations entreprises pour détecter les signatures spectrales d'une telle planète sont basées sur des modèles théoriques de son atmosphère. D'autre part, la nature chimique révélée par les observations effectivement réalisées peuvent mettre en échec la modélisation, s'il s'avère que les signatures spectrales observées sont très différentes de celles prédites par le modèle.

Des signatures atmosphériques spécifiques sont requises pour caractériser la composition des planètes géantes extrasolaires. A cet égard, des mesures spectroscopiques à partir d'observatoires au sol seraient très précieuses. Ces mesures doivent d'abord être préparées avec une grande attention, de manière à exploiter les fenêtres les plus favorables depuis le sol.

22.1.2 Application aux Jupiters chauds

Nous présentons ici un examen détaillé de la détectabilité des signatures spectrales des EGPs, appliqué à 51 Peg tout d'abord. Ce choix est motivé par l'intensité du rayonnement thermique émergent de la planète fortement chauffée par l'étoile primaire.

Nous nous concentrons essentiellement sur des mesures en mode non-interférométrique, et donc sur un télescope monolithique (mono-miroir), dans lequel les signaux de l'étoile et de la planète du système distant sont collectés ensemble par le télescope. En suivant la stratégie proposée par Wiedemann (1997), nous estimons la détectabilité des motifs spectraux moléculaires à relativement haute résolution, pour profiter du décalage Doppler périodique ($\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ correspondant à un pouvoir de résolution $R \sim 2300$) dû à la révolution de la planète autour de l'étoile.

Il est clair que la détection est favorisée quand le rapport des flux planète/étoile est aussi grand que possible. Cela exclut la composante stellaire réfléchie. Au contraire, plusieurs fenêtres spectrales dans le domaine thermique semblent plus prometteuses. De nombreuses raies moléculaires sont attendues en absorption par rapport au continu planétaire, mais deux bandes fortes apparaissent dans les spectres : la bande (1-0) du CO à 2100 cm^{-1} , et sur la bande ν_3 de CH₄ à $\sim 3000 \text{ cm}^{-1}$. Elles s'inscrivent dans les fenêtres de transmission atmosphérique M et L respectivement (Fig 22.1). Les bandes d'absorption de H₂O définissent avec celles de CO₂ les fenêtres spectrales de l'atmosphère terrestre dans l'infrarouge.

Ces bandes de CO et CH₄ sont clairement identifiables dans les spectres à basse résolution (5 cm^{-1}) calculés pour 51 Peg b (voir Figs. 16.1-16.3). Elles sont cependant localisées bien au-dessous du pic de l'émission stellaire.

Dans la perspective des observations avec la nouvelle génération des télescopes optiques qui offrent une surface collectrice jusqu'alors inégalée (8-10 m de diamètre), nous avons synthétisé des spectres à haute résolution ($\Delta\sigma = 0.5 \text{ cm}^{-1}$). Nous avons étudié la possibilité de leur observation avec un

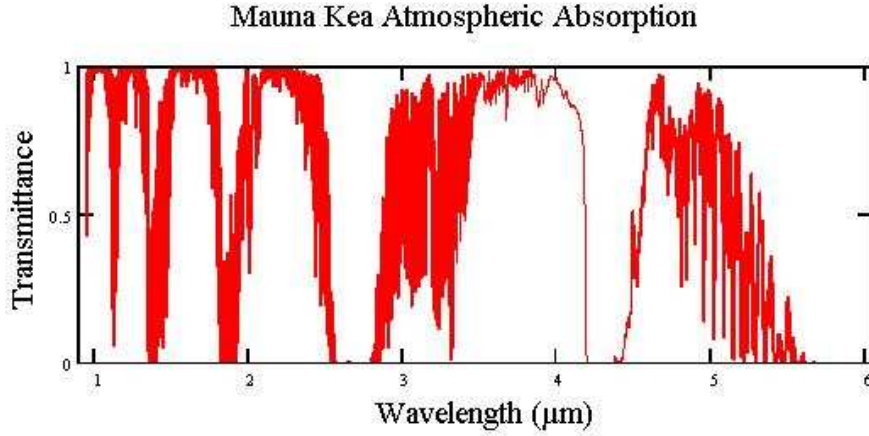


FIG. 22.1: Transmission de l'atmosphère au Mauna Kea. Les données spectrales varient d'un site d'observation à un autre ou d'une nuit à l'autre, selon la masse d'air considérée et la quantité d'eau précipitable.

télescope de 8 mètres de diamètre (comme le *Very Large Telescope* ou *Gemini*). Les résultats se trouvent dans les figures 22.2.

Ces figures montrent le flux spectral dans les régions d'absorption de CO et de CH₄, comparé au flux spectral de bruit équivalent (NESF) dû au bruit de photons d'origine stellaire ramené à l'entrée du télescope. Le bruit de photons est la source de bruit dominante dans cette gamme de longueur d'onde. Il est converti ici en un niveau de flux émis par la planète.

Le nombre de photons n_{ph} venant de l'étoile, collectés en t secondes par le détecteur est :

$$n_{ph} = \frac{T_R B(T_*) S_t \Omega_* t \Delta \nu}{h \nu} \quad (22.1)$$

où T_R est la transmission télescope+instrument, $B(T_*)$ la fonction de Planck pour une étoile de température effective T_* , S_t la surface collectrice du télescope, Ω_* l'angle solide de l'étoile vue depuis la Terre, h la constante de Planck, ν la fréquence du photon et $\Delta \nu$ la résolution spectrale. Le bruit de photon, gaussien, s'exprime comme la racine carrée du nombre de photons incidents collectés dans le télescope : $\sqrt{n_{ph}}$.

Nous en fait choisi de comparer directement le flux d'émission thermique de l'atmosphère de la planète avec un flux équivalent produit par le bruit de photons de l'étoile, ramené à la planète. Il ne s'agit donc plus de comparer le nombre de photons émergents de la planète, collectés dans le détecteur, avec le bruit de l'étoile. Ce dernier point est ce que l'on appelle flux spectral équivalent au bruit (dont l'acronyme est NESF en anglais).

$$NESF(\nu) = \sqrt{n_{ph}} \frac{h \nu}{\Delta \nu t S_t \Omega_{pl}} \quad (22.2)$$

où Ω_{pl} est l'angle solide de la planète vue depuis l'observateur.

En introduisant le flux de l'étoile $F_*(\sigma) = \pi B_\sigma(T_*)$ et le nombre d'onde σ , (22.2) prend la forme :

$$NESF(\sigma) = \sqrt{\frac{F_* \Omega_* h c \sigma}{\pi T_R S_t \Omega_{pl}^2 t \Delta \sigma}} \quad (22.3)$$

$\Delta \sigma$ étant la résolution spectrale, définie en terme de nombre d'onde. Le rapport signal sur bruit S/B se traduit donc par le rapport du flux d'émission thermique de la planète F_{pl} sur le NESF, à σ donné.

Pour un temps d'intégration de 9 heures et un facteur de transmission de 20 %, le NESF s'élève à $\sim 950 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} / \text{cm}^{-1}$ à $4.7 \mu\text{m}$ et $\sim 1400 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} / \text{cm}^{-1}$ à $3.3 \mu\text{m}$.

Nous voudrions détecter typiquement des motifs spectraux en absorption comme ceux donnés par exemple dans la figure 22.2 à 2862 cm^{-1} pour CH_4 et à 2172 cm^{-1} pour CO. Les raies moléculaires apparaissent en absorption parce qu'elles prennent leur origine dans les couches atmosphériques plus froides que le continuum de H_2 induit par collisions.

Pour les signatures spectrales les mieux identifiées, le rapport signal-sur-bruit S/B est de ~ 9 pour les raies d'absorption de CO et 5 pour les raies de CH_4 , en 9 heures d'intégration.

Nous avons aussi calculé le contraste de ces motifs sur le continuum de l'étoile, c'est-à-dire le rapport du flux planétaire au continu stellaire. Nous le trouvons égal à 3×10^{-4} dans la bande du CO à $4.7 \mu\text{m}$ et égal à 2×10^{-4} dans la bande du CH_4 à $3.3 \mu\text{m}$.

Les calculs du spectre thermique de 51 Peg b à haute résolution montre que seuls les motifs en absorption de H_2O , CO et CH_4 peuvent être détectés sur un continuum à 1100-1200 K. Ces résultats diffèrent fortement du spectre de Wiedemann (1997) dans lequel de forts motifs en émission de CO et CH_4 sont présents à un pouvoir de résolution de $R=10^5$. Cette différence provient du fait que le profil de température de type Jupiter utilisé par Wiedemann conduit à des températures stratosphériques qui s'étendent de 400 K à 40 mbar jusqu'à $\sim 1250 \text{ K}$ à 0.1 mbar (Gordon Bjoraker, communication privée). De plus, la contribution des niveaux troposphériques n'est pas incluse.

En contradiction avec les conclusions optimistes de Wiedemann, il semble que les signatures spectrales de CO et CH_4 seront très difficiles à détecter à haute résolution (voir figure 22.3). L'intensité des raies en émission obtenue par l'utilisation du profil thermique de Jupiter renormalisé à la distance de 51 Peg b (0.05 UA). Cette structure thermique donne alors naissance aux intenses motifs spectraux à haute résolution ($R=10^5$) vus en émission dans les spectres 22.3. Nous prédisons un rapport S/B au mieux de 9 pour 9 heures d'intégration sur un 8 mètres, à une résolution $R \sim 4300 - 6000$ (respectivement à 4.7 et $3.3 \mu\text{m}$). Nos estimations est basée sur l'hypothèse que la source de bruit dominante est le bruit de photons de l'étoile. Nous n'avons pas du tout pris en compte le bruit du détecteur ni le bruit du fond thermique, qui

peuvent être importants au-delà de $3 \mu\text{m}$, tout particulièrement pour les observations de la bande de CO.

Seule la nouvelle génération des grands télescopes optiques peut offrir les spécifications techniques requises pour collecter les photons infrarouges des EGP.

Mis à part le besoin d'un grand miroir, nos résultats montrent aussi qu'un spectromètre à haute résolution ($R > 10^4$) n'est peut-être pas le choix le plus approprié pour l'observation de tels objets, distants et faiblement lumineux. Comme le NESF varie comme $1/\sqrt{\Delta\sigma}$, réduire la résolution de 10^5 à $\sim 5 \times 10^3$ revient à diminuer le bruit de photons par un facteur 4 à 5. Nous avons déjà vu que pour une résolution spectrale $\Delta\sigma = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ à $3.3 \mu\text{m}$ et $4.7 \mu\text{m}$, les motifs spectraux sont encore clairement reconnaissables. Comme souligné par Wiedemann (1997), l'effet des raies parasites d'origine stellaire peut être éliminé grâce au décalage Doppler des raies due à la rotation de la planète autour de l'étoile. N'importe comment, il peut s'avérer nécessaire de travailler à plus basse résolution ($R \sim 100$), étant donné le rapport signal/bruit que l'on peut espérer pour la détection de H_2O , CO et CH_4 en 9 heures d'intégration. À $R \sim 100$, les motifs individuels ne sont plus isolés dans les spectres, mais l'absorption des bandes est encore visible.

Le problème qui reste à résoudre est que, à basse résolution ($R < 100$), les motifs spectraux ne sont plus distinguables de ceux de l'étoile. Cette forte limitation empêche probablement la détection des bandes de CO et de H_2O dans l'atmosphère des planètes extrasolaires d'ores et déjà connues. Seules les bandes du méthane pourraient être détectées puisque ce gaz est absent de la photosphère de l'étoile parente, trop chaude pour laisser cette molécule dans un état stable au-delà de $\sim 1200 \text{ K}$. Cependant, il est douteux que l'absorption tellurique due au méthane dans l'atmosphère terrestre puisse être éliminée à 10^{-4} près, ce qui rend la détection de ce gaz à basse résolution spectrale quasi impossible.

Les observations directes des spectres des EGPs n'ont plus qu'à attendre la disponibilité et la mise en fonction des télescopes interférométriques comme le VLTI (Very Large Telescope Interferometer) aux alentours de 2005. Une ligne de base de 200 m de long entre les quatre unités de 8 m du VLT et plusieurs télescopes auxiliaires de 1.8 m chacun seront alors accessibles aux observateurs. La résolution angulaire correspondante devrait permettre de séparer les EGPs de leur étoile parente. L'observation des bandes d'absorption par H_2O , CO, CH_4 , et probablement PH_3 , dans les planètes à une résolution de 100-1000 deviendra alors un objectif réaliste.

22.2 Application des spectres synthétiques à haute résolution pour des observations au Keck II

Les modèles que nous avons développés font l'objet d'un projet d'observation, sous la tutelle de Drake Deming (NASA/GSFC), au foyer du Keck II. La proposition d'observation concerne la détection de la planète τ Bootis b, dont les principales caractéristiques sont compilées dans la table 3.1 de la 1ère

partie. L'instrument envisagé pour la détection est le spectrographe NIRSPEC, dont les propriétés sont détaillées dans la section 21.2.

Fondamentalement, le but de cette expérience est de déterminer l'inclinaison de l'orbite de la planète. En effet, τ Boo b ayant été détectée par vélocimétrie Doppler, le paramètre $\sin i$, intégrant l'inclinaison de l'orbite planétaire, demeure inconnue par l'usage d'une telle méthode. Ainsi, la masse de la planète est connue sans équivoque, si $\sin i$ est déterminé.

La méthode employée tire partie du décalage Doppler des raies planétaires par rapport à celles de l'étoile. Pour un large éventail d'inclinaisons, on s'attend à ce que le décalage Doppler des raies moléculaires de la planète soit plus important que la résolution spectrale de NIRSPEC, et aussi plus important que la largeur des raies stellaires. Le problème principal restant la faible amplitude relative des raies de l'atmosphère planétaire par rapport au continu de l'étoile, il peut être résolu en utilisant une technique de corrélations croisées. On peut résumer les étapes de la spectroscopie comme suit :

- Acquisition des spectres à haute résolution de l'étoile+planète dans les domaines spectraux les plus favorables des bandes de CO et CH₄.
- Soustraction des raies, modélisées, de l'atmosphère terrestre, des raies stellaires et du continu de l'étoile. Le spectre résultant ne contient donc que le spectre de la planète. Le nombre d'observations est suffisant pour couvrir les différentes phases orbitales de la planète (soit 4 nuits, la période orbitale de τ Boo b étant de ~ 3.3 jours).
- Connaissant le décalage Doppler du centre de masse du système (et donc la phase orbitale de la planète, le spectre synthétique fourni par notre modèle est déplacé suivant ce décalage, et corrélé avec le spectre observé et réduit (spectre de la planète), en supposant une valeur donnée de $\sin i$. Le résultat est alors intégré en fréquence. La valeur du coefficient de corrélation est alors moyenné en tenant compte des différentes phases orbitales observées. Ces étapes sont répétées pour d'autres valeurs de $\sin i$, ce qui conduit à une fonction des valeurs de corrélation en fonction de $\sin i$. On s'attend à ce que pour la bonne valeur du $\sin i$ le coefficient de corrélation soit maximum de façon significative, compte tenu du bruit.

Nous avons calculé les flux spectraux de l'émission thermique de la planète dans la bande ν_3 de CH₄ et (1-0) de CO pour 51 Peg, mais adapté cette fois la NESF attendue pour un télescope de 10 m, et pour un pouvoir de résolution équivalent à celui promis par le spectrographe NIRSPEC ($R = 25000$). Bien que les observations doivent s'appliquer à τ Boo b, peut-être plus massive ($M \sin i = 3.66 M_J$) que 51 Peg b, le spectre émergent de τ Boo b est supposé ne pas être trop différent de celui de 51 Peg b. Le temps d'intégration, donné pour l'exemple, est toujours de 9 heures. Les résultats sont visibles sur la figure 22.4. Le niveau de bruit est ~ 1.6 fois plus fort à $3.3 \mu\text{m}$ que celui calculé pour un télescope de 8 m, avec une résolution spectrale de 0.5 cm^{-1} , puisque la NESF varie comme $1/\sqrt{S_t \Delta\sigma}$.

La fenêtre à $10 \mu\text{m}$ visible dans le spectre synthétique d'une planète jovienne à 0.23 UA peut sembler prometteuse, dans la mesure où le flux stellaire est relativement réduit dans cette région spectrale, offrant ainsi un contraste planète/étoile supérieur à 2.5×10^{-4} . C'est une région spectrale néanmoins

assez problématique pour des observations au sol, dans la mesure où le bruit thermique, causé par l'atmosphère terrestre et l'émissivité du télescope, y est relativement fort.

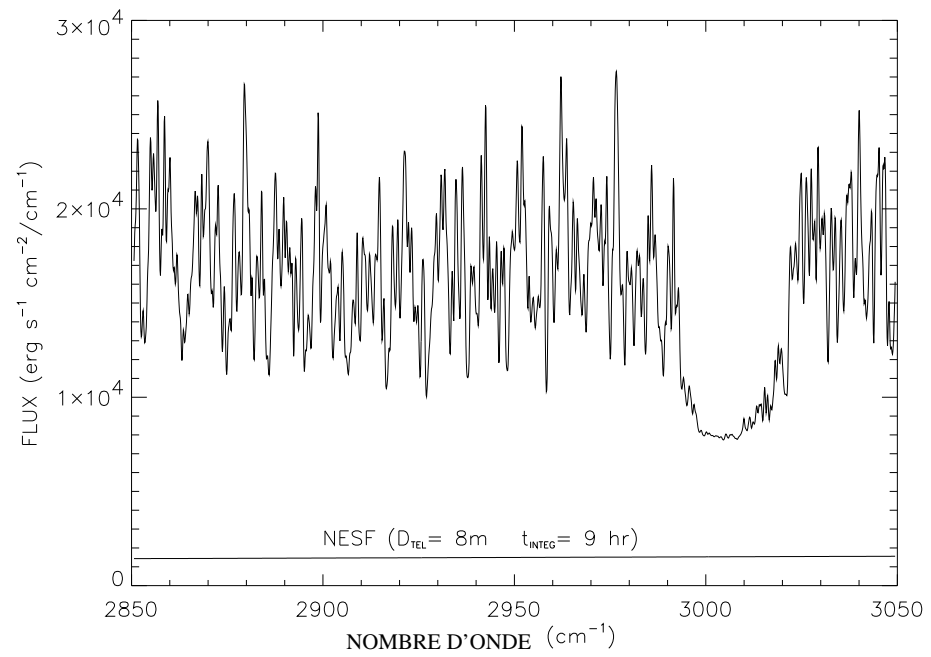
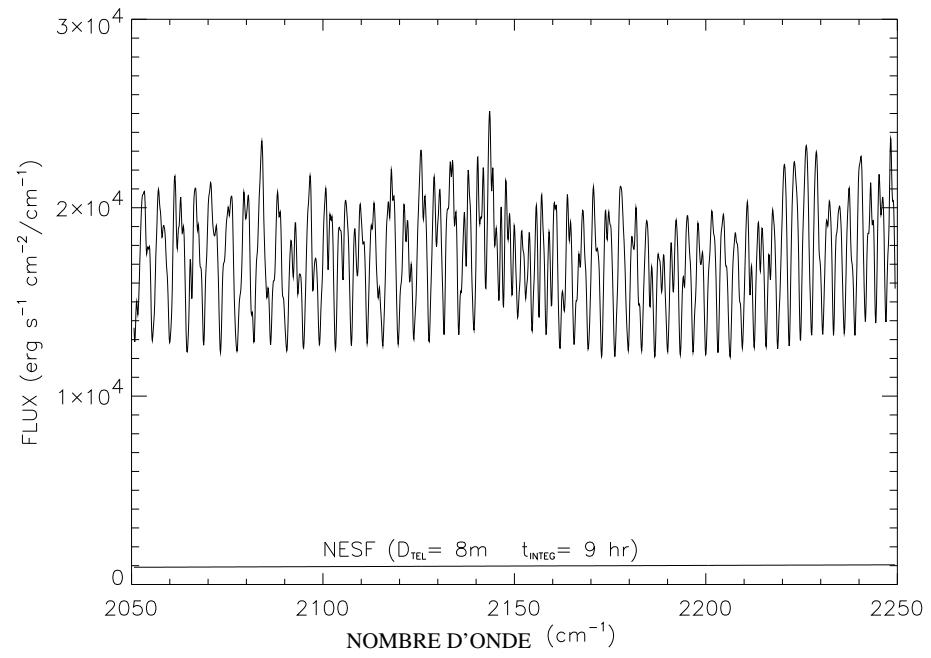


FIG. 22.2: Spectres à haute résolution (0.5 cm^{-1}) dans la bande (1-0) de CO à $4.7 \mu\text{m}$ (en haut) et dans la bande ν_3 de CH₄ à $3.3 \mu\text{m}$ (en bas).

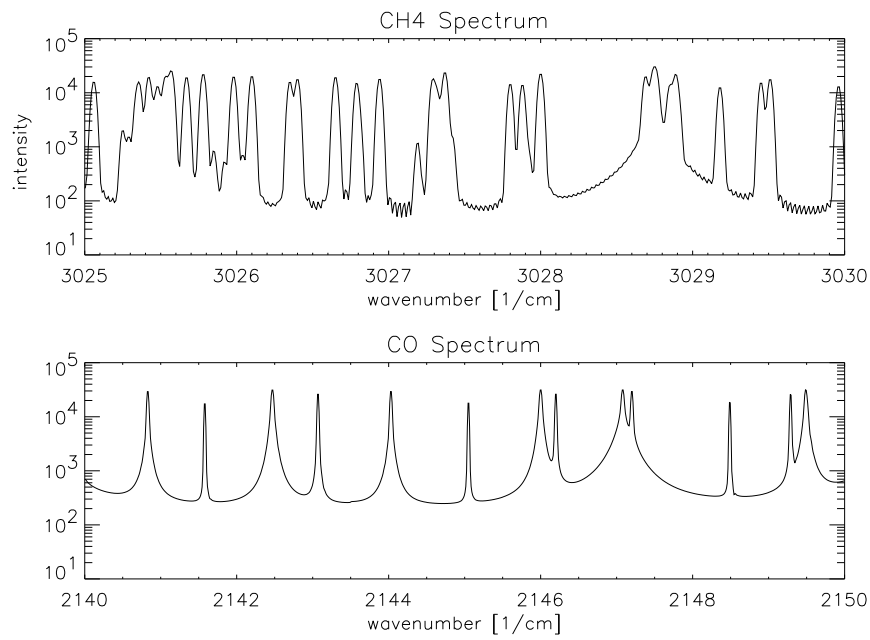


FIG. 22.3: Spectres à haute résolution ($R = 10^5$) d'après les calculs de Wiedemann (1997) pour un profil de température de Jupiter renormalisé à la distance orbitale de 51 Peg b ($a = 0.05$ UA). L'intensité est exprimée en nombre de photons collectés avec un télescope de 8 m en 3 heures d'intégration, pour obtenir une détection à 3σ .

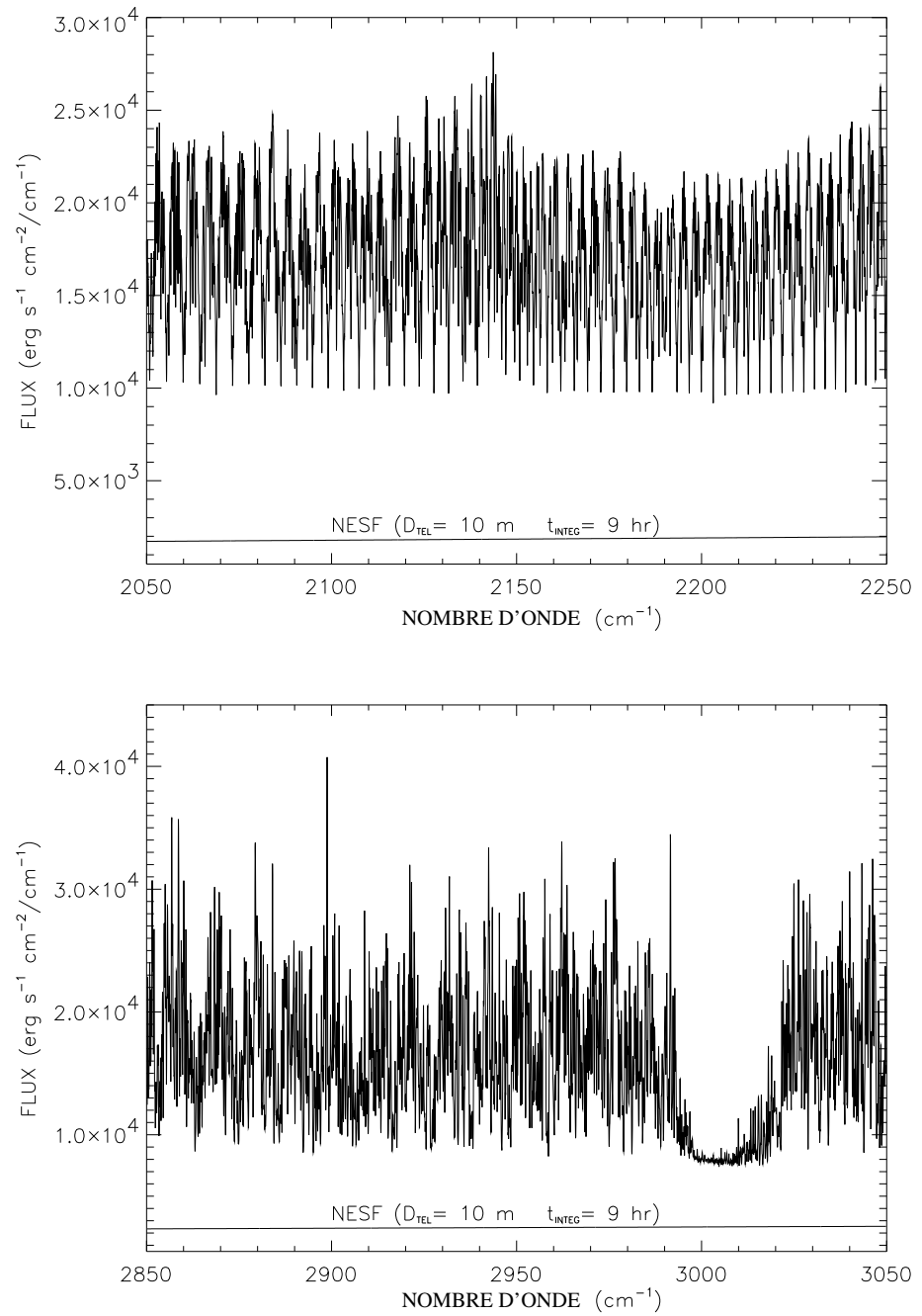


FIG. 22.4: *idem* que la figure 22.2, mais pour un télescope de 10 m de diamètre et un pouvoir de résolution de 25000, correspondant à l'instrument NIRSPEC ($\Delta\sigma \simeq 0.08$ cm⁻¹ à 2150 cm⁻¹ et $\Delta\sigma \simeq 0.12$ cm⁻¹ à 3030 cm⁻¹).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusion

Motivée par les projets de détection, d'observation et surtout de caractérisation des planètes extrasolaires géantes, cette thèse décrit un modèle d'équilibre radiatif dont la finalité est de déterminer la structure thermique des planètes extrasolaires de type jovien, mais aussi de prédire les spectres de ces planètes qui pourront être observées dans un futur proche grâce au formidable développement des techniques d'observation et aux grands projets instrumentaux. Ce qui suit constitue un résumé des fondements de ce travail et des principaux résultats obtenus.

Dans la première partie, nous avons exposé sommairement les connaissances déduites des observations et de la théorie sur la formation, la composition des planètes géantes du Système Solaire et sur la physique qui les gouverne. Bien que cette thèse se concentre essentiellement sur l'étude des exoplanètes (de masse jovienne), les travaux récents relatant les caractéristiques générales et la spectroscopie des naines brunes ont été présentés. Cette extension est justifiée puisque, globalement, même si l'origine des naines brunes est radicalement différente de celle des planètes géantes, les températures régnant dans les niveaux atmosphériques accessibles à l'observation devraient révéler une chimie et des processus physiques plus proches de ceux rencontrés dans les planètes que dans les étoiles.

Dans la seconde partie, le cadre du modèle a été décrit en détail. La composition chimique de l'atmosphère gazeuse a été déterminée. Les principales espèces chimiques en phase gazeuse ont été sélectionnées en supposant des abondances élémentaires solaires. Leur abondance respective obéit à l'équilibre thermo-chimique. Nous avons aussi identifié la nature des nuages susceptibles de condenser au bas de l'atmosphère dans un domaine de température de ~ 1600 K à ~ 2000 K : il s'agit de silicates (quartz, enstatite, olivine) et de fer. Ce nuage, composé de l'une ou de l'autre de ces espèces, est supposé optiquement épais. Il constitue, avec l'hypothèse de l'équilibre radiatif, la pierre angulaire de ce modèle. Chauffage et refroidissement atmosphérique sont calculés par un code de transfert radiatif raie par raie dans chaque couche de l'atmosphère. Le chauffage de l'atmosphère de la planète par le rayonnement de l'étoile centrale est calculé en résolvant l'équation de transfert dans l'approximation à deux faisceaux en tenant compte du rayonnement diffusé Rayleigh par H_2 et He. Le refroidissement de l'atmosphère est

déterminé par un calcul exact de transfert de rayonnement sans diffusion. Le profil thermique résultant est alors obtenu en équilibrant, dans chaque couche atmosphérique, le taux de chauffage et le taux de refroidissement.

Dans la troisième partie, nous avons décrit les données spectroscopiques utilisées dans le modèle. Il s'agit d'une part des données servant au calcul de l'opacité dans l'atmosphère gazeuse du modèle : elles se composent des spectres d'absorption induite par collisions de H_2-H_2 et H_2-He à des températures comprises entre 500 et 3000 K, et des spectres de raies de l'infrarouge lointain ($500 \mu m$) au visible ($0.4 \mu m$) des espèces moléculaires minoritaires H_2O , CO , CH_4 et NH_3 . D'autre part, nous avons indiqué les constantes optiques utilisées dans le calcul de l'albédo de simple diffusion pour des grains de silicates et de fer composant le nuage du bas de l'atmosphère, là où la température permet la condensation d'un tel nuage.

Le modèle a tout d'abord été appliqué à 51 Peg b (quatrième partie), pour des raisons historiques puisqu'il s'agit de la première exoplanète géante dont l'existence a été révélée par la méthode des vitesses radiales. De plus, 51 Peg b, avec un $M \sin i \simeq 0.5 M_J$ et un demi-grand axe $a \simeq 0.05 \text{ UA}$, constitue le prototype des planètes géantes gravitant très près d'une étoile de type solaire. Les simulations ont été faites pour un nuage optiquement épais au bas de l'atmosphère constitué d'une seule espèce de grains (Mg_2SiO_4 , $MgSiO_3$ ou Fe) et dont le sommet se situe à 2 bar, 10 bar et 10 bar, respectivement.

Les résultats révèlent que la prise en compte dans le modèle de l'illumination stellaire conduit à une structure thermique très différente de celle obtenue dans les modèles non-gris de Burrows *et al.* pour une planète isolée de même T_{eff} . Cette différence majeure s'explique aisément par la nature de la source d'énergie considérée dans le chauffage de l'atmosphère planétaire : énergie externe d'origine stellaire dans notre modèle, énergie interne de la planète dans le modèle de Burrows *et al.*. Le chauffage du rayonnement stellaire a pour conséquence de réchauffer davantage le haut de l'atmosphère de notre modèle, alors que l'énergie interne réchauffe davantage le bas de l'atmosphère du modèle de Burrows *et al.*. Pour autant, les deux modèles conduisent à une structure thermique dépourvue d'inversion de température dans les couches atmosphériques supérieures.

La distribution verticale des espèces chimiques, et plus particulièrement de CH_4 , est dissemblable d'un modèle à un autre. Alors que le modèle de Burrows *et al.* indiquent que CH_4 est l'espèce chimique carbonée dominante au-dessus de $\sim 100 \text{ mbar}$, nous trouvons au contraire que CO domine sur toute la grille de pression de l'atmosphère de notre modèle d'équilibre radiatif.

Le spectre thermique correspondant au profil de température obtenu pour 51 Peg b est dominé par la vapeur d'eau, dont les motifs spectraux sont vus en absorption, puisque le gradient de température est négatif dans toutes les couches atmosphériques. Il exhibe de plus une fenêtre spectrale à $4 \mu m$. Cette fenêtre est absente des modèles de Burrows *et al.* pour une planète aux caractéristiques similaires. De plus, alors que la présence de CO se manifeste par sa bande (1-0) à $4.7 \mu m$, cette signature spectrale est complètement ab-

sente dans le spectre du modèle pour une planète isolée.

Nous avons trouvé une température effective variant de ~ 1155 K à 1270 K selon la nature du nuage profond, et un albédo de Bond compris entre 0.15 et 0.42.

Dans la cinquième partie, nous avons donné les résultats des simulations toujours appliquées à des planètes de 1 M_J et de 1 R_J en augmentant l'éloignement de la planète à l'étoile jusqu'à une distance ultime de 1 UA.

La structure thermique obtenue montre que l'équilibre radiatif est respecté dans tous les cas, sauf pour une planète à 1 UA qui marque la limitation du modèle dans sa version actuelle. Le méthane et l'ammoniac sont à présent les molécules dominantes, par rapport au monoxyde de carbone et à l'azote moléculaire, respectivement, pour les planètes au-delà de 0.23 UA.

Les spectres montrent l'apparition d'un pic de flux à 10 μm , de plus en plus important par rapport à la fenêtre à 4 μm (toujours dominante dans le spectre) à mesure que la distance orbitale augmente. La signature de la bande forte ν_2 de NH_3 est visible à 10.5 μm (950 cm^{-1}). Au-delà de 0.5 UA, le CH_4 se manifeste de plus par un motif en absorption à 7.7 μm (1300 /cm).

La valeur de la température effective s'étend de 855 K pour une planète à 0.1 UA, à 277 K pour une planète à 1 UA. L'albédo de Bond est égal à 0.32 dans tous les cas.

Enfin, dans la sixième et dernière partie, nous avons examiné en détail la possibilité de détecter directement, à partir d'un télescope mono-miroir au sol, les planètes en orbite rapprochée autour de leur étoile. Une telle détection n'est faisable que dans l'infrarouge, auquel cas le contraste entre la planète et l'étoile est de l'ordre de quelques 10^{-4} . Appliqué à 51 Peg b, nous avons calculé le rapport S/B que l'on obtiendrait pour un miroir de 8 mètres de diamètre et en 9 heures d'intégration, en ne prenant en compte que le bruit de photons dû à l'étoile. Dans le souci de caractériser la composition chimique de l'atmosphère pour une telle planète, les simulations ont été menées dans des bandes spectrales contenant la signature de CH_4 à 3.3 μm ainsi que celle de CO à 4.7 μm . A une résolution de 0.5 cm^{-1} , le rapport S/B atteint environ une valeur de l'ordre de 10 par élément spectral. Néanmoins, une technique de corrélations croisées devrait augmenter significativement cette valeur.

Globalement, les résultats sont bien cohérents avec les hypothèses retenues dans le développement du modèle. Cependant, comme dans tout modèle, des améliorations sont requises. Elles ont été par ailleurs identifiées dans ce rapport et motivent le développement d'un modèle encore plus réaliste.

Perspectives

Les perspectives proposées ici sont de deux types. Elles concernent tout d'abord le modèle lui-même et les améliorations requises pour prendre en compte les phénomènes physiques qui n'ont pas été considérés jusqu'à maintenant. Mais elles concernent aussi l'utilisation du modèle dans les projets d'observation et de caractérisation des planètes extrasolaires, à plus ou moins long terme.

S'il est concevable de penser que, pour les Jupiter chauds, l'énergie stellaire incidente supplante l'énergie interne de la planète (pourvu que cette dernière soit suffisamment âgée et pas trop massive), il serait judicieux d'introduire une source d'énergie interne à l'avenir pour les planètes plus distantes de leur étoile centrale. L'expérience du Système Solaire nous enseigne que la source d'énergie interne des planètes géantes revêt plusieurs formes : contraction gravitationnelle, conversion de l'énergie potentielle liée à la chute des atomes d'hélium vers le coeur de la planète... C'est en tout état de cause un problème qui reste complexe et spéculatif, mais qu'il serait intéressant d'aborder pour étudier les modifications engendrées sur la structure thermique de l'atmosphère.

Un exercice plus aisé est d'appliquer les étapes de la modélisation à de véritables candidates exoplanètes, en fonction notamment du spectre de l'étoile. Pour des raisons de simplicité, tous les modèles de notre travail ont été calculés pour un flux stellaire incident qui correspond à celui du Soleil. Le catalogue des planètes découvertes à ce jour montre qu'elles ne gravitent pas toutes autour d'une étoile de type solaire. En particulier, τ Boo b orbite autour d'une étoile de température effective ~ 6500 K. Des modèles de spectre de flux stellaire sont disponibles dans la littérature pour différentes températures, métallicités et gravités d'étoiles (Kurucz, 1979).

Comme nous l'avons vu, l'abondance du CO_2 dans 51 Peg b est certes faible comparée à l'abondance de CO (au moins 100 fois moindre). Néanmoins, si l'effet attendu sur la structure thermique devrait être imperceptible (une hypothèse que l'on a déjà considérée pour PH_3), il serait intéressant de quantifier son action sur le spectre d'émission thermique, notamment au niveau des bandes fortes de CO_2 à $2.7 \mu\text{m}$, $4.3 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. Dans cette même direction, rien n'empêche d'inclure dans le modèle d'autres sources d'opacité moléculaire minoritaires à l'équilibre thermo-chimique. Cette correction se fera bien sûr au détriment d'un temps de calcul accru.

Un effort essentiel doit être fait pour tenir compte de la condensation locale de la vapeur d'eau qui aura pour conséquence de diminuer l'abondance de l'eau en phase vapeur. Nous avons vu que ce phénomène se produisait à 1 UA, entre 1 et 100 mbar. Cette étape doit désormais se généraliser si le modèle doit s'appliquer à des planètes au-delà de 1 UA. Précisons toutefois que la condensation de l'eau dans les couches supérieures de l'atmosphère du modèle peut être minimisée si considère la photodestruction de la vapeur d'eau par le rayonnement UV de l'étoile. Le rayonnement UV devrait plus généralement agir sur les autres molécules de l'atmosphère en touchant notamment CH_4 ou bien NH_3 à des niveaux de pression non négligeables (~ 0.3 bar). La photolyse du méthane devrait conduire à la formation de nombreux hydrocarbures (C_2H_6 , C_2H_2 ...) qui pourraient jouer un rôle important dans l'équilibre radiatif de l'atmosphère supérieure. De même, la photodissociation de la vapeur d'eau, en présence de CO, devrait produire du dioxyde de carbone CO_2 , très actif spectroscopiquement. Le développement d'un modèle photochimique est un enjeu considérable, qui, s'il pouvait être mené à bien, pourrait se coupler à ce modèle d'équilibre radiatif pour donner une détermination plus rigoureuse de la structure thermique de l'atmosphère.

Dans l'optique d'observations directes des EGPs, nous avons vu que la détection des motifs spectraux des espèces moléculaires dans le domaine thermique nécessite de travailler à relativement haute résolution spectrale, pour bénéficier du décalage Doppler induit par le mouvement de révolution de la planète autour de son étoile. Cette technique a pour but de discriminer les signatures d'une même molécule dues à la planète et celles dues à l'étoile (ou à la Terre). Même avec de grands collecteurs (type VLT ou Keck), cette technique a ses limites puisqu'à la résolution considérée ($\sim 10^4$), elle requiert un temps d'observation assez long. Alors que les télescopes monolithiques au sol sont de plus limités par le seeing de l'atmosphère terrestre et sont incapables de résoudre les Jupiters chauds, les télescopes en mode interférométrique peuvent, sous réserve d'une ligne de base suffisante, résoudre la planète et mesurer après traitement la contribution interférométrique de la planète au signal reçu. Dans ce dernier cas, la résolution spectrale est un critère moins décisif, bien qu'elle doit être suffisante pour l'identification des motifs spectraux liés à la molécule observée. Diminuer la résolution spectrale permet alors un temps d'observation moindre par rapport aux observations en mode non-interférométrique. On devine que c'est un argument politique important dans l'exploitation d'un large réseau interférométrique comme le VLTI. L'avenir de l'observation des EGPs dans l'infrarouge et le visible réside essentiellement dans le mode interférométrique offert par de grands collecteurs (8-10 m), mais aussi dans les projets spatiaux, tels DARWIN, qui peuvent de plus s'affranchir de l'opacité de l'atmosphère terrestre et permettre des observations à travers des fenêtres dans l'infrarouge moyen et lointain, non concevables depuis le sol.

Avec les projets futurs liés à la détection directe des exoplanètes, nous espérons que cette thèse contribuera à une meilleure connaissance des

planètes extrasolaires géantes et pourra aider dans l'interprétation des observations et dans le choix des techniques d'observation à adopter et des instruments à développer.

ANNEXE I : Calculs de quelques grandeurs physiques

Gradient adiabatique

L'atmosphère est dominée par le transport radiatif lorsque

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{adiab} > \left(\frac{dT}{dz}\right)_{radiatif}$$

Le gradient adiabatique (*temperature lapse rate*) peut s'exprimer en fonction de la pression.

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{dT/T}{dP/P} = \frac{dT}{dP} \frac{P}{T}$$

$PV = RT$ et à l'adiabaticité $PV^\gamma = cste$ avec $\gamma = C_p/C_v$.
 C_p et C_v sont respectivement la capacité calorifique à pression et volume constant. Equation hydrostatique : $dP = -\rho(z)gdz$ $VdP + PdV = RdT$
 $VdP - \frac{1}{\gamma}VdP = RdT$ $VdP(\frac{\gamma-1}{\gamma}) = RdT$ $dT/dz = -Mg/C_p$

$$\frac{dT}{dP} = \frac{dT}{dz} \frac{dz}{dP} = \frac{Mg}{C_p} \frac{1}{\rho g}$$

$$\frac{dT}{dP} = \frac{M}{C_p \rho}$$

$$\frac{dT}{dP} \frac{P}{T} = \frac{R}{C_p}$$

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{R}{C_p}$$

pour une molécule diatomique, $C_p = \frac{7}{2}R$

pour une molécule monoatomique, $C_p = \frac{5}{2}R$. Ces valeurs ne sont que des approximations qui ne tiennent pas compte de l'excitation des niveaux vibrationnels et électroniques.

Finalement, pour une atmosphère de H_2 (diatomique) et He (monoatomique) en abondances solaires (85 % et 15 % respectivement), la valeur du gradient adiabatique est :

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{1}{0.85 \times \frac{7}{2} + 0.15 \times \frac{5}{2}} = 0.2985$$

Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh concerne la diffusion produite par les petites particules. Les deux conditions qui doivent réunies pour avoir de la diffusion Rayleigh :

- la taille r de la particule doit être bien plus petite que la longueur d'onde λ du rayonnement incident : $r \ll \lambda$
- elle doit être aussi beaucoup plus petite que la longueur d'onde du rayonnement après qu'il a pénétré dans la particule : $r \ll \lambda/|n_c|$, où $n_c = n_r - in_i$ est l'indice complexe de réfraction de la particule.

L'expression du coefficient de diffusion k_{sca} par unité de longueur, pour des molécules de gaz anisotropiques et orientées aléatoirement, est due à Rayleigh (1918) et Cabannes (1929) :

$$k_{sca} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n_g^2 - 1)^2}{\lambda^4 N} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}$$

N est le nombre de molécules par unité de volume, n_g est l'indice de réfraction du gaz. Le dernier paramètre, δ est le facteur de dépolarisation et provient de l'anisotropie. C'est le rapport des intensités parallèle et perpendiculaire au plan de diffusion, dans le cas d'une lumière diffusée à 90^{circ} de la lumière incidente non polarisée. Il est mesuré en laboratoire assez aisément, pour chaque type de molécule. Pour H_2 , $\delta = 0.02$, et pour He , $\delta = 0$. La section efficace de diffusion *moyenne* par particule est donc :

$$\bar{\sigma}_{sca} = \frac{k_{sca}}{N} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n_g^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}$$

Pour un mélange de gaz :

$$k_{sca} = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N} \sum_i v_i (n_{g,i}^2 - 1)^2 \frac{6 + 3\delta_i}{6 - 7\delta_i}$$

où v_i est la fraction volumique du gaz i .

A présent, intéressons nous à la relation existant entre la pression atmosphérique et l'épaisseur optique due à la diffusion Rayleigh. En dehors des bandes d'absorption des molécules du gaz atmosphériques, l'épaisseur optique τ_R due à la diffusion Rayleigh à l'altitude h est :

$$\tau_R(h) = \int_h^\infty \kappa_{sca} \rho dh'$$

où ρ est la densité du gaz, et κ_{sca} est le coefficient de diffusion du gaz par unité de masse. Dans l'hypothèse de l'équilibre hydrostatique de l'atmosphère, la pression à l'altitude h s'écrit :

$$P(h) = \int_h^\infty g\rho dh'$$

où g est l'accélération de la gravité. Dans le cas général, g et ρ dépendent de l'altitude. Nous nous limiterons donc à donner l'expression de l'opacité élémentaire $d\tau_R$ dans un élément de pression dP :

$$d\tau_R = g\kappa_{sca}dP$$

Comme $k_{sca} = \kappa_{sca}\rho$ et $\rho = \bar{\mu}N$, où $\bar{\mu}$ est la masse moléculaire moyenne du gaz, alors $d\tau_R$ prend la forme :

$$d\tau_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N^2} \frac{dP}{g\bar{\mu}} \sum_i v_i \left(n_{g,i}^2 - 1 \right)^2 \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}$$

La section efficace moyenne de diffusion par particule est donnée par :

$$\sigma(\lambda) = \frac{128\pi^5 \alpha^2}{3\lambda^4} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta}$$

avec $\alpha = \frac{n-1}{2\pi N_0} \approx \frac{n^2-1}{4\pi N_0}$ pour n proche de l'unité. n est l'indice de réfraction, N_0 est le nombre de molécules par unité de volume dans les conditions normales de température et de pression ($P=1$ atm et $T=273$ K). Ces conditions sont valables pour l'indice de réfraction.

L'indice de réfraction observe une dépendance en longueur d'onde. Elle est généralement représentée par deux constantes, A et B , comme suit :

$$(n - 1) = A(1 + B/\lambda^2)$$

donc

$$(n - 1)^2 = A^2(1 + 2B/\lambda^2 + B^2/\lambda^4)$$

L'épaisseur optique à un niveau de pression P peut être alors trouvée, étant donné que :

$$\tau = \tau_0 \frac{P}{P_0}$$

Détermination de l'albédo de Bond

L'albédo de Bond est le rapport de la quantité d'énergie stellaire incidente sur la planète sur l'énergie réfléchiée directement par la planète, en l'occurrence par les nuages au bas de l'atmosphère. On compte aussi le flux de rayonnement renvoyé par la diffusion Rayleigh.

Normalement, le rayonnement de l'étoile étant modélisé par un rayonnement de corps noir, l'énergie incidente est l'intégrale sur toutes les fréquences de la fonction de Planck à la température T :

$$F_{inc} = B_{CN}(T) = \frac{\pi}{4} \sigma T^4 \left(\frac{R_{\star}}{d} \right)^2$$

R_{\star} est le rayon de l'étoile, d la distance orbitale de la planète.

Etant donné que le flux en deçà de 1700 cm^{-1} ne représente que 0.3 % du flux solaire, on néglige le domaine spectral 0-1700 cm^{-1} .

L'intégration portera donc sur la partie visible à l'infrarouge moyen (1700-25000 cm^{-1}). L'énergie contenue dans le spectre solaire au-delà de 25000 cm^{-1} représente 8.73 % de l'énergie totale. On suppose que l'atmosphère n'est plus absorbante pour $\lambda < 0.4 \mu\text{m}$.

Une première méthode consiste à calculer correctement l'albédo de Bond de 1700 à 25000 cm^{-1} , et d'estimer empiriquement la contribution pour $\sigma > 25000 \text{ cm}^{-1}$:

$$A_{Bond} = \frac{\int_{1700}^{25000} F_{refl} + \int_{25000}^{\infty} F_{refl}}{\int_{1700}^{25000} F_{inc} + \int_{25000}^{\infty} F_{inc}}$$

Le 2nd terme du dénominateur est connu et vaut 0.0873 l'énergie totale émise par l'étoile parvenant en haut de l'atmosphère. Le 2nd terme du numérateur représente une fraction de cette valeur.

D'une manière générale, l'albédo de Bond a l'expression :

$$A_{Bond} = \frac{\int_{1700}^{\infty} A_{\sigma} F_{inc}}{\int_{1700}^{\infty} F_{inc}}$$

avec A_{σ} albédo spectral.

Plus rigoureusement, dans l'approximation à deux faisceaux, l'albédo spectral peut être exprimé en fonction de l'opacité Rayleigh τ_R et de la

réflectance spectrale du nuage R_{CL} :

$$A_{\sigma} = \frac{R_{CL} + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

Je présente ici le détail du calcul. L'atmosphère étant considérée non absorbante pour $\lambda < 0.4 \mu m$ ($\sigma > 25000 cm^{-1}$), l'opacité spectrale se réduit à l'opacité Rayleigh définie dans le chapitre précédent : $\tau_{\sigma} = \tau_{Rayleigh}^{\sigma}$. Dorénavant, on s'affranchira de l'indice σ , étant entendu que les calculs portent sur des paramètres spectraux.

L'albédo de simple diffusion Rayleigh s'écrit d'une manière générale $\omega_0 = \frac{\sigma}{k+\sigma}$, où k est le coefficient d'absorption et σ le coefficient de diffusion. Dans le cas d'une atmosphère purement diffusante (i.e. non absorbante), $k=0$. Donc $\omega_0 = 1$. Il est aussi utile de préciser que la diffusion Rayleigh est une diffusion isotrope et élastique, c.-à-d. sans changement d'énergie du photon diffusé.

Dans l'approximation à deux faisceaux, l'intensité diffusée vers le haut I_+ et diffusée vers le bas I_- prennent la forme :

$$\frac{1}{\pm\sqrt{3}} \frac{dI_{\pm}}{d\tau} = I_{\pm} - \frac{\omega_0}{2}(I_+ + I_-)$$

ce qui, avec $\omega_0 = 1$, revient à :

$$\frac{dI_{\pm}}{d\tau} = \frac{\sqrt{3}}{2}(I_+ + I_-)$$

d'où $\frac{dI_+}{d\tau} = \frac{dI_-}{d\tau} \implies I_+ - I_- = M = cste$. M ne dépend pas de l'opacité Rayleigh.

$$\frac{dI_{\pm}}{d\tau} = \frac{\sqrt{3}}{2}M$$

$$I_-(\tau) = \frac{\sqrt{3}}{2}M\tau + cste$$

Conditions aux limites

– en haut de l'atmosphère ($\tau = 0$)

$$I_-(0) = F^* \implies I_-(\tau) = \frac{\sqrt{3}}{2}M\tau + F^*$$

F^* est le flux stellaire incident en haut de l'atmosphère du modèle.

– en bas de l'atmosphère, le flux montant est égal à la fraction du flux descendant réfléchi par la couche nuageuse à τ_{CL} ($\tau_{CL} = \tau_R$ est l'opacité Rayleigh totale de l'atmosphère). On la trouve donc en haut du nuage (elle dépend de la pression).

$$I_+(\tau_R) = R_{CL}I_-(\tau_R) = R_{CL} \left(\frac{\sqrt{3}}{2}M\tau_R + F^* \right)$$

$$I_+(\tau_R) = M + \sqrt{3}2M\tau_R + F^*$$

d'où

$$M = -\frac{F^*(1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

On cherche le flux montant en haut de l'atmosphère $I_+(0)$ qu'il faut diviser par le flux incident F^* pour trouver l'albédo spectral.

$$I_+(0) = I_-(0) + M = F^* + M$$

$$I_+(0) = F^* - \frac{F^*(1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

$$I_+(0) = F^* \frac{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL}) - (1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

soit

$$I_+(0) = F^* \frac{R_{CL} + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

L'albédo spectral recherché est donc :

$$A_\sigma = \frac{R_{CL} + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2}\tau_R(1 - R_{CL})}$$

ANNEXE II : Publications

A RADIATIVE EQUILIBRIUM MODEL OF 51 PEG b

Cédric Goukenleuque, Bruno Bézard, Benoit Joguet*,
Emmanuel Lellouch
Observatoire de Paris, Département de Recherche Spatiale
5 Place Jules Janssen
F-92195 Meudon Cedex, France
Tel.: (33) 01.45.07.79.88
Fax: (33) 01.45.07.28.06
Email: Cedric.Goukenleuque@obspm.fr

Richard Freedman
Space Physics Research Institute, NASA/Ames Research Center
Moffett Field, CA 94035, USA

November 25, 1999

Accepted in ICARUS

37 pages
11 figures
2 tables

Keywords: Atmosphere, structure - Atmosphere, composition - Extrasolar
planets

*Presently at ESO, Santiago, Chile

Proposed running head:
A radiative equilibrium model of 51 Peg b

Send editorial correspondence and proofs to:

Cedric Goukenleuque
Observatoire de Paris
Département de Recherche Spatiale
5 Place Jules Janssen
F-92195 Meudon cedex, France
Tel.: (33) 01.45.07.79.88
Fax: (33) 01.45.07.28.06
Email: Cedric.Goukenleuque@obspm.fr

ABSTRACT

We present a radiative equilibrium model for extrasolar giant planets applied to 51 Peg b. The atmospheric model extends from 10^{-5} to ~ 10 bar and is limited at the bottom by an optically-thick cloud of silicate (Mg_2SiO_4 or MgSiO_3) or iron (Fe) particles. Rayleigh scattering at short wavelengths and absorption by the H_2 - H_2 and H_2 -He continuum and molecular bands of H_2O , CO, and CH_4 are included. Atmospheric heating and cooling result, respectively, from absorption of stellar flux and from infrared thermal emission. The solution temperature profiles do not show any temperature inversion, in contrast with the giant planets of the Solar System. The lapse rate is subadiabatic at all levels above the cloud top, justifying the use of radiative equilibrium. We find that, under thermochemical equilibrium, CO dominates over CH_4 at all levels. The effective temperature is in the range 1150-1270 K and the Bond albedo in the range 0.15-0.42, depending on the location and reflectivity of the lower cloud deck. Mg_2SiO_4 or Fe clouds are weakly reflective in contrast to a MgSiO_3 cloud. The thermal emission spectrum prevails over the stellar reflected component below $13000\text{-}15000\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda > 0.7\text{ }\mu\text{m}$); it shows various windows, between the H_2O and CO bands, with the brightest centered at 2550 cm^{-1} ($3.9\text{ }\mu\text{m}$). The most prominent CO and CH_4 bands occur around 2100 ($4.7\text{ }\mu\text{m}$) and 3030 cm^{-1} ($3.3\text{ }\mu\text{m}$). Assuming a Jovian abundance for PH_3 , the bands around 2300 ($4.3\text{ }\mu\text{m}$) and 2450 cm^{-1} ($4.1\text{ }\mu\text{m}$) are clearly visible in absorption at a resolving power of ~ 100 . We investigated the detectability of the minor species CO and CH_4 at a resolution of 4000-6000, adequate to separate the planet's absorption features from their stellar and telluric counterparts. Considering photon noise from the star as the only noise source, we find that S/N ratios of about 8 are reached on the molecular features in the 4.7- and 3.3- μm regions after ~ 10 hours of integration on an 8-m telescope. On the other hand, the planet-to-star contrast is as low as $(2\text{-}4)\times 10^{-4}$.

Keywords: Atmosphere, structure - Atmosphere, composition - Extrasolar planets

1 Introduction

After monitoring the radial velocity variation of 142 G and K dwarf stars during 18 months, Mayor and Queloz announced in 1995 the discovery of a substellar companion orbiting the solar-type star 51 Peg (Mayor and Queloz, 1995), 13.7 pc far away from the Solar System. Doppler spectroscopy data analysis reveals a projected mass $M \sin i = 0.47 \pm 0.02 M_J$ and an orbital period $P = 4.23$ day, where i is the inclination angle of the orbit and M_J the mass of Jupiter. An upper mass limit of $2 M_J$ is estimated from the observed rotational velocity of the star and the low chromospheric emission of 51 Peg. 51 Peg b is usually thought to be a gas giant planet which has migrated toward its primary down to a distance $a = 0.051$ AU by tidal interaction with the circumstellar disk (Lin *et al.*, 1996).

A planet as close to the star 51 Peg should have an effective temperature of 1200-1300 K. Does it retain its gaseous atmosphere or does it suffer of evaporation because of the strong insolation? Roughly we can suppose that the planet retains its atmosphere over times of a few billion years if its escape velocity is a few times (5-6) larger than the average thermal velocity. Mayor and Queloz argue that planets comparable to Jupiter would experience thermal evaporation at 0.05 AU. An important diagnostic to investigate the evaporation of the atmosphere around the planet is to know the exospheric temperature. There is thus a need to model the outer thermal structure of the atmosphere. Moreover, as for Solar System planets, non-thermal evaporative processes, resulting for example from stellar wind and stellar UV flux (Chassefière, 1997), should be more efficient than thermal ones (Hunten *et al.*, 1989), which makes the problem of atmospheric evaporation more complex.

A few studies have already been completed which discuss the modeling of extrasolar giant planets (EGPs) and brown dwarf atmospheres. The effects of strong irradiation on close-in EGPs have been investigated by Seager and Saselov (1998) for a dust-free atmosphere, by means of a model atmosphere code originally developed for close binary stars, and adapted to substellar companions of cooler effective temperature. On the other hand, Burrows *et al.* (1997) have developed a non-gray theory applied to isolated objects, which uses the same numeric code to represent EGPs and brown dwarfs, and encompassing masses from $0.3 M_J$ to $70 M_J$. Their evolutionary models of jovian-type planets which do not include the effects of external heating coming from stellar insolation, show an alternation of convective and radiative zones in the troposphere for a range of $T_{\text{eff}} = 128 - 1000$ K.

We present here a radiative equilibrium model for EGPs that we first applied to 51 Peg b's atmosphere. In this model, atmospheric heating results from stellar insolation and cooling is due to thermal radiation in the infrared. Equilibrium thermal profiles are calculated down to a supposedly-thick silicate or iron cloud; the associated thermal flux and stellar reflected spectra are presented. Chemical equilibrium for C, N and O-bearing compounds is discussed, assuming a solar-type elemental composition. Finally, we investigate detectability of EGPs by studying spectral features observable in the infrared range from the ground, especially in the fundamental band of carbon monoxide

at $4.7 \mu\text{m}$ and the ν_3 band of methane at $3.3 \mu\text{m}$.

2 Model description

2.1 Basic assumptions

The system can be described as a binary system: a solar-type star around which rotates a planet in circular orbit and phase-locked with the star. No seasonal effects are considered.

Known also under the name HR 8729, HD 217014, Gliese 882, 51 Peg A, a G2-3IV star, whose effective temperature is assumed to be $T_{\text{eff}} = 5770 \text{ K}$, is somewhat older than our Sun. Its mass is $M_{\star} = M_{\odot}$ and its radius $R_{\star} = 1.2R_{\odot}$, where M_{\odot} and R_{\odot} are respectively the mass and the radius of the Sun. As 51 Peg A has a spectral type near of the solar one, we assume here that its flux spectrum is similar to that of the Sun. The stellar flux spectrum was thus calculated from the wavelength- dependent brightness temperature of the solar disk given in Pierce and Allen (1977) from $0.3 \mu\text{m}$ to $10 \mu\text{m}$. This approach is more realistic than assuming a simple black body spectrum at 5770 K , although we do not account for the fine structure of the spectrum which includes numerous atomic lines.

Absorption of stellar flux by the planetary atmosphere is calculated in the range $1700\text{-}25000 \text{ cm}^{-1}$. The spectral region below 1700 cm^{-1} represents only 0.3% of the total energy and is neglected. Beyond 25000 cm^{-1} , encompassing 9% of the solar flux, photons are supposed to be reflected by Rayleigh scattering. In fact, some UV absorption may also occur at or above $P=10^{-4} - 10^{-5} \text{ bar}$ (see Section 5.1) but is not considered in the model.

Considering the uncertainties due to the lack of knowledge of the physical parameters (mass and radius) of the planet, the mass and the radius of 51 Peg b are nominally set equal to those of Jupiter. But to encompass the planet mass range whose lower and upper limits are derived from $\sin i$ determinations (Mayor and Queloz, 1995; Gonzalez, 1998), simulations are also run for a $0.5 M_{\text{J}}$ and a $2 M_{\text{J}}$ planet. A circular orbit with 0.05 AU radius and zero obliquity is assumed. We are interested in the mean thermal structure of the atmosphere of the planet. Although, as mentioned above, the planet is supposed to be phase-locked with the star, we assume that the redistribution of heat is done by dynamics (zonal winds). Therefore, the incident flux is averaged over the entire ($4\pi R^2$) surface.

2.2 Atmospheric composition and opacities

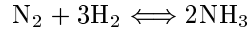
Stellar heating and thermal emission are strongly dependent on the chemical atmospheric composition from which opacity has to be calculated.

Elemental abundances in the 51 Peg system are assumed to be solar (Anders and Grevesse, 1989). The expected dominant molecular forms of the most abundant elements are gathered in Table I.

Among the molecules in Table I, some are not retained because either they are spectroscopically inactive, or they do not have strong enough absorption

bands to play a significant role in the radiative balance. The model opacity includes the collision-induced absorption from $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ pairs. This opacity scales as the square of the number density and is thus dominant in the lower troposphere ($P \gtrsim 1$ bar). In the upper atmosphere, where the absorption due to $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ is almost negligible, opacity is provided by the rovibrational bands of the molecular species.

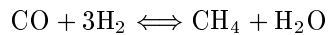
As a homonuclear and diatomic molecule, N_2 does not possess rovibrational transitions and does not need to be included in the modeling. Nitrogen is partitioned between N_2 and NH_3 following the equilibrium reaction



For close-in EGPs with high effective temperature (~ 1300 K) N_2 is expected to be predominant. Even at the colder temperatures in the upper troposphere, the expected NH_3 abundance is too low to significantly alter the radiative balance and the planetary spectra. Thus ammonia absorption is not included in this model, although it should be considered for slightly more distant planets.

Hydrogen sulfide H_2S exhibits intense bands ($2\nu_2, \nu_1$ and ν_3) at ~ 2500 cm^{-1} and could *a priori* contribute to the absorption in the infrared. However, the total intensity of the three bands amounts to 3.6×10^{-20} $\text{cm} \text{ molec}^{-1}$ at 296 K (Lechuga-Fossat *et al.*, 1984) over a bandwidth of ~ 500 cm^{-1} (Bykov *et al.*, 1994), thus yielding a mean absorption $\simeq 7 \times 10^{-23}$ $\text{cm}^2 \text{ molec}^{-1}$. Although this value is similar to that provided by water vapor in this spectral region, H_2S is about 50 times less abundant than water for a solar elemental abundance and can thus be neglected.

In conclusion minor species like N_2 , NH_3 and H_2S are omitted for the computation of the thermal structure of the atmosphere. The atmosphere is finally considered to be composed of the gases H_2 , He and H_2O , CO and CH_4 . Although CH_4 is included in the modeling, we note that the temperatures expected in 51 Peg b's atmosphere should favor CO over CH_4 , both of the gases being in thermochemical equilibrium according to the reaction:



For example, at $T = 1000$ K and $P = 1$ bar, $q_{\text{CO}} \simeq 5.5 \times 10^{-4}$ and $q_{\text{CH}_4} \simeq 5.8 \times 10^{-5}$.

2.3 Cloud structure

Cloud formation and microphysics is a complex problem. But it is an important issue because clouds play a role in establishing the temperature profile as well as the planet albedo.

As temperature decreases with decreasing pressure in the troposphere, different refractory elements condense out successively. Ti, Al, Zr and V condense in the range 2000-2500 K, followed (higher in the atmosphere) by the more abundant rock-forming elements, Fe, Si and Mg. Only elements with abundance equal to or above that of Si have been retained in the model. Among the clouds they form, the iron cloud is the deepest. At higher altitudes lie

the silicate clouds: forsterite (Mg_2SiO_4) and enstatite (MgSiO_3). Finally, the Si left out after formation of these clouds could condense as quartz SiO_2 . As the temperature expected in the upper troposphere of 51 Peg b is at no level below 500 K, other minor gases, in particular water and ammonia, for which the condensation points are below 300 and 200 K respectively, do not condense in the atmosphere, in contrast with the giant planets in the Solar System.

In the model, a single, homogeneous, optically-thick cloud, set as the lower boundary of the model, covers the whole planet. The cloud layer is characterized by a single particle size. Although there must be an actual particle size distribution (Burrows *et al.*, 1997), such a distribution is unknown. The cloud is considered as a reflecting layer at the boundary of the model, and radiative processes within and below the cloud are not considered. The choice of the pressure level for the cloud level is explained below, Section 2.5.3.

Formation of the iron or silicate clouds is likely to occur by the following net reactions:

- $\text{Fe}_{(g)} \rightleftharpoons \text{Fe}_{(s)}$
- $2\text{Mg} + \text{SiO} + 3\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{Mg}_2\text{SiO}_4_{(s)} + 3\text{H}_2$
- $\text{Mg} + \text{SiO} + 2\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{MgSiO}_3_{(s)} + 2\text{H}_2$
- $\text{SiO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{SiO}_2_{(s)} + \text{H}_2$

Assuming solar abundances, condensation temperature levels, weakly dependent on the thermal profile, are 1950 K for Fe, 1800 K for Mg_2SiO_4 , 1750 K for MgSiO_3 and 1650 K for SiO_2 (these numbers are valid for the profiles presented on Fig. 1). In these reactions, most of the SiO is consumed to form the Mg_2SiO_4 and MgSiO_3 clouds. As mentioned above, the amount of remaining SiO then allows the formation of a quartz (SiO_2) cloud close to the MgSiO_3 condensation level. We did not include the quartz cloud in our simulations because of the lack of good spectroscopic data in the visible and near-IR ranges. The Fe, Mg_2SiO_4 and MgSiO_3 condensation curves are shown in Fig. 1.

Thermochemical data, formation enthalpy and entropy, involved in the equilibrium reaction equations for the cloud condensation, were taken from the JANAF thermochemical tables (Chase *et al.*, 1985).

2.4 Radiative transfer

We assume that the atmosphere is in hydrostatic equilibrium and in radiative equilibrium. The basic condition verified at each pressure level p is

$$\frac{dF}{dp}(p) = \frac{d(F_{\text{IR}} - F_{\star})}{dp}(p) = 0$$

where F_{IR} is the net thermal infrared flux (upward - downward) emitted by the atmosphere and F_{\star} is the net stellar flux (downward - upward).

To determine the temperature profile on the pressure grid, the calculation of the total algebraic flux inside the atmosphere is needed. This flux is divided into two contributions: the stellar flux received by the planet providing the

atmospheric heating and the thermal flux responsible for the net cooling, so that $F = F_{\text{IR}} - F_{\star}$. The internal energy source is supposed to be much weaker than the external heating source and is not included in the model. As the flux contributions are integrated over azimuthal and zenith angles, the transfer equation is reduced to a one-dimension problem.

The net flux $F_{\nu} = \int_{4\pi} I_{\nu} \cos\theta d\Omega$ is calculated by solving the equation of radiative transfer at wavenumber ν , in the presence of scattering:

$$dI_{\nu} = -I_{\nu}(\tau_{\nu}) \left(1 - \frac{S_{\nu}}{I_{\nu}}\right) \frac{d\tau_{\nu}}{\cos\theta}$$

I_{ν} is the spectral radiance, τ_{ν} is the optical depth, θ the zenith angle, S_{ν} is the source function,

with

$$d\tau_{\nu} = d\tau_{\text{Ray}} + d\tau_{\text{abs}} \quad (1)$$

$$S_{\nu} = \frac{k_{\nu} B_{\nu} + \sigma_{\nu} J_{\nu}}{k_{\nu} + \sigma_{\nu}} \quad (2)$$

where τ_{Ray} and τ_{abs} are the optical depths due to Rayleigh scattering and absorption, respectively, k_{ν} is the absorption coefficient, σ_{ν} is the scattering coefficient, B_{ν} is the Planck function, and $J_{\nu} = \int_{4\pi} I_{\nu} \frac{d\Omega}{4\pi}$.

2.4.1 Stellar heating

We used plane parallel geometry, providing a cylindrical symmetry for the resolution of the transfer equation. As we are interested in the *mean* thermal structure of the atmosphere, the stellar steady flux received by the planet on the irradiated side is averaged over time and space. Formally the average incoming spectral flux, outside the atmosphere, becomes:

$$F_{\star}^{\text{top}}(\sigma) = \frac{1}{4} \pi I_{\star}(\sigma) \left(\frac{R_{\star}}{d}\right)^2$$

where σ is the wavenumber, I_{\star} the spectral intensity emitted by the star, R_{\star} the star radius and d the star-planet distance, and the factor 1/4 comes from global averaging.

The atmosphere is assumed to be clear and free of scattering particles above the cloud top, so that we only consider Rayleigh scattering from the major gases H_2 and He . The elemental contribution to opacity owing to Rayleigh scattering (τ_{Ray}) is the same as that used for Jupiter, with $q_{\text{H}_2} = 0.85$ and $q_{\text{He}} = 0.15$. It is expressed as (Pryor *et al.*, 1992; Chan and Dalgarno, 1965):

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

where λ is the wavelength in μm , P the pressure in bar, μ the mean molecular mass in g, g the acceleration of gravity in cm s^{-2} , with $C_1 = 169.198 \times 10^{-10}$, $C_2 = 252.595 \times 10^{-12}$ and $C_3 = 947.598 \times 10^{-15}$.

Raman scattering is mainly effective in decreasing the ultraviolet geometric albedo in Rayleigh scattering planetary atmospheres (Belton *et al.*, 1971), and more precisely below $0.4 \mu\text{m}$. It is not treated since ultraviolet radiation is not included here.

There is no analytic solution of the transfer equation for such a scattering atmosphere because the single scattering albedo is not the same from layer to layer. Therefore the diffuse transmittance and reflectance of each layer are calculated by a two-stream approximation. Using the adding method to find the reflectance and transmittance of the combined layers, the upward and downward flux can then be determined at each level, accounting for the cloud reflectance at the lower boundary (calculated as explained in 2.5.2). In the two-stream approximation, the net flux F_\star is expressed as $\pi(I_+ - I_-)$, where I_+ is the upward-diffuse intensity and I_- is the downward-diffuse intensity. The two components are calculated from the relations (Chandrasekhar, 1960):

$$\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_+}{d\tau} = I_+ - \omega_0 \frac{I_+ + I_-}{2} \quad (3a)$$

$$-\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dI_-}{d\tau} = I_- - \omega_0 \frac{I_+ + I_-}{2} \quad (3b)$$

$$I_-(\tau = 0) = \frac{F_\star^{\text{top}}}{\pi} \quad (3c)$$

where ω_0 is the single-scattering albedo at the optical depth level τ , and F_\star^{top} the incident stellar flux at the top of the atmosphere.

2.4.2 Planetary cooling

The formal intensity emitted by the atmosphere at level τ_ν is given by:

$$I_\nu(\tau_\nu) = \int_{\tau_\nu}^{\tau_\nu^{\text{Cl}}} B_\nu \exp\left(-\frac{\tau'_\nu - \tau_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau'_\nu}{\cos\theta} - \int_0^{\tau_\nu} B_\nu \exp\left(-\frac{\tau_\nu - \tau'_\nu}{\cos\theta}\right) \frac{d\tau'_\nu}{\cos\theta} \quad (4)$$

where I_ν and B_ν are respectively the intensity of the radiation and the Planck function (equal to the source function for LTE) at the temperature $T(\tau_\nu)$ of the level of opacity τ_ν , τ_ν^{Cl} is the optical depth at the cloud top level, and θ is the zenith angle. Rayleigh scattering is neglected here as the thermal flux is calculated only beyond $0.7 \mu\text{m}$. LTE is assumed to prevail in the whole atmosphere.

The net spectral flux $F_{\text{IR}} = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega$ can be expressed, from Eq. 4, as:

$$\begin{aligned} F_{\text{IR}}(\tau_\nu) &= 2\pi \int_{\tau_\nu}^{\tau_\nu^{\text{Cl}}} B_\nu [T(\tau'_\nu)] E_2(\tau'_\nu - \tau_\nu) d\tau'_\nu \\ &\quad - 2\pi \int_0^{\tau_\nu} B_\nu [T(\tau'_\nu)] E_2(\tau_\nu - \tau'_\nu) d\tau'_\nu \\ &\quad + 2\pi B_\nu(T_{\text{Cl}}) E_3(\tau_\nu^{\text{Cl}} - \tau_\nu) \end{aligned}$$

where $E_n(\tau_\nu) = \int_1^\infty \frac{\exp(-\tau_\nu t)}{t^n} dt$ is the n th exponential integral. T_{Cl} is an “effective” cloud temperature allowing us to set the net energy flux at the lower boundary. We fix it by imposing that this energy flux be equal to the stellar energy absorbed (i.e. not reflected) by the cloud deck.

Indexing the atmospheric levels of the grid from the bottom ($i = 1$) to the top ($i = n$), the net flux at a level of optical depth τ can be written as

$$F_{\text{IR}}(\tau) = \sum_{i=1}^{n-1} F_i(\tau) + F_0(\tau)$$

where $F_i(\tau)$ represents the contribution of atmospheric layer i , located between levels i and $i + 1$, and $F_0(\tau)$ the contribution from the optically-thick cloud deck. The Planck function in layer i is linearized as a function of optical depth τ : $B(\tau) = a_{i+1} + (a_i - a_{i+1}) \frac{\tau - \tau_{i+1}}{\tau_i - \tau_{i+1}}$, where a_i and τ_i are respectively the Planck function value and the opacity at level i . Tedious but straightforward calculations lead to

$$F_i(\tau) = \pi a_{i+1} [2E_3(|\tau - \tau_{i+1}|)] - a_i [2E_3(|\tau - \tau_i|)] \quad (5a)$$

$$+ \pi (a_i - a_{i+1}) \left| \frac{2E_4(|\tau - \tau_i|) - 2E_4(|\tau - \tau_{i+1}|)}{\tau_i - \tau_{i+1}} \right|$$

$$F_0(\tau) = 2\pi E_3(\tau_{\text{Cl}} - \tau) B(T_{\text{Cl}}) \quad (5b)$$

For a given temperature profile the $F_i(\tau)$ are calculated from Eq. 5a and 5b. The spectral fluxes are then integrated over wavenumber to yield the net energy flux.

2.5 Numerical method and data sources

2.5.1 Atmospheric gaseous components

Monochromatic optical depths are calculated through a line-by-line radiative transfer program. We include the opacity from the $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ collision-induced absorption and the rovibrational bands of the minor species (H_2O , CO and CH_4).

The $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ collision-induced absorption continuum spectrum was provided by T. Guillot (private communication) using data from 0 to 18000 cm^{-1} (Borysow, 1996) and for a temperature range 500-3000 K. Absorption by both $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ rototranslational bands, fundamental transitions $0 \leftrightarrow 1$ (Borysow and Frommhold, 1990; Borysow *et al.*, 1989), overtone and hot bands $0, 1, 2, 3 \leftrightarrow 0, 1, 2, 3$ (Zheng and Borysow, 1995; Borysow and Frommhold, 1989) are accounted for.

We used the H_2O database developed by Partridge and Schwenke (1997) for astrophysical and particularly planetary applications. It includes some 400 million lines from the isotopes $^1\text{H}^{16}\text{O}^1\text{H}$, $^1\text{H}^{17}\text{O}^1\text{H}$, $^1\text{H}^{18}\text{O}^1\text{H}$ and $^1\text{H}^{16}\text{O}^2\text{D}$. To limit computational time, only lines with intensity above $S_{\text{min}} = 4 \times 10^{-27}$ cm molec^{-1} at 1500 K have been selected, considering the relative

isotopic abundances. This corresponds to an opacity at line center equal to $\tau = 0.05$ for H_2O .

We generated a CO line list including the 1-0, 2-0, 3-0, 4-0 fundamental and overtone bands along with the associated hot bands for the four main isotopes $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ and $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. We retained the same intensity criterion as for H_2O . Line positions were calculated from the Dunham coefficients generated by Guelachvili *et al.* (1983). Line intensities were computed from the standard formulation for linear molecules using the band strengths and Herman-Wallis factors measured by Toth *et al.* (1969) and Chackerian and Valero (1976).

The CH_4 line spectrum has been elaborated from various sources taken in the literature. For the bands below 6000 cm^{-1} , a line list was calculated with the TDS computational code (Tyuterev *et al.*, 1994), specialized in the determination of high resolution spectroscopic data for spherical top molecules. All the rovibrational transitions between the first five vibration levels (ground state, dyad, pentad, octad and tetradecad) for $^{12}\text{CH}_4$ and $^{13}\text{CH}_4$ have been included. Line intensities were finally multiplied by the natural abundances of the ^{12}C and ^{13}C isotopes. Because the TDS software does not include transitions above 6200 cm^{-1} , the remaining spectrum was obtained using random band model data in the frequency range $6000\text{-}9500\text{ cm}^{-1}$ (Strong *et al.*, 1993) and $9500\text{-}22800\text{ cm}^{-1}$ (Fink *et al.*, 1977). Indeed, the complexity of the spectrum in the visible and near infrared has hindered so far a full spectroscopic analysis of the bands in this region. The band models give the following spectral parameters: $k_\nu(T_0)$, α_L^o/α_D^o and δ/α_D^o , where $k_\nu(T_0)$ is the absorption coefficient, α_L^o the Lorentz halfwidth, α_D^o the Doppler parameter at T_0 and δ the mean line spacing. In a Goody-Voigt random model (Goody, 1964) with exponential distribution of intensity, the line distribution N according to the line strength within a bandwidth $\Delta\nu$ has the form:

$$N(S) = \frac{N_0}{S_0} \exp\left(-\frac{S}{S_0}\right) \quad (6)$$

where N_0 is the number of lines and S_0 the mean line strength within $\Delta\nu$. These last values can be derived from the band model parameters, knowing that $N_0 = \frac{\Delta\nu}{\delta}$ and $k_\nu = \frac{S_0}{\delta}$. $\Delta\nu$ is equal to 100 \AA in Fink *et al.*'s database and to 5 cm^{-1} in Strong *et al.*'s one. We generated our line list beyond 6200 cm^{-1} by randomly distributing individual lines in each interval $\Delta\nu$ with an intensity probability given by Eq. 6. For the energy levels, we assigned the values given by Strong *et al.* below 9500 cm^{-1} , and a constant value of 510 cm^{-1} above.

We assumed a Lorentz halfwidth at room temperature ($T_0 = 296\text{ K}$) for all lines of a given molecule. The temperature dependence of the Lorentz halfwidth is given by the law:

$$\gamma(T) = \gamma_0 \left(\frac{T_0}{T}\right)^n$$

where γ_0 is the Lorentz broadening coefficient at T_0 and n the temperature-exponent. Table I gives the values used in the spectroscopic calculations for the minor molecules, including the isotopic species.

[Table 1 about here.]

To account for the sub-Lorentzian behavior of the absorption of the radiation in the line wings, calculation of the molecular line opacities is limited to about 20 cm^{-1} from the line center.

2.5.2 Cloud

Optical properties, in particular the complex index of refraction, for Fe, Mg_2SiO_4 and MgSiO_3 have been estimated by Pollack *et al.* (1994), using a combination of laboratory measurements and an asymptotic theoretical model. The imaginary and the real index, tabulated between $0.4 \mu\text{m}$ and $6 \mu\text{m}$, then serve to calculate the scattering properties using Mie theory for spherical particles (Wiscombe, 1980). Model outputs, i.e. the single scattering albedo ω , the asymmetry factor g , are used to derive the cloud reflectance, assuming a semi-infinite cloud. Radiative heat transfer inside the cloud is not included. The cloud reflectance is then given by (Chamberlain and Hunten, 1987):

$$R = \frac{\sqrt{1 - g\omega} - \sqrt{1 - \omega}}{\sqrt{1 - g\omega} + \sqrt{1 - \omega}}$$

The single grain size value has been chosen according to Marley *et al.*'s recent modelling (1999) for a quiescent atmosphere. It is set to $30 \mu\text{m}$, which corresponds to the maximum particle radius near the cloud base of their model.

2.5.3 Algorithm

The pressure grid of the model extends from 10^{-5} bar to the pressure level of the cloud deck (varying typically between 1 and 10 bars) and includes 10 layers per pressure decade. Above the model top at 10^{-5} bar, four additional layers up to 10^{-7} bar act as sponge layers between the interplanetary medium and the atmosphere. An initial temperature-pressure profile is used as a guess profile to compute the monochromatic opacity at each level of the atmosphere including all the chemical components. The vertical distribution of the atmospheric absorbers is initially such as the abundance ratios are the same at every level. Opacity is thus integrated over the stellar spectrum in the range discussed in the first part of this section. The stellar flux deposition and particularly the heating rates $\frac{mg}{C_p} \frac{dF}{dp}$ (C_p is the atmospheric specific heat) for each layer can then be derived. The radiative equilibrium hypothesis implies that the incoming non-reflected energy flux at the bottom of the atmosphere reappears in the form of upgoing thermal flux, so that it constitutes a boundary condition: it acts as an internal heat source, beneath the cloud layer, whose flux is $(1 - \bar{R})F_\star^{\text{Cl}}$. \bar{R} is the flux-weighted cloud reflectance and F_\star^{Cl} the incident stellar flux at the cloud top level.

The next stage consists in determining opacities for the cooling in the infrared, computed with the same input profile as for the heating rates calculations. Considering the expected effective temperature for 51 Peg b, i.e 1100-1300 K, monochromatic opacities are computed between 20 and 15350 cm^{-1} ;

this is a reasonable frequency range that allows a relatively moderate computation time. Knowing the heating rate and cooling rate in each pressure layer, the temperature is corrected through an iterative method by a quantity proportional to $\frac{dF_*/dp - dF_{IR}/dp}{\max(dF_*/dp, dF_{IR}/dp)}(p)$, in order to achieve $\frac{mg}{C_p} \frac{dF_*}{dp}(p) = \frac{mg}{C_p} \frac{dF_{IR}}{dp}(p)$, in agreement with the conservative flux assumption. After convergence is reached (requiring ~ 1000 iterations), a new temperature profile is obtained, from which abundance ratios for H_2O , CO and CH_4 are re-estimated from thermochemical equilibrium. The solution of the iterative method must be coherent, therefore the temperature profile newly obtained is reinjected as an input profile for the calculation of opacities and of the heating and cooling rates. If necessary, it is modified until it gives a stable and convergent solution, i.e a temperature profile that remains unchanged through the process described above. We consider that a temperature profile is an acceptable solution when the temperature and pressure at the lower boundary of the model of pressure falls on the condensation curve for the cloud considered. Considering the uncertainties in the thermochemical data and the possible shift between the condensation level and the cloud top, a profile is regarded as a solution when the temperature at P_{Cloud} is within 50 K of the condensation temperature.

This technique yields a solution independent on the initial guess temperature profile.

In summary the solution profile must satisfy three criteria: (i) $\frac{dF_*}{dP} = \frac{dF_{IR}}{dP}$; (ii) chemical composition consistent with thermochemical equilibrium; (iii) lower boundary (T,P) consistent with cloud condensation curve.

3 Results

3.1 Temperature/pressure profiles

We calculated different cases in which we varied the cloud nature and location.

Figure 1 represents the solution temperature profiles that occur for an iron, forsterite and enstatite cloud respectively at 10, 2 and 10 bar. Data points from the equilibrium curves for the different cloud compositions are shown for comparison. Each profile shown in Fig. 1 is accordingly the radiative equilibrium profile for the considered cloud composition.

The temperature profiles exhibit temperatures in the range 750 – 2050 K in the 10^{-5} – 10 bar pressure interval. Significant differences appear between the various cloud cases below the 100-mbar level. They result from the differences in the cloud reflectivities.

[Figure 1 about here.]

We also studied two extreme cases where the cloud is either entirely absorbing or purely reflective, i.e having a reflectance equal respectively to $R = 0$ and $R = 1$, independent on wavelength. For a “white” cloud at $P = 10$ bar the profile (Fig. 2) is found almost similar to that for an MgSiO_3 cloud at the same pressure. This asymptotic simulation confirms the strongly reflective properties of the enstatite cloud. On the other hand, the model with a black cloud

at $P = 2$ bar (Fig. 3) is similar to the model with a forsterite cloud. Hence, models with MgSiO_3 and Mg_2SiO_4 optically thick clouds appear to bracket the range of possible radiative equilibrium profiles above the 10-bar level.

In Figs. 1 and 2, profiles with a highly-reflective cloud reveal a sharp turnover around 8 bar just above the cloud deck, which corresponds to a real local maximum of the heating rate.

[Figure 2 about here.]

[Figure 3 about here.]

The CO/CH_4 equilibrium curve ($\text{CO} + 3\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$) is shown and compared to a solution temperature profile (Fig. 4). This shows that the CO/CH_4 ratio is above 1 at any atmospheric level. The largest value of the CH_4 mixing ratio occurs around 20 mbar: $q_{\text{CH}_4} = 5 \times 10^{-5}$. We found that CH_4 opacity affects in places the thermal emission and stellar reflected spectra but that its influence on the radiative equilibrium temperature profile is small. The most noticeable effect is to heat the 100-mbar region by 30 K and to cool the 3-mbar region by 15 K.

[Figure 4 about here.]

A major result is that the temperature lapse rate is subadiabatic everywhere in the modelled region, that is below the adiabatic value

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{R}{C_P} \approx 0.30$$

for an $\text{H}_2 - \text{He}$ atmosphere with solar composition. At most, the temperature lapse rate reaches 0.23 at 1 bar. This result validates the radiative equilibrium hypothesis.

It is also noteworthy that the thermal structure does not exhibit a temperature inversion, for reasons that will be discussed further in Section 5.1.

The actual mass of 51 Peg b is uncertain by about a factor of 2 (Mayor and Queloz, 1995). To investigate the effect of gravity on the atmospheric thermal structure, we also ran the simulation for a planet twice more massive (EX1) and half as massive (EX2) as Jupiter. The radius of such a planet varies very little with mass in the case of a radiative/convective EGP (Guillot *et al.*, 1996) and we have kept the radius unchanged. The surface gravity of EX1 and EX2 is accordingly twice and half the nominal value (2400 cm s^{-2}). We find that for a given pressure, the temperature is lower for EX1 than for the nominal planet with $1 M_J$ and higher for EX2.

[Figure 5 about here.]

These results can be qualitatively interpreted because:

- in the upper atmosphere ($P \lesssim 1$ mbar) absorption is dominated by the rotational-vibrational transitions and the medium is mostly optically

thin, so that the absorption coefficient κ varies linearly with density. The optical depth is thus proportional to P/g .

We deduce that for a given optical depth, the opacity of EX1 is similar to that of the $1-M_J$ planet at a pressure level twice larger, i.e. $P_{\text{EX1}}(\tau) \sim 2P_{1M_J}(\tau)$.

- in the lower troposphere ($P > 1$ bar), $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ collision-induced opacity and absorption from far wings of molecular lines dominate. Here τ is proportional to P^2/g , analogously leading to $P_{\text{EX1}}(\tau) \sim \sqrt{2}P_{1M_J}(\tau)$.

Because the vertical distribution of opacity governs the cooling and heating rates and thus the equilibrium temperature profile, we expect that $P_{\text{EX1}}(T)$ is about twice $P_{1M_J}(T)$ in the upper atmosphere and about $\sqrt{2}P_{1M_J}(T)$ in the lower atmosphere. For EX2, these factors are $1/2$ and $1/\sqrt{2}$ respectively. This behavior is actually observed in the temperature profiles in Fig. 5.

3.2 Spectra

The reflected and the thermal spectrum at a 20 cm^{-1} resolution, corresponding to the different solution profiles in Fig. 1 are displayed in Figs. 6-8.

[Figure 6 about here.]

[Figure 7 about here.]

[Figure 8 about here.]

The stellar reflected component of the planet's spectrum prevails over the thermal component only beyond $13000\text{-}15000 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda \lesssim 0.7 \mu\text{m}$).

The Mg_2SiO_4 cloud has a low albedo, at any wavelength in the visible and near infrared range, and is therefore weakly reflective. Most of the reflected radiation in this case is due to the atmospheric Rayleigh scattering, and increases with wavenumber. In contrast, the MgSiO_3 cloud is very reflective, with an albedo rapidly increasing with wavenumber up to 1 around 18000 cm^{-1} . The reflected stellar flux is thus maximum for this cloud whereas it is minimum for the forsterite cloud deck. The Fe cloud is an intermediate case between the MgSiO_3 and Mg_2SiO_4 clouds.

The structure of the thermal emission is dominated by the water vapor bands. CO absorption is prominent at $4.7 \mu\text{m}$ (2100 cm^{-1}) while CH_4 absorption is visible mostly at $3.3 \mu\text{m}$ (3030 cm^{-1}). The flux is maximum around $3.9 \mu\text{m}$ (2550 cm^{-1}), a region of relative atmospheric transparency in 51 Peg b. Other spectral windows occur at $2.2 \mu\text{m}$ (4500 cm^{-1}), $1.7 \mu\text{m}$ (5900 cm^{-1}), $1.3 \mu\text{m}$ (7900 cm^{-1}) and $1.1 \mu\text{m}$ (9090 cm^{-1}). The bands appear in absorption because the temperature lapse rate $d \ln T / d \ln P$ is positive.

Thermal emission is larger for a model with a weakly-reflective cloud (Fig. 6) than for a highly reflective cloud (Fig. 7) since more energy from the star is absorbed in the first case leading to a warmer temperature profile.

The so-called 5- μm window in which thermal radiation is detected from hot deep atmospheric levels in the giant planets of the Solar System is not present in 51 Peg b's spectrum. This is due to the presence of the strong (1-0) CO band at 4.7 μm and to the large CO abundance (6×10^{-4} in 51 Peg b vs $\sim 1 \times 10^{-9}$ in Jupiter and Saturn). In Jupiter and Saturn, the 5- μm window is limited on the short-wavelength side by the ν_1 and ν_3 bands of phosphine (PH_3). We have investigated whether these bands could also affect the presence of the 4- μm window in EGPs. Figure 9 shows a spectrum calculated in the region of the ν_1 and ν_3 phosphine bands, assuming a PH_3 mixing ratio of 6.2×10^{-7} corresponding to the P/H solar-system ratio and similar to the jovian abundance, i.e. $q_{\text{PH}_3} = (6 \pm 2) \times 10^{-7}$ (Kunde *et al.*, 1982).

[Figure 9 about here.]

Absorption features are clearly visible in the 2300- cm^{-1} region and in the 2450- cm^{-1} region whereas the effect of PH_3 is negligible beyond 2500 cm^{-1} and below 2300 cm^{-1} . Thus the planetary window at 3.9 μm (2550 cm^{-1}) is not affected by the phosphine absorption; for the model with a MgSiO_3 cloud at 10 bar, the flux peak at 2550 cm^{-1} remains at $\sim 3900 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} / \text{cm}^{-1}$. Given the low abundance of PH_3 the thermal structure should not be significantly altered by the phosphine absorption bands.

3.3 Effective temperature and Bond albedo

From these calculated spectra, we can derive the effective temperature and the Bond albedo. Estimated values are given in Table II for each solution atmospheric model. The effective temperature is given by the Stefan-Boltzmann law

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{F_{\text{IR}}^{\text{top}}}{\sigma} \right)^{1/4}$$

where σ is the Stefan constant and $F_{\text{IR}}^{\text{top}}$ is the outgoing thermal flux, with $F_{\text{IR}}^{\text{top}} = \int_0^\infty F_\nu^{\text{top}} d\nu$.

The Bond albedo is determined by dividing the reflection spectrum, integrated over the entire wavelength range, by the incoming stellar flux. The contribution to the Bond albedo is negligible below 1700 cm^{-1} but not beyond 25000 cm^{-1} , the upper limit of our spectral calculations. We assume that the atmosphere is no longer absorbing and that the cloud reflectance is constant at $\lambda < 0.4 \mu\text{m}$. In this way, our calculation roughly accounts for the remaining energy (9 %) in the near ultraviolet and beyond ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$).

[Table 2 about here.]

Effective temperature and Bond albedo are intimately linked through the relation

$$4\sigma T_{\text{eff}}^4 = (1 - A_b)F_\star$$

where A_b is the Bond albedo and F_* the stellar constant at the orbit of 51 Peg b. We find that 51 Peg b has a Bond albedo between 0.15 and 0.42 and an effective temperature in the range 1154-1270 K. These limits correspond to extreme assumptions regarding the cloud reflectivities at the bottom of the atmosphere. Any cloud with intermediate reflecting properties would yield a Bond albedo and an effective temperature within the above ranges. It should be noted that a cloud-free atmospheric model, not limited by an optically thick cloud, would yield a temperature profile intermediate between the MgSiO_3 and Fe-cloud cases. Accordingly the Bond albedo would lie between 0.25 and 0.42 and the effective temperature in the range 1154-1234 K. The reason is that the atmosphere below the 10-bar level can be assimilated to an infinite cloud layer of reflectivity between 0 and 1 and that the highly-reflective MgSiO_3 ($R \sim 1$ beyond 1000 cm^{-1}) and weakly-reflective Fe cloud ($R \sim 0.1$ beyond 1000 cm^{-1}) represent such extreme cases.

4 Detectability of the thermal emission

Specific atmospheric signatures are needed to characterize the composition of the extrasolar giant planets. In this regard, ground-based spectrometric measurements would be extremely valuable but have before to be carefully prepared to exploit the most favorable spectral windows. We present an investigation of the detectability of EGPs' spectral signatures applied to the case of 51 Peg b.

We consider here non-interferometric measurements in which the signals from the star and the planet are collected together. Following the strategy proposed by Wiedemann (1997), we investigate the detectability of molecular features at relatively high spectral resolution to exploit their periodic Doppler shift ($\sim 130 \text{ km s}^{-1}$ corresponding to a resolving power $R \sim 2300$) due to the revolution of the planet around the star.

It is clear that the detection is favored when the planet-to-star brightness ratio is as high as possible. This excludes the stellar reflected component. On the contrary, several spectral windows in the thermal range look more promising. We focus here on the (1-0) band of CO around 2100 cm^{-1} and the ν_3 band of CH_4 near 3000 cm^{-1} . These bands are clearly visible on the calculated spectra, even at low resolution (Figs. 6- 8), and are located well below the peak of the stellar spectrum.

With the perspective of observations with the new generation of optical telescopes offering a large collecting surface, we synthesized high-resolution spectra ($\Delta\sigma = 0.5 \text{ cm}^{-1}$) and studied their observability with an 8 meter-telescope (such as the *Very Large Telescope* or *Gemini*). The results are given in Figs .10-11.

[Figure 10 about here.]

[Figure 11 about here.]

The figures show the spectral flux in regions of absorption of CO and CH_4 , compared to the noise equivalent spectral flux (NESF) due to the photon noise from the star, expressed as a flux level emitted by the planet.

The number of photons n_{ph} from the star collected in t seconds by the detector is:

$$n_{\text{ph}} = \frac{T_{\text{R}}B(T_{\star})S_{\text{t}}\Omega_{\star}t\Delta\sigma}{h\nu}$$

where T_{R} is the telescope+instrument transmission, $B(T_{\star})$ the Planck function for a star with a brightness temperature T_{\star} , S_{t} the telescope collecting surface, Ω_{\star} the solid angle of the star as seen from the Earth, h the Planck constant, ν the photon frequency and $\Delta\sigma$ the spectral resolution. The photon noise is $\sqrt{n_{\text{ph}}}$ and the noise equivalent spectral flux (NESF) is therefore:

$$NESF(\nu) = \sqrt{\frac{\pi F_{\star}\Omega_{\star}h\nu}{T_{\text{R}}S_{\text{t}}\Omega_{\text{pl}}^2t\Delta\sigma}}$$

where $F_{\star} = \pi B(T_{\star})$ is the stellar spectral flux and Ω_{pl} is the solid angle of the planet as seen from the observer.

For a 9 h integration time and a 0.2 transmission factor, the NESF amounts to $\sim 950 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$ at $4.7 \mu\text{m}$ and $\sim 1400 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}/\text{cm}^{-1}$ at $3.3 \mu\text{m}$. Typically we want to detect spectral features in absorption as seen for example in Fig. 10 at 2862 cm^{-1} or in Fig. 11 at 2172 cm^{-1} . The molecular lines appear in absorption because they originate from cooler levels in the atmosphere than the collision-induced continuum.

For the best identified spectral signatures, the signal-to-noise ratio (S/N) is as high as ~ 9 for CO absorption lines and 5 for the CH₄ lines.

We also calculated the contrast ratio on the continuum, that is the ratio of the planetary flux to the stellar continuum. We find it equal to 3.5×10^{-4} in the $4.7\text{-}\mu\text{m}$ CO band and 2×10^{-4} in the $3.3\text{-}\mu\text{m}$ CH₄ band.

5 Discussion

5.1 Temperature profiles and spectra

The most significant result about our modeled temperature profiles is that they do not show any stratosphere, unlike in the solar giant planets. Indeed, the near-infrared solar energy flux heats the stratosphere of the giant planets in the various near-IR bands of methane, producing a temperature inversion located around the 140-mbar level (tropopause) at 105 K in the case of Jupiter. Stratospheric radiative cooling mainly occurs through the $7.7\text{-}\mu\text{m}$ CH₄ band and the 12.2- and $13.7\text{-}\mu\text{m}$ bands of C₂H₆ and C₂H₂, two photochemical products of methane. For a planet like 51 Peg b, at $T_{\text{eff}} \approx 1200 \text{ K}$ ($\lambda_{\text{max}} = 2.4 \mu\text{m}$), the Planck function is shifted towards shorter wavelengths, coinciding with the strong water bands. Thus these bands ensure a much more efficient atmospheric cooling. This is also true, to a certain extent, for the $3.3\text{-}\mu\text{m}$ CH₄ band and the $4.7\text{-}\mu\text{m}$ CO band, precluding any temperature inversion in the upper atmosphere.

We tried to assess the importance of the UV flux (not included in our model) in the heating of the upper atmospheric layers. Simple calculations show that the flux between 0.4 and $0.2 \mu\text{m}$ is not significantly absorbed in the atmosphere. On

the other hand, the energy below $0.18 \mu\text{m}$ is deposited in the $10^{-4} - 10^{-5}$ -bar pressure range mostly from water vapor absorption.

Accounting for this additional absorption would roughly double the heating rate at $10^{-4} - 10^{-5}$ bar. Therefore, a temperature inversion is still possible in the upper layers. However, photodissociation by UV photons may also strongly alter the chemical composition in this atmospheric region and notably dissociate water. A full treatment of the photochemistry would be then required, which is beyond the scope of this paper.

Our profiles are clearly different from those obtained by Burrows *et al.* (Fig. 4) and assumed by Wiedemann (1997) for a similar planet. Burrows *et al.*'s (1997) temperature-pressure profile calculations are based upon a stellar code in which atmospheric heating is entirely provided by an internal heat source and in which external heating is not accounted for. Their thermal structure computed for an isolated planet with $T_{\text{eff}} = 1000$ K, is globally colder than ours. Even after rescaling for $T_{\text{eff}} = 1200$ K, Burrows *et al.*'s profile remains colder at pressure levels less than 0.3 bar, while it is warmer deeper in the atmosphere. Furthermore, while we find a subadiabatic temperature lapse rate in our atmosphere model, justifying the initial hypothesis of a purely radiative energy transfer, Burrows *et al.*'s results suggest an alternation of radiative and convective zones. In particular, convection takes place in their model between 40 mbar and 1 bar. These differences arise from the difference in the heating processes in the the two studies: internal source (Burrows *et al.*) vs external stellar energy (our work).

Wiedemann's Jupiter-scaled model (Wiedemann, 1997) is also quite different from ours, since it exhibits a well-defined stratosphere with temperature up to 1250 K. The presence of a warm stratosphere has dramatic implications on the emission spectrum, especially at high resolution (see below). We stress that such a warm stratosphere has no physical basis in the case of 51 Peg b.

On the other hand, our results qualitatively agree with those of Seager and Sasselov (1998) who investigated the effects of irradiation by the parent star on the thermal structure of EGPs. They found that the temperature lapse rate at $P \lesssim 2$ bar is less steep for an irradiated planet than for an isolated planet of same effective temperature (1850 K). We found a similar result, with a temperature profile intersecting Burrows *et al.*'s profile, rescaled to the same effective temperature, around 0.3 bar.

Another difference with Burrows *et al.*'s calculations relates to the atmospheric composition and to its influence on the planetary spectrum. Our derived temperature-pressure profiles imply that CO is the dominant carbon-bearing molecule. The maximum CH_4/CO ratio is reached around 20 mbar (9×10^{-2}). With such a composition, the IR spectrum shows that the thermal flux is dominated by the absorption bands of H_2O , with noticeable spectral signatures from both CH_4 and CO. On the contrary, Burrows *et al.* (1997) claim that with $T_{\text{eff}} \leq 1300$ K, CH_4 predominates over CO in the upper atmosphere, so that their spectrum in the range $0.4\text{-}6 \mu\text{m}$ only exhibits H_2O and CH_4 features.

5.2 Detectability/Telescopes

High-resolution ($R \sim 4300 - 6000$) calculations of 51 Peg's thermal spectrum show that only absorption features from H_2O , CO or CH_4 can be detected against a $\sim 1100\text{-K}$ continuum. This contrasts with Wiedemann's (1997) calculated spectrum in which strong emission features from CO and CH_4 are present at $R = 10^5$. The difference arises from the Jupiter-like temperature profile used by Wiedemann in which stratospheric temperatures rise from $\sim 400\text{ K}$ at 40 mbar up to $\sim 1250\text{ K}$ at 0.1 mbar. In addition, contribution from tropospheric levels is not included.

In contradiction to Wiedemann's optimistic conclusions, we find that the CO or CH_4 spectral signatures will be very difficult to detect at high resolution. We predict S/N ratio of at most 9 with an integration time of 9 hours on an 8-meter telescope at a resolution $R \sim 4300 - 6000$. Our estimation is based on the assumption that the dominant source noise is photon noise from the star. We did not consider noise from the detector or the thermal background which will be important beyond $3\ \mu\text{m}$, especially for observations of the CO band.

Only the new generation of large optical telescopes can offer the technical specifications needed for collecting infrared photons from the EGPs. These include the Gemini and Keck telescopes atop Mauna Kea (Hawaii) and the Very Large Telescope at Cerro Paranal (Chile).

Apart from the need of a large mirror, our results also show that a high-resolution spectrograph ($R > 10^4$) may not be the most appropriate choice for the observation of such weakly-luminous and distant objects. The NESF varies as $1/\sqrt{\Delta\sigma}$ and reducing the resolution from 10^5 to $\sim 5 \times 10^3$ decreases the photon noise by a factor 4-5. We have seen that for a spectral resolution $\Delta\sigma = 0.5\ \text{cm}^{-1}$ at $3.3\ \mu\text{m}$ and $2.2\ \mu\text{m}$, the spectral features are still clearly recognizable. As outlined by Wiedemann (1997) the effect of the parasitic stellar lines can be overcome with the help of the Doppler line shifting due to the planet orbiting around the star. However, it may be necessary to work at lower resolution ($R \sim 100$) considering the low S/N ratio achievable in H_2O , CO or CH_4 features in 9 hr of integration. At $R \sim 100$, the individual features can no longer be isolated but the absorption from the bands are still visible (e.g. Figs. 6-8).

The remaining problem is that, at low resolution ($R < 100$), the planetary spectral features would no longer be distinguished from those in the star. This strong limitation probably prohibits the detection of CO and possibly H_2O bands in the known EGPs. Only methane bands could be detected since this gas is absent in the parent star's photosphere.

Direct observations of EGP's spectra may have to await the advent of interferometry between large telescopes such as the *Very Large Telescope Interferometer* (VLTI) by 2005. A baseline up to 200 m long between the four VLT 8-m units and several auxiliary telescopes will be accessible. The corresponding angular resolution will allow us to separate EGPs from their parent stars. Observations of H_2O , CO , CH_4 and possibly PH_3 absorption bands in the planets at a resolution of 100-1000 will then become a realistic objective.

6 Conclusion

We have developed a radiative model for the atmosphere of 51 Peg b and investigated the associated chemical composition. Thermal emission and stellar reflected spectra have been calculated and the detectability of molecular features has been studied. A natural extension of this work is to model the other extrasolar planets discovered by Doppler velocimetry (presently 12). For planets not as close to the star as 51 Peg b, one expects the CH_4/CO ratio to progressively increase as the temperature profile gets cooler. The NH_3 abundance should also increase and eventually play a significant role in the radiative budget of the atmosphere.

Future work consists also in modeling further up the thermosphere where LTE breaks down. Finally, it would be interesting to couple this model with photochemical models since photochemistry should alter the chemical composition of the upper atmosphere.

Acknowledgments

We are indebted to David Schwenke for providing us with the hot spectroscopic database for H_2O , and to Alexandra Borysow for providing the subroutines needed to calculate the $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ continuum absorption. We wish to thank Tristan Guillot for his help in the calculation of the $\text{H}_2 - \text{H}_2$ and $\text{H}_2 - \text{He}$ absorption and for helpful discussions.

References

- Anders, E. and N. Grevesse 1989. Abundances of the elements: meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214.
- Belton, M. J. S., M. B. McElroy, and M. J. Price 1971. The atmosphere of Uranus. *Astrophys. J.* **164**, 191–209.
- Borysow, A. 1996. Collision-induced absorption in the infrared: a database for modeling planetary and stellar atmospheres. Unpublished report updated annually.
- Borysow, A. and L. Frommhold 1989. Collision-induced infrared spectra of $\text{H}_2 - \text{He}$ pairs at temperatures from 18 to 7000 K. II - Overtone and hot bands. *Astrophys. J.* **341**, 549–555.
- Borysow, A. and L. Frommhold 1990. A new computation of the infrared absorption by H_2 pairs in the fundamental band at temperatures from 600 to 5000 K. *Astrophys. J.* **348**, L41–L43.
- Borysow, A., L. Frommhold, and M. Moraldi 1989. Collision-induced infrared spectra of $\text{H}_2 - \text{He}$ pairs involving 0-1 vibrational transitions at temperatures from 18 to 7000 K. *Astrophys. J.* **336**, 495–503.

- Burrows, A., M. Marley, W. B. Hubbard, J. I. Lunine, T. Guillot, D. Saumon, R. Freedman, D. Sudarsky, and C. Sharp 1997. A non-gray theory of extra-solar giant planets and brown dwarfs. *Astrophys. J.* **491**, 856.
- Bykov, A. D., O. V. Naumenko, M. A. Smirnov, L. N. Sinita, L. R. Brown, and J. Crisp 1994. The infrared spectrum of H_2S from 1 to 5 μm . *Can. J. Phys.* **72**, 989–1000.
- Chackerian, C. Jr. and F. P. J. Valero 1976. Absolute intensity measurement of the 4-0 vibration-rotation band of carbon monoxide. *J. Mol. Spectrosc.* **62**, 338–345.
- Chamberlain, J. W. and D. M. Hunten 1987. *Theory of Planetary Atmospheres, an Introduction to their physics and chemistry* volume 36 of *International Geophysics Series*. Academic Press.
- Chan, Y. M. and A. Dalgarno 1965. The refractive index of helium. *Proc. Phys. Soc.* **85**, 227–230.
- Chandrasekhar, S. 1960. *Radiative Transfer*. Dover Publications, Inc, New York New York.
- Chase, M. W., C. A. Davies, J. R. Downey, D. J. Frurip, R. A. McDonald, and A. N. Syverud 1985. *Janaf thermochemical tables* volume 14. National Bureau of Standards third edition suppl.1.
- Chassefière, E. 1997. Loss of Water on the Young Venus: The effect of a strong primitive solar wind. *Icarus* **126**, 229–232.
- Fink, U., C. Benner, and K. A. Dick 1977. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10000 Å. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **18**, 447–457.
- Gonzalez, G. 1998. Spectroscopic analyses of the parent stars of extrasolar planetary system candidates. *Astron. Astrophys.* **334**, 221–238.
- Goody, R. M. 1964. *Atmospheric Radiation. I. Theoretical Basis*. The Clarendon Press, Oxford.
- Guelachvili, G., D. de Villeneuve, R. Farrenq, W. Urban, and J. Verges 1983. Dunham coefficients for seven isotopic species of CO. *J. Mol. Spectrosc.* **98**, 64–79.
- Guillot, T., A. Burrows, W. B. Hubbard, J. I. Lunine, and D. Saumon 1996. Giant Planets at Small Orbital Distances. *Astrophys. J.* **459**, L35–L38.
- Hunten, D. H., T. Donahue, J. C. G. Walker, and J. F. Kasting 1989. Escape of atmospheres and loss of water. In *Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres* (S.K., Atreya, Pollack J.B., and Matthews M.S., Eds.) pp. 386–422 Univ. of Arizona Press, Tucson.

- Jacquinet-Husson, N., *et al.* 1998. The GEISA system in 1996: towards an operational tool for the second generation vertical sounders radiance simulation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **59**, 511–527.
- Kunde, V., R. Hanel, W. Maguire, D. Gautier, J.-P. Baluteau, A. Marten, A. Chedin, N. Husson, and N. Scott 1982. The tropospheric gas composition of Jupiter's north equatorial belt (NH_3 , PH_3 , CH_3D , GeH_4 , H_2O) and the jovian D/H ratio. *Astrophys. J.* **263**, 443–467.
- Lechuga-Fossat, L., J.-M. Flaud, C. Camy-Peyret, and J. W. C. Johns 1984. The spectrum of natural hydrogen sulfide between 2150 and 2950 cm^{-1} . *Can. J. Phys.* **62**, 1889–1923.
- Lin, D. N. C., P. Bodenheimer, and D. C. Richardson 1996. Orbital migration of the planetary companion of 51 Pegasi to its present location. *Nature* **380**, 606–607.
- Marley, M., C. Gelino, D. Stephens, J. I. Lunine, and R. Freedman 1999. Reflected spectra and albedos of extrasolar giant planets I: clear and cloudy atmospheres. *Astrophys. J.* **513**, 879–893.
- Mayor, M. and D. Queloz 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* **378**, 355–359.
- Partridge, H. and D. W. Schwenke 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** 11, 4618–4639.
- Pierce, A. K. and R. G. Allen 1977. The solar spectrum between 0.3 and 10 μm . In *The solar output and its variation* (White, O.R., Ed.) pp. 169–192 Colorado Associated University Press.
- Pollack, J. B., D. Hollenbach, S. Beckwith, D. P. Simonelli, T. Roush, and W. Fong 1994. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. *Astrophys. J.* **421**, 615–639.
- Pryor, W. R., R. A. West, K. E. Simmons, and M. Delitsky 1992. High-phase-angle observations of Neptune at 2650 and 7500 \AA - Haze structure and particle properties. *Icarus* **99**, 302–317.
- Seager, S. and D. D. Sasselov 1998. Extrasolar giant planets under strong stellar irradiation. *Astrophys. J.* **502**, L157–L161.
- Strong, K., F. W. Taylor, S. B. Calcutt, J. J. Remedios, and J. Ballard 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. Spectrosc. Radiat. Transfer* **50**, 363–429.
- Toth, R. A., R. H. Hunt, and E. K. Plyler 1969. Line intensities in the 3-0 band of CO and dipole moment matrix elements for the CO molecule. *J. Mol. Spectrosc.* **32**, 85–96.

- Tyuterev, V. G., *et al.* 1994. TDS spectroscopic databank for spherical tops: DOS version. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **52**, 459–479.
- Wiedemann, G. 1997. Infrared spectroscopic detection and characterization of extrasolar planets. In *Brown Dwarf and extrasolar planets* Tenerife.
- Wiscombe, W. 1980. Improved Mie scattering algorithm. *Appl. Opt.* **19**, 1505–1509.
- Zheng, C. and A. Borysow 1995. Rototranslational collision induced absorption by $H_2 - H_2$ pairs at temperatures from 600 to 7000 K. *Astrophys. J.* **441**, 960–965.

(1)	Molecule	Mixing ratio	Spectral data source	γ_0 (cm ⁻¹ atm ⁻¹)	n
(2) no line-by-line calculation made	H ₂	0.85	Borysow <i>et al.</i> (1989) Borysow and Frommhold (1989, 1990) Zheng and Borysow (1995)		
	He	0.15	Borysow <i>et al.</i> (1989) Borysow and Frommhold (1989)		
	H ₂ O	(1)	Partridge and Schwenke (1997)	0.080	0.85
	CO	(1)	this work	0.060	0.70
	CH ₄	(1)	TDS (Tyuterev <i>et al.</i> , 1994) Fink <i>et al.</i> (1977) Strong <i>et al.</i> (1993)	0.071	0.55
	N ₂	1.1×10^{-4}	(2)		
	H ₂ S	3.6×10^{-5}	(2)		
	PH ₃	6.2×10^{-7}	GEISA (Jacquinet-Husson <i>et al.</i> , 1998)	0.093	0.73

Table I: Atmospheric composition and molecular data.

Cloud	P_{Cloud}	T_{eff}	A_b
Mg ₂ SiO ₄	2 bar	1270 K	0.15
Fe	10 bar	1234 K	0.25
MgSiO ₃	10 bar	1154 K	0.42

Table II: Effective temperature and Bond albedo.

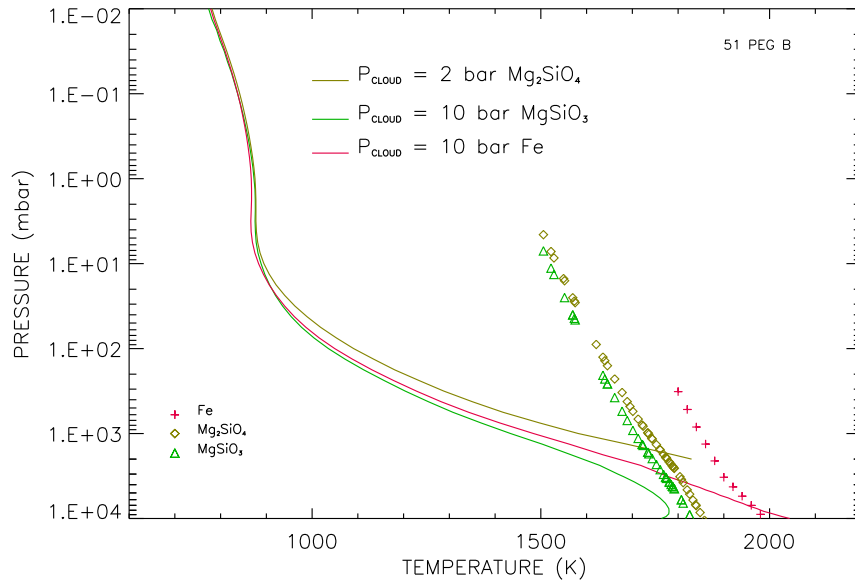


Figure 1: Radiative equilibrium temperature profiles assuming different chemical compositions for the optically thick cloud set at the lower boundary of the model (solid lines). The Fe, Mg_2SiO_4 and MgSiO_3 condensation curves, assuming a solar composition, are also shown. The particle radius is $30 \mu\text{m}$ in all calculations.

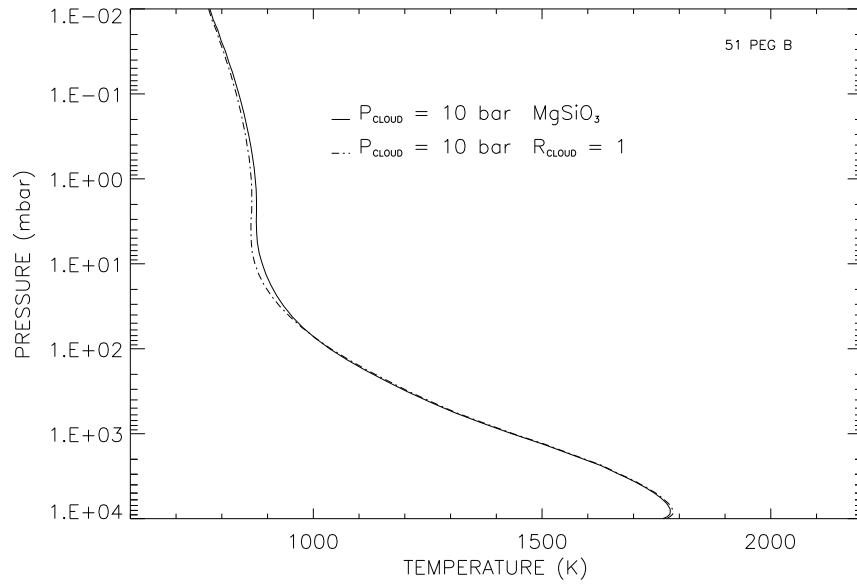


Figure 2: Temperature profile with a purely reflective cloud at $P = 10$ bar. This extreme model is very similar to that for a MgSiO_3 cloud set at the same pressure level.

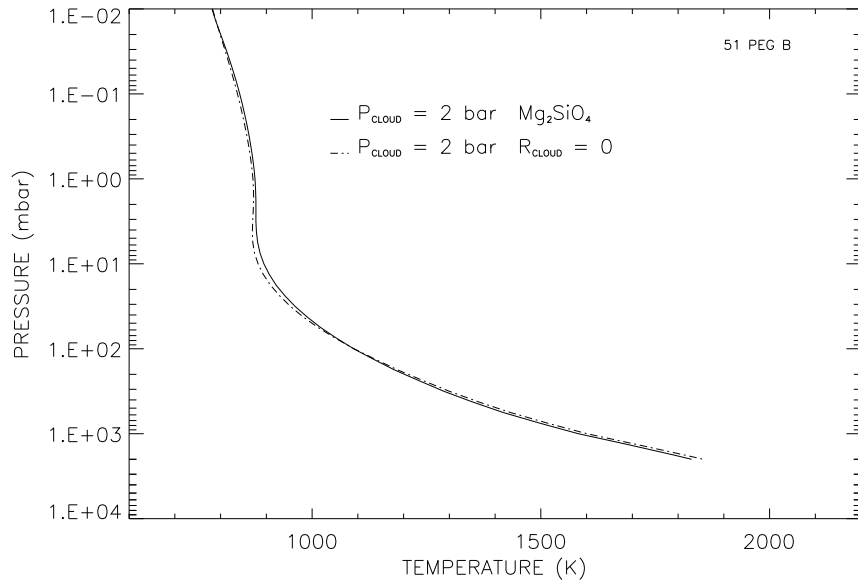


Figure 3: Temperature profile with a black cloud (totally absorbing) at $P = 2$ bar. This profile is very close to the profile for a Mg_2SiO_4 cloud-limited atmosphere.

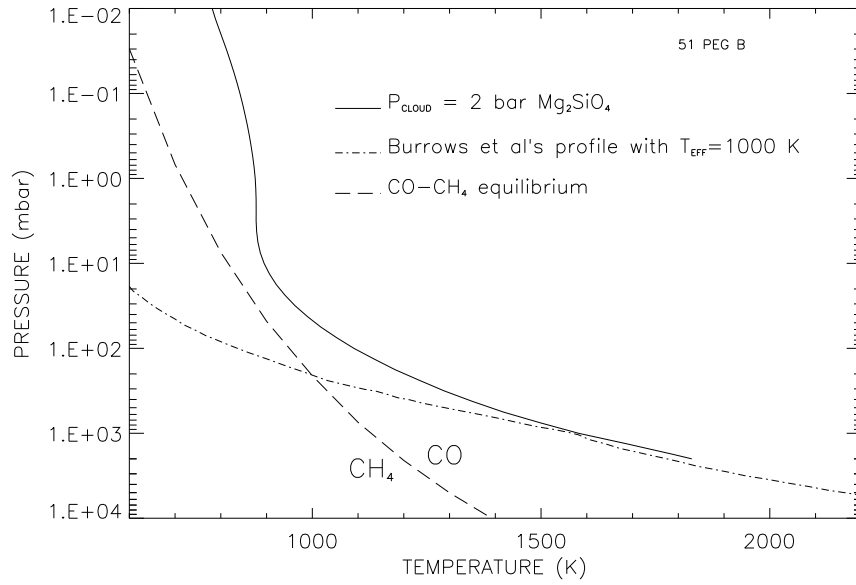


Figure 4: Comparison of a solution profile with the CO/CH₄ equilibrium curve and with Burrows *et al.*'s equilibrium model for an isolated planet with $T_{\text{eff}} = 1000 \text{ K}$.

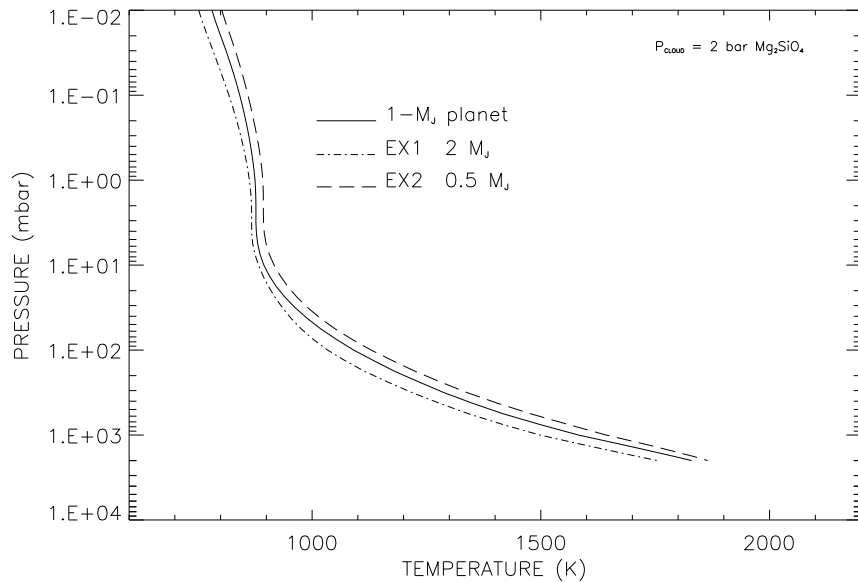


Figure 5: Temperature profiles for a $2 M_J$ (EX1) and $0.5 M_J$ (EX2) planet assuming a Mg_2SiO_4 cloud at the lower boundary. At a given temperature level, the pressures in EX1 and EX2 are respectively ~ 2 and ~ 0.5 that of the nominal planet in the upper atmosphere, and $\sim \sqrt{2}$ and $1/\sqrt{2}$ that of the nominal planet in the lower atmosphere.

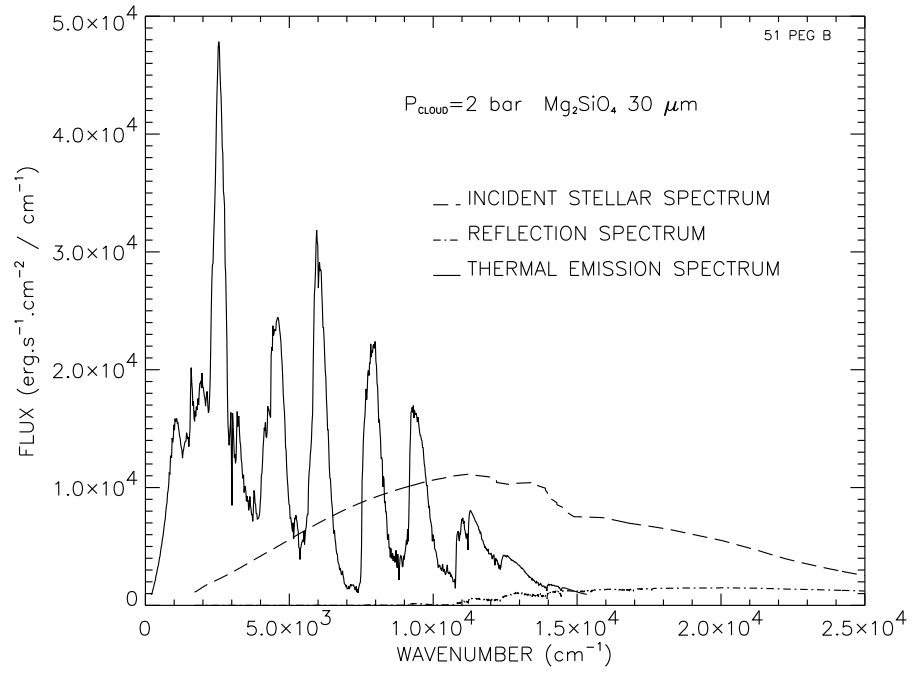


Figure 6: Reflected and thermal emission spectra from the planet assuming a Mg_2SiO_4 cloud deck with $30 \mu\text{m}$ grains. The incident stellar spectrum is shown for comparison.

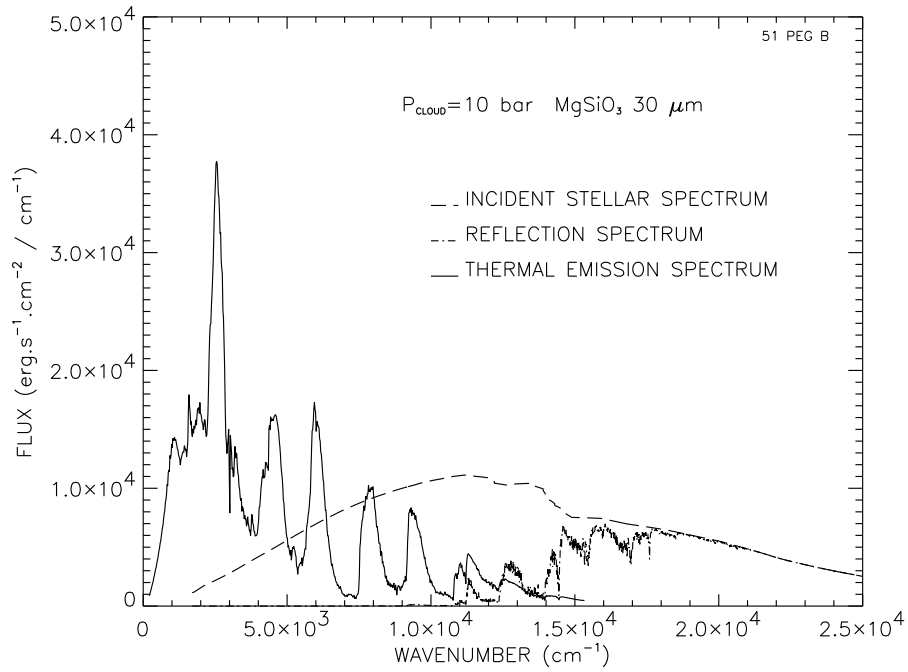


Figure 7: Same as Fig.6 for a MgSiO_3 cloud deck with 30- μm grains.

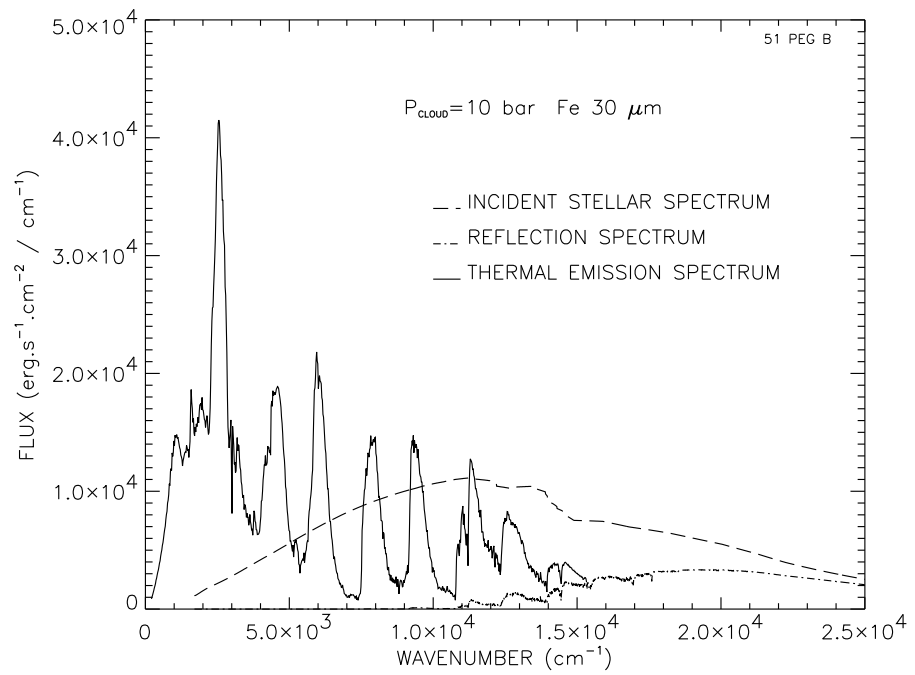


Figure 8: Same as Fig.6 for a metallic Fe cloud deck with 30- μm grains.

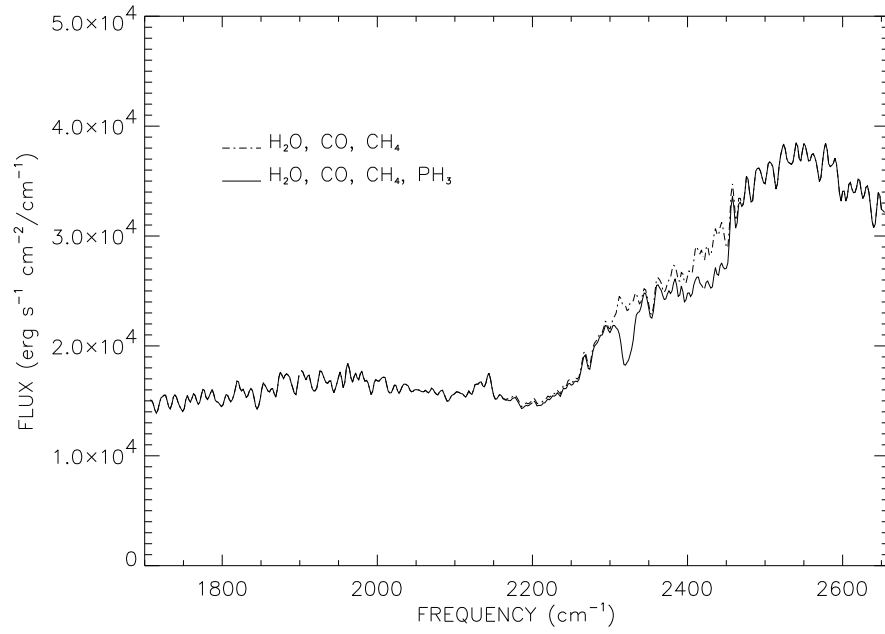


Figure 9: 5 cm⁻¹-resolution spectrum in the ν_1 and ν_3 phosphine bands for an atmosphere with a MgSiO₃ cloud deck at 10 bar.

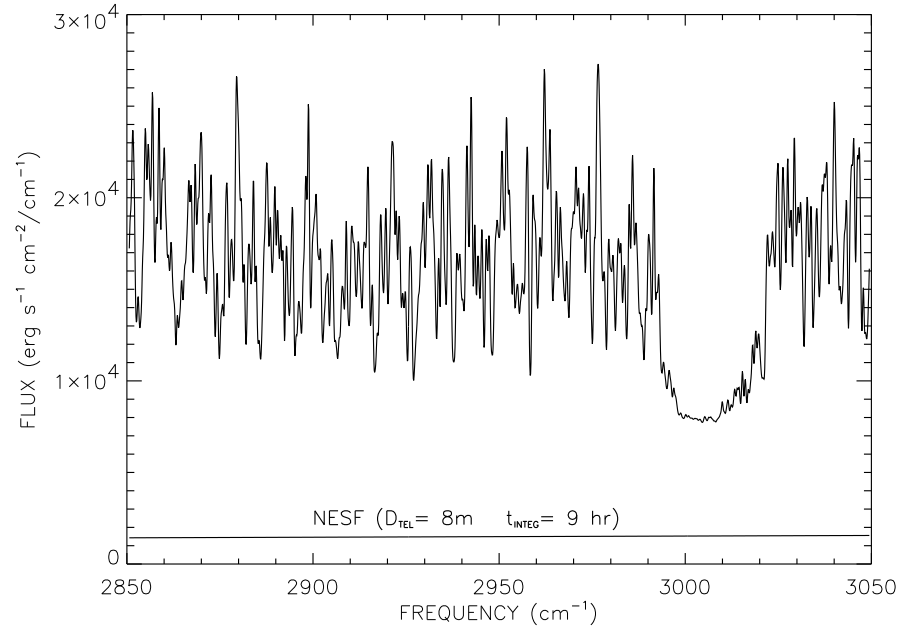


Figure 10: 0.5-cm^{-1} resolution spectrum of the thermal flux in the CH_4 band at $3.3\ \mu\text{m}$. The mixing ratio profile of CH_4 is determined from the thermochemical equilibrium between CO and CH_4 . The noise equivalent spectral flux due to the photon noise from 51 Peg A is shown for comparison (see text for details).

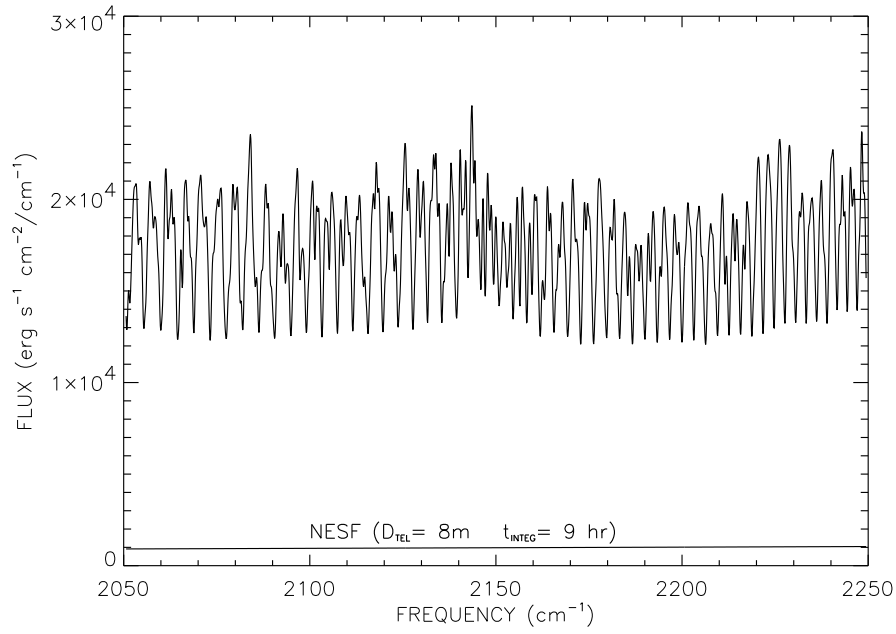


Figure 11: 0.5-cm⁻¹ resolution spectrum of the thermal flux in the CO band at 4.7 μm.

Bibliographie

- Allard, F. & Hauschildt, P. H., 1995. M(sub)Dwarf Model Atmospheres : The Next Generation. In *ESO Workshop on The Bottom of the Main Sequence and Beyond*, Springer, Heidelberg.
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., & Starrfield, S., 1997. Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **35**, 137–177.
- Anders, E. & Grevesse, N., 1989. Abundances of the elements : meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214.
- Artymowicz, P., 1993. Disk-Satellite Interaction via Density Waves and the Eccentricity Evolution of Bodies Embedded in Disks. *Astrophysical Journal* **419**, 166+.
- Baines, K. H., Mickelson, M. E., Larson, L. E., & Ferguson, D. W., 1995. The abundances of methane and ortho/para hydrogen on Uranus and Neptune : Implications of New Laboratory 4-0 H₂ quadrupole line parameters. *Icarus* **114**, 328–340.
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H., 1995. New Evolutionary Tracks for Very Low Mass Stars. *Astroph. Journal Letters* **446**, L35–+.
- Beer, R. & Taylor, F. W., 1973. THE ABUNDANCE OF CH₃D AND THE D/H RATIO IN JUPITER. *Astrophysical Journal* **179**, 309–328.
- Belton, M. J. S., B., M. M., & J., P. M., 1971. The atmosphere of Uranus. *Astrophysical Journal* **164**, 191–209.
- Bézar, B., 1986. *Variations saisonnières de la structure thermique et composition chimique de Jupiter, Saturne et Uranus*. Thèse d'Etat, Université Paris 7.
- Bézar, B., 1998. Detection of New Hydrocarbons on the Giant Planets. In *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting*, volume 30, pp. 2602+.
- Bézar, B., Baluteau, J. P., & Marten, A., 1983. Study of the deep cloud structure in the equatorial region of Jupiter from Voyager infrared and visible data. *Icarus* **54**, 434–455.
- Bézar, B., Drossart, P., Maillard, J.-P., Tarrago, G., Lacome, N., Poussiguet, G., Lévy, A., & Guelachvili, G., 1987. High-Resolution Spectroscopy of Saturn at 5 μ m. II. Cloud Structure and Gaseous composition. In *19th Annual DPS meeting, Pasadena (CA)*.

- Bézar, B., Feuchtgruber, H., & Encrenaz, T., 1999. Observations of hydrocarbons in the giant planets. In *Proceedings of the Conference : The Universe as seen by ISO, Paris, France, 20-23 October 1998*.
- Bézar, B. & Gautier, D., 1985. A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the voyager encounter time. *Icarus* **61**, 296–310.
- Bezard, B., Marten, A., Baluteau, J. P., Gautier, D., Flaud, J. M., & Camy-Peyret, C., 1983. On the detectability of H₂S in Jupiter. *Icarus* **55**, 259–271.
- Black, D. C., 1997. Possible Observational Criteria for Distinguishing Brown Dwarfs from Planets. *Astroph. Journal Letters* **490**, L171–+.
- 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 H₂ – He pairs at temperatures from 18 to 7000 K. II - Overtone and hot bands. *Astrophysical Journal* **341**, 549–555.
- Borysow, A. & Frommhold, L., 1990. A new computation of the infrared absorption by H₂ pairs in the fundamental band at temperatures from 600 to 5000 K. *Astrophysical Journal* pp. L41–43.
- Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M., 1989. Collision-induced infrared spectra of H₂ – He pairs involving 0-1 vibrational transitions at temperatures from 18 to 7000 K. *Astrophysical Journal* **336**, 495–503.
- Burrows, A., Hubbard, W. B., Saumon, D., & Lunine, J. I., 1993. An expanded set of brown dwarf and very low mass star models. *Astroph. Journal Letters* **406**, 158–171.
- Burrows, A., Marley, M., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., Guillot, T., Saumon, D., Freedman, R., Sudarsky, D., & Sharp, C., 1997. A non gray theory of extrasolar giant planets and brown dwarfs. *Astrophysical Journal* **491**, 856.
- Burrows, A. & Sharp, C. M., 1999. Chemical Equilibrium Abundances in Brown Dwarf and Extrasolar Giant Planet Atmospheres. *Astrophysical Journal* **512**, 843–863.
- Bykov, A. D., Naumenko, O. V., Smirnov, M. A., Sinitsa, L. N., Brown, L. R., & Crisp, J., 1994. The infrared spectrum of H₂S from 1 to 5 μm. *Canadian Journal of Physics* **72**, 989–1000.
- Cabannes, J., 1929. *La Diffusion Moléculaire de la Lumière*. Les Presses Universitaires de France, Paris.
- Cameron, A. G. W., 1978. PHYSICS OF THE PRIMITIVE SOLAR NEBULA AND OF GIANT GASEOUS PROTOPLANETS. In *Protostars and Planets, Proceedings of IAU Colloq. 52, held in Tucson, AZ, January, 1978. Edited by T. Gehrels. University of Arizona Press, 1978., p.453, pp. 453+*.
- Chabrier, G. & Baraffe, I., 1997. Structure and evolution of low-mass stars. *Astronomy and Astrophysics* **327**, 1039–1053.
- Chabrier, G., Baraffe, I., & Plez, B., 1996. Mass-Luminosity Relationship and Lithium Depletion for Very Low Mass Stars. *Astroph. Journal Letters* **459**, L91–+.

- Chackerian, C. J. & Valero, F. P. J., 1976. Absolute intensity measurement of the 4-0 vibration-rotation band of carbon monoxide. *Journal of Molecular Spectroscopy* **62**, 338–345.
- Chamberlain, J. W. & Hunten, D. M., 1987. *Theory of Planetary Atmospheres, an Introduction to their physics and chemistry*. Academic Press, second edition.
- Chan, Y. M. & Dalgarno, A., 1965. The refractive index of helium. *Proc. Phys. Soc.* **85**, 227–230.
- Chase, M. W., Davies, C. A., Downey, J. R., Frurip, D. J., McDonald, R. A., & Syverud, A. N., 1985. *Janaf thermochemical tables*, volume 14. National Bureau of Standards, third edition, suppl.1.
- Conrath, B. J. & Gierasch, P. J., 1986. Retrieval of ammonia abundances and cloud opacities on Jupiter from Voyager IRIS spectra. *Icarus* **67**, 444–455.
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bezard, B., & Hanel, R., 1984. The composition of Saturn's atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra - NH₃, PH₃, C₂H₂, C₂H₆, CH₃D, CH₄, and the Saturnian D/H isotopic ratio. *Astrophysical Journal* **287**, 899–916.
- Coustenis, A., Schneider, J., Wittemberg, R., Chassefière, E., Guillot, T., Penny, A., Greene, T., Rauer, H., & Bockelée-Morvan, D., 1998. High Resolution Ground-Based Spectroscopy of 51 Peg b : Search for Atmospheric Signatures. In *ASP Conf. Ser. 134 : Brown Dwarfs and Extrasolar Planets*, pp. 296+.
- Delfosse, X., *et al.*, 1997. Field brown dwarfs found by DENIS. *Astronomy and Astrophysics* **327**, L25–L28.
- Deming, D. & Plymate, C., 1994. On the apparent velocity of integrated sunlight. 2 : 1983-1992 and comparisons with magnetograms. *Astrophysical Journal* **426**, 382–386.
- Drossart, P. & Encrenaz, T., 1982. The abundance of water on Jupiter from the Voyager IRIS data at 5 microns. *Icarus* **52**, 483–491.
- Drummond, D. G., 1935. *Proc. Phys. Soc. London* **153**, 238.
- Encrenaz, T., *et al.*, 1996. First results of ISO-SWS observations of Jupiter. *Astronomy and Astrophysics* **315**, L397–L400.
- Fegley, B., J. & Lodders, K., 1996. Atmospheric Chemistry of the Brown Dwarf Gliese 229B : Thermochemical Equilibrium Predictions. *Astroph. Journal Letters* **472**, L37–+.
- Fink, U., Benner, C., & Dick, K. A., 1977. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10000 Å. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **18**, 447–457.
- Fouchet, T., Lellouch, E., Drossart, P., Bézard, B., Encrenaz, T., & Feuchtgruber, H., 1999. Hydrocarbons in Jupiter as seen by ISO-SWS. In *AAS/Division of Planetary Sciences Meeting*, volume 31, pp. 6906+.
- Gautier, D., Bezard, B., Marten, A., Baluteau, J. P., Scott, N., Chedin, A., Kunde, V., & Hanel, R., 1982. The C/H ratio in Jupiter from the Voyager infrared investigation. *Astrophysical Journal* **257**, 901–912.

- Gautier, D., Conrath, B., Flasar, M., Hanel, R., Kunde, V., Chedin, A., & Scott, N., 1981. The helium abundance of Jupiter from Voyager. *Journal of Geophysical Research* **86**, 8713–8720.
- Geballe, T. R., Kulkarni, S. R., Woodward, C. E., & Sloan, G. C., 1996. The Near-Infrared Spectrum of the Brown Dwarf Gliese 229B. *Astroph. Journal Letters* **467**, L101–+.
- Goldreich, P. & Tremaine, S., 1980. Disk-satellite interactions. *Astrophysical Journal* **241**, 425–441.
- Gonzalez, G., 1997. The stellar metallicity-giant planet connection. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285**, 403–412.
- Gonzalez, G., 1998. Spectroscopic analyses of the parent stars of extrasolar planetary system candidates. *Astronomy and Astrophysics* **334**, 221–238.
- Goody, R. M., 1964. *Atmospheric Radiation. I. Theoretical Basis*. The Clarendon Press, Oxford.
- Goukenleuque, C., Bézard, B., Jogoet, B., Lellouch, E., & Freedman, R., 1999a. A Radiative Equilibrium Model of 51 Peg b. *Icarus* Sous presse.
- Goukenleuque, C., Bézard, B., & Lellouch, E., 1999b. Radiative equilibrium models of 51 Peg-type planets. In *From Giant Planets to Cool Stars* (C. Griffith & M. Marley, eds.).
- Guelachvili, G., de Villeneuve, D., Farrenq, R., Urban, W., & Verges, J., 1983. Dunham coefficients for seven isotopic species of CO. *Journal of Molecular Spectroscopy* **98**, 64–79.
- Guillot, T., 1999. Interiors 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. *Astroph. Journal Letters* **459**, 35–38.
- Houghton, J. T., 1986. *The Physics of Atmospheres*. Cambridge University Press.
- Huebner, W. F., Keady, J. J., & Lyon, S. P., 1992. Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants. *Astrophysics and Space Science* **195**, 1–294.
- Hunten, D. H., Donahue, T., Walker, J. C. G., & Kasting, J. F., 1989. *Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres*, pp. 386–422. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Jacquinet-Husson, N., *et al.*, 1998. The GEISA system in 1996 : towards an operational tool for the second generation vertical sounders radiance simulation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **59**, 511–527.
- Jogoet, B., 1997. *La structure thermique des planètes extrasolaires : étude et modélisation de l'atmosphère de 51 Peg B*. DEA training report, University Paris 7.
- Kleiner, I., Brown, L. R., Tarrago, G., Kou, Q. ., Picqué, N., Guelachvili, G., Dana, V., & Mandin, J. ., 1999. Positions and Intensities in the $2\nu_4/\nu_1/\nu_3$ Vibrational System of $^{14}\text{NH}_3$ Near 3 μm . *Journal of Molecular Spectroscopy* **193**, 46–71.

- Kleiner, I., Tarrago, G., & Brown, L. R., 1995. Positions and Intensities in the $3\nu_2/\nu_2 + \nu_4$ Vibrational System of $^{14}\text{NH}_3$ Near $4 \mu\text{m}$. *Journal of Molecular Spectroscopy* **173**, 120–145.
- Kumar, S. S., 1963. THE STRUCTURE OF STARS OF VERY LOW MASS. *Astrophys. Journal* **137**, 1121+.
- Kunde, V., Hanel, R., Maguire, W., Gautier, D., Baluteau, J.-P., Marten, A., Chedin, A., Husson, N., & Scott, N., 1982. The tropospheric gas composition of Jupiter's north equatorial belt (NH_3 , PH_3 , CH_3D , GeH_4 , H_2O) and the jovian D/H ratio. *Astrophysical Journal* **263**, 443–467.
- Kurucz, R. L., 1979. Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars. *Astrophysical Journal Suppl.* **40**, 1–31.
- Latham, D. W., Stefanik, R. P., Mazeh, T., Mayor, M., & Burki, G., 1989. The unseen companion of HD114762 - A probable brown dwarf. *Nature* **339**, 38–40.
- Lechuga-Fossat, L., Flaud, J.-M., Camy-Peyret, C., & Johns, J. W. C., 1984. The spectrum of natural hydrogen sulfide between 2150 and 2950 cm^{-1} . *Canadian Journal of Physics* **62**, 1889–1923.
- 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.
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J., 1986. On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets. *Astrophysical Journal* **309**, 846–857.
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. C. B., 1996. Theory of Accretion Disks II : Application to Observed Systems. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **34**, 703–748.
- Lissauer, J. J., 1993. Planet formation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **31**, 129–174.
- Lissauer, J. J., 1995. Urey prize lecture : On the diversity of plausible planetary systems. *Icarus* **114**, 217–236.
- Lissauer, J. J., 1999. Three planets for Upsilon Andromedae. *Nature* **398**, 659–660.
- Lissauer, J. J., Pollack, J. B., Wetherill, G. W., & Stevenson, D. J., 1995. *Neptune and Triton*, pp. 37–108. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Marley, M. S., 1986. Evolution and infrared spectra of brown dwarfs. *Astrophysical Journal* **310**, 238–260.
- Magazzu, A., Martin, E. L., & Rebolo, R., 1993. A spectroscopic test for substellar objects. *Astroph. Journal Letters* **404**, L17–L20.
- Marcy, G. W. & Butler, R. P., 1998. Detection of Extrasolar Giant Planets. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **36**, 57–98.
- Marcy, G. W., Butler, R. P., & Fischer, D. A., 1999. Three Jupiter-Mass Companions Orbiting Upsilon Andromedae. In *American Astronomical Society Meeting 194, #14.02*, volume 194, pp. 1402+.

- 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. *Astrophysical Journal* **481**, 926+.
- Marley, M., Gelino, C., Stephens, D., Lunine, J. I., & Freedman, R., 1999. Reflected spectra and albedos of extrasolar giant planets I : clear and cloudy atmospheres. *Astrophysical Journal* **513**, 879–893.
- Marley, M. S., Saumon, D., Guillot, T., Freedman, R. S., Hubbard, W. B., Burrows, A., & Lunine, J. I., 1996. Atmospheric, evolutionary, and spectral models of the brown dwarf Gliese 229B. *Science* **272**, 1919–1921.
- Marten, A., Courtin, R., Gautier, D., & Lacombe, A., 1980. Ammonia vertical density profiles in Jupiter and Saturn from their radioelectric and infrared emissivities. *Icarus* **41**, 410–422.
- Marten, A., Gautier, D., Owen, T., Sanders, D., Matthews, H., Atreya, S., Tilanus, R., & Deane, J., 1993. First observations of CO and HCN on Neptune and Uranus at millimeter wavelengths and the implications for atmospheric chemistry. *Astrophysical Journal* **406**, 285–297.
- Mayor, M. & Quéloz, D., 1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature* **378**, 355–359.
- Mayor, M., Quéloz, D., Udry, S., & Halbwachs, J. L., 1997. From brown dwarfs to planets. In *Conference Paper, Astronomical and Biochemical Origins and the Search for Life in the Universe, IAU Colloquium 161, Publisher : Bologna, Italy, p. 313.*, pp. 313+.
- Mazeh, T., Mayor, M., & Latham, D. W., 1997. Eccentricity versus Mass for Low-Mass Secondaries and Planets. *Astrophysical Journal* **478**, 367+.
- McMillan, R. S., Moore, T. L., Perry, M. L., & Smith, P. H., 1993. Radial velocity observations of the sun at night. *Astrophysical Journal* **403**, 801–809.
- Mizuno, H., 1980. FORMATION OF THE GIANT PLANETS. *Progress in Theoretical Physics* **64**, 544–557.
- Mordaunt, D. H., Lambert, I. R., Morley, G. P., Ashfold, M. N. R., Dixon, R. N., Western, C. M., Schnieder, L., & Welge, K. H., 1993. Primary product channels in the photodissociation of methane at 121.6 nm. *Journal of Chemical Physics* **98**, 2054–2065.
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Golimowski, D. A., Matthews, K., & Durrance, S. T., 1995. DISCOVERY OF A COOL BROWN DWARF. *Nature* **378**, 463+.
- Niemann, H. B., *et al.*, 1998. The composition of the jovian atmosphere as determined by the Galileo Probe Mass Spectrometer. *Journal of Geophysical Research* **103**, 22831–22846.
- Noll, K. S., Geballe, T. R., & Marley, M. S., 1997. Detection of Abundant Carbon Monoxide in the Brown Dwarf Gliese 229B. *Astroph. Journal Letters* **489**, L87–+.
- Noyes, R. W., Korzennik, S. G., Nisenson, P., Holman, M. J., Contos, A., & Brown, T. M., 1999. Evidence for a System of Planets Orbiting Upsilon Andromedae. In *American Astronomical Society Meeting 194, #14.04*, volume 194, pp. 1404+.

- Oppenheimer, B. R., 1998. Gliese 229B and the Palomar Search for Brown Dwarf Companions of Nearby Stars. In *Brown dwarfs and extrasolar planets, Proceedings of a Workshop held in Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain, 17-21 March 1997, ASP Conference Series #134, edited by Rafael Rebolo ; Eduardo L. Martin ; Maria Rosa Zapatero Osorio, p. 196., pp. 196+.*
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Nakajima, T., 1995. INFRARED SPECTRUM OF THE COOL BROWN DWARF GL :229B. *SCIENCE* V.270, NO. 5241/DEC1, P.1478, 1995 **270**, 1478+.
- Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., Matthews, K., & Van Kerkwijk, M. H., 1998. The Spectrum of the Brown Dwarf Gliese 229B. *Astrophysical Journal* **502**, 932+.
- 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. *Journal of Chemical Physics* **106**, 4618–4639.
- Pavlenko, Y. V., 1998. Lithium Lines in the Spectra of Late M Dwarfs : The Effects of Chromosphere-Like Structures. *Astronomy Reports* **42**, 501+.
- Pearl, J. C. & Conrath, B. J., 1991. The albedo, effective temperature, and energy balance of Neptune, as determined from Voyager data. *Journal of Geophysical Research Supplement* **96**, 18921+.
- Pierce, A. K. & Allen, R. G., 1997. The solar spectrum between 0.3 and 10 μm . In *The solar output and its variation* (O. White, ed.), Colorado Associated University Press.
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., Simonelli, D. P., Roush, T., & Fong, W., 1994. Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks. *Astrophysical Journal* **421**, 615–639.
- 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.
- Pollack, J. B., Podolak, M., Bodenheimer, P., & Christofferson, B., 1986. Planetsimal dissolution in the envelopes of the forming, giant planets. *Icarus* **67**, 409–443.
- Pravdo, S. H. & Shaklan, S. B., 1996. Astrometric Detection of Extrasolar Planets : Results of a Feasibility Study with the Palomar 5 Meter Telescope. *Astrophysical Journal* **465**, 264+.
- Pryor, W. R., West, R. A., Simmons, K. E., & Delitsky, M., 1992. High-phase-angle observations of Neptune at 2650 and 7500 \AA - Haze structure and particle properties. *Icarus* **99**, 302.
- Rayleigh, L., 1918. *Phil. Mag.* **35**, 373.
- Rebolo, R., Martin, E. L., Basri, G., Marcy, G. W., & Zapatero-Osorio, M. R., 1996. Brown Dwarfs in the Pleiades Cluster Confirmed by the Lithium Test. *Astroph. Journal Letters* **469**, L53+.
- Rothman, L. S., *et al.*, 1987. The Hitran database : 1986 edition. *Applied Optics* **26**, 4058–4097.

- Saar, S. H. & Donahue, R. A., 1997. Activity-related Radial Velocity Variation in Cool Stars. *Astrophysical Journal* **485**, 319+.
- Saar, S. H., Huovelin, J., Osten, R. A., & Shcherbakov, A. G., 1997. He I D3 absorption and its relation to rotation and activity in G and K dwarfs. *Astronomy and Astrophysics* **326**, 741–750.
- Safronov, V. S., 1969. *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Fromation of the Earth and planets*. Nauka, Moscou, traduit de l'Anglais : NASA TTF-677. 1972.
- Saksena, B. D., 1958. *Proc. Phys. Soc. London* **72**, 9.
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., Guillot, T., Lunine, J. I., & Chabrier, G., 1996. A Theory of Extrasolar Giant Planets. *Astrophysical Journal* **460**, 993.
- Seager, S. & Sasselov, D. D., 1998. Extrasolar giant planets under strong irradiation. *Astroph. Journal Letters* **502**, 157–161.
- Seiff, A., *et al.*, 1998. Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5-micron hot spot in the North Equatorial Belt. *Journal of Geophysical Research* **103**, 22857–22890.
- Stevenson, D. J., 1982. Interiors of the Giant Planets. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* pp. 257–295.
- 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. Spectrosc. Radiat. Transfer* **50**, 363–429.
- Toth, R. A., Hunt, R. H., & Plyler, E. K., 1969. Line intensities in the 3-0 abnd of CO and dipole moment matrix elements for the CO molecule. *Journal of Molecular Spectroscopy* **32**, 85–96.
- Trauger, J. T., Roesler, F. L., Carleton, N. P., & Traub, W. A., 1973. OBSERVATION OF HD ON JUPITER AND THE D/H RATIO. *Astroph. Journal Letters* **184**, L137–+.
- Tsuji, T., 1994. Astrophysical Applications of Approximate Methods for Molecular Opacities - from Stars to Substellar Brown Dwarfs. In *Molecules in the Stellar Environment Proceedings of IAU Colloquium No. 146 Held at Copenhagen, Denmark, May 24 -29, 1993, VIII, 440 pp.*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Edited by Uffe G. Jorgensen. Also *Lecture Notes in Physics, volume 428, p.79*, pp. 79+.
- Tsuji, T., Ohnaka, K., Aoki, W., & Nakajima, T., 1996. Evolution of dusty photospheres through red to brown dwarfs : how dust forms in very low mass objects. *Astronomy and Astrophysics* **308**, L29–L32.
- Tyuterev, V. G., *et al.*, 1994. TDS spectroscopic databank for spherical tops : DOS version. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **52**, 459–479.
- Ward, W. R., 1981. Solar nebula dispersal and the stability of the planetary system. I - Scanning secular resonance theory. *Icarus* **47**, 234–264.
- Ward, W. R. & Hourigan, K., 1989. Orbital migration of protoplanets - The inertial limit. *Astrophysical Journal* **347**, 490–495.

- Weidenschilling, S. J. & Lewis, J. S., 1973. Atmospheric and cloud structures of the jovian planets. *Icarus* **20**, 465–476.
- Wetherill, G. W., 1990. Comparison of analytical and physical modeling of planetesimal accumulation. *Icarus* **88**, 336–354.
- Wiedemann, G., 1997. Infrared spectroscopic detection and characterization of extrasolar planets, preprint ESO.
- Wiscombe, W., 1980. Improved Mie scattering algorithm. *Applied Optics* **19**, 1505–1509.
- Wolszczan, A., 1994. CONFIRMATION OF EARTH MASS PLANETS ORBITING THE MILLISECOND PULSAR PSR :B1257+12. *Science* **264**, 538+.
- Zheng, C. & Borysow, A., 1995. Rototranslational collision induced absorption by $H_2 - H_2$ pairs at temperatures from 600 to 7000 K. *Astrophysical Journal* **441**, 960–965.

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des planètes géantes du Système Solaire.	13
3.1	Paramètres des exosystèmes confirmés.	33
3.2	Caractéristiques des étoiles abritant une(des) planète(s).	34
7.1	Abondance des éléments classés par Z croissant	58
7.2	Composition atmosphérique et données moléculaires.	60
17.1	Température effective T_{eff} et albédo de Bond A_b calculés pour les solutions du modèle.	129
20.1	Albédo de Bond et température effective pour tous les cas de figure traités dans le modèle.	148

Table des figures

1.1	Profil thermique de Jupiter, mesuré par ASI à bord de Galileo. . .	14
1.2	Spectre de Jupiter entre 2.75 et 14.5 μm , avec l'instrument SWS (Short-Wavelength Spectrometer) à bord du satellite ISO	16
1.3	Image de Gliese 229 A et B dans le rouge lointain	20
1.4	Spectre de Gliese 229 B et de Jupiter dans l'infrarouge proche . .	21
1.5	Spectre de Gliese 229 B comparée aux spectres de deux des étoiles les plus froides connues.	22
1.6	Spectre de Gliese 229 B issu des mesures au Keck I.	23
2.1	Vitesse radiale en fonction de la phase orbitale pour 51 Peg, τ Boo et ν And (Marcy & Butler, 1998).	27
3.1	Distribution de la masse des compagnons substellaires de masse inférieure à 13 M_J dès lors découverts.	32
3.2	Distribution des demi-grands axes.	35
5.1	Profils de température atmosphérique pour des planètes géantes de gravité en surface fixée à 2200 cm s^{-2} , et de température effective variable : $T_{\text{eff}}=1000, 900, 800, 700, 600, 500, 400, 300, 200$ et 128 K.	45
5.2	Flux spectral à 10 pc, entre 1 et 10 μm , pour un objet âgé de un milliard d'années, de masse de 1 à 40 M_J	46
5.3	Profils de température d'un objet substellaire à $T_{\text{eff}} = 1835$ K pour différents modèles.	49
5.4	Spectre de réflexion stellaire et spectre thermique, à basse résolution, calculés pour τ Boo.	50
7.1	Spectre d'absorption de H_2S dans l'infrarouge (Bykov <i>et al.</i> , 1994).	59
7.2	Courbes de condensation des composés condensables retenus dans le modèle.	64
7.3	Synoptique du modèle	66
9.1	Illustration du facteur d'asymétrie, lié à la diffusion non isotrope du rayonnement par une particule.	72

10.1	La méthode itérative. CR est le taux de refroidissement, HR le taux de chauffage.	78
11.1	Spectres d'absorption de H ₂ entre 500 et 3000 K.	85
11.2	Spectres de H ₂ O et CO à 1500 K.	88
11.3	Spectre de CH ₄ à 1500 K.	90
11.4	Spectre de NH ₃ à 1500 K, entre 0 et 5000 cm ⁻¹	91
12.1	Indices complexes de réfraction, tirés de Pollack <i>et al.</i> (1994). . .	96
13.1	Niveaux de pression pour lesquels l'atmosphère devient optiquement épaisse (pour la diffusion Rayleigh et pour l'absorption UV) en fonction du nombre d'onde.	103
15.1	Profils de température solutions du modèle pour 51 Peg b. . . .	112
15.2	Taux de chauffage/refroidissement en fonction du niveau de pression.	113
15.3	Profil de température avec un nuage à 10 bar de réflectance R=1, comparé au profil avec un nuage de MgSiO ₃ à la même pression. . . .	114
15.4	Profil de température avec un nuage à 2 bar de réflectance R=0, comparé au profil avec un nuage de Mg ₂ SiO ₄ à la même pression. . . .	114
15.5	Comparaison d'un profil de température solution avec le profil d'équilibre thermochimique CO-CH ₄	115
15.6	Gradient de température pour les profils solutions.	116
15.7	Comparaison des profils de température pour une planète de type 51 Peg b de 2 M _J , 0.5 M _J et 1 M _J	118
16.1	Flux thermique et réfléchi pour un nuage de Mg ₂ SiO ₄ à 2 bar. . .	122
16.2	Flux thermique et réfléchi pour un nuage de MgSiO ₃ à 10 bar. . .	123
16.3	Flux thermique et réfléchi pour un nuage de Fe à 10 bar.	125
16.4	Spectre de l'émission thermique, entre 1800 et 2250 cm ⁻¹ , observé dans la région la plus claire de la ceinture équatoriale nord de Jupiter.	126
16.5	Spectre de 51 Peg b, dans les bandes ν_1 et ν_3 de la phosphine, pour une atmosphère limitée par un nuage de MgSiO ₃ à 10 bar. . . .	127
18.1	Profils de température d'équilibre radiatif pour des planètes orbitant à 0.05, 0.1 et 0.23 UA (opacité de NH ₃ non incluse).	136
18.2	Profil de température de la planète à 0.23 UA (opacité de NH ₃ incluse).	138
18.3	Profil de température solution pour un Jupiter à 0.5 UA.	139
18.4	Profil de température solution pour un Jupiter à 1 UA.	140
18.5	Profils d'abondance du méthane et de l'ammoniac correspondant aux profils de température d'une planète de 1 M _J à 0.23, 0.5 et 1 UA.	141
18.6	Gradient de température des profils thermiques pour les planètes de demi-grand axe 0.23, 0.5 et 1 UA.	142

19.1 Spectre d'un Jupiter à 0.23 UA (opacité de NH ₃ non incluse). . .	144
19.2 Spectre d'un Jupiter à 0.23 UA (opacité de NH ₃ incluse).	145
19.3 Spectre d'un Jupiter à 0.5 UA.	145
19.4 Spectre d'un Jupiter à 1 UA.	146
21.1 Photographie des quatre unités de 8 mètres du VLT au Cerro Paranal (Chili).	154
21.2 Les télescopes Keck I et II et Gemini Nord, au sommet du Mauna Kea, à Hawaii.	156
22.1 Transmission de l'atmosphère au Mauna Kea.	161
22.2 Spectres à haute résolution (0.5 cm ⁻¹) dans la bande (1-0) de CO et dans la bande ν_3 de CH ₄	166
22.3 Spectres à haute résolution ($R = 10^5$) d'après les calculs de Wie- demann (1997) pour un profil de température de Jupiter renor- malisé à la distance orbitale de 51 Peg b ($a = 0.05$ UA).	167
22.4 idem que la figure 22.2, mais pour un télescope de 10 m de diamètre et un pouvoir de résolution de 25000, correspondant à l'instrument NIRSPEC ($\Delta\sigma \simeq 0.08$ cm ⁻¹ à 2150 cm ⁻¹ et $\Delta\sigma \simeq 0.12$ cm ⁻¹ à 3030 cm ⁻¹).	168

Résumé

Les observations directes, notamment spectroscopiques, permettront de déterminer la nature et la composition chimique de l'atmosphère des « Jupiter chauds », mais il est essentiel d'élaborer préliminairement un modèle atmosphérique théorique dans le but de contraindre les techniques d'observation.

Dans cette optique, nous avons développé un modèle d'équilibre radiatif adapté aux planètes extrasolaires de type jovien, chauffées par leur étoile centrale. La modélisation fournit la détermination de la structure thermique moyenne, mais aussi le spectre réfléchi et le spectre d'émission thermique pour des planètes de distance orbitale 0.05 à 1 unité astronomique. Dans ce modèle, l'atmosphère est limitée au bas par un nuage optiquement épais.

Dans tous les cas, un résultat majeur du modèle est marqué par l'absence d'inversion de température dans la structure thermique de l'atmosphère, contrairement aux planètes géantes du Système Solaire. A l'exception de la planète la plus distante (1 UA) de l'échantillon des planètes modélisées, nous trouvons que l'atmosphère est subadiabatique sur toute la grille de pression, ce qui valide l'hypothèse d'équilibre radiatif. La distribution verticale des espèces chimiques les plus abondantes de l'atmosphère, dans des conditions solaires, est discutée selon la distance de la planète à l'étoile.

Le spectre d'émission thermique est dominé par les bandes de l'eau, vues en absorption, et révèle une fenêtre à $4 \mu\text{m}$, accompagnée d'un flux de plus en plus fort à $10 \mu\text{m}$ pour les planètes les plus froides.

Nous avons enfin étudié la détectabilité des signatures spectrales de l'atmosphère des « Jupiters chauds », au foyer de grands télescopes (VLT, Keck,...) en mode non-interférométrique. Les spectres synthétiques ont été calculés pour 51 Peg b ($T_{\text{eff}} = 1200 \text{ K}$) en particulier, dans la bande ν_3 de CH_4 et (1-0) de CO.