

Nous avons mis en évidence dans le chapitre précédent les différents types d'hétérogénéités que nous pouvions rencontrer dans une atmosphère et quelques uns de leurs effets sur l'inversion. Nous n'avons cependant pas été capable de les caractériser clairement puisque nous n'avions qu'un seul cas d'étude et qui plus est, un cas à la composition et à la structure atmosphériques complexes. Nous avons essentiellement mis l'accent sur les biais découlant d'hétérogénéités de nature compositionnelle, ayant dans la simulation de Benjamin Charnay un caractère singulier, sans pour autant réussir à mettre en exergue des biais purement thermiques que nous nous attendions à remarquer.

Ce chapitre veut se concentrer sur ces biais qui ne prennent naissance que dans une répartition de température hétérogène, et dans ce sens, nous allons travailler à partir d'atmosphères synthétiques simplistes ne résultant ni de modèles 1D, ni de modèles 3D, mais présentant le type d'hétérogénéités qui nous intéresse et sur lequel la littérature ne s'est pour l'instant pas étendue, à savoir, ce que nous avons appelé les hétérogénéités **horizontales**. ~~Sans être réalistes, elles seront représentatives de discontinuités thermiques remarquées dans des simulations atmosphériques 3D~~ et permettront d'en isoler les biais lors de leurs inversions. Cette démarche aura également pour but de démontrer que dans le cas de GJ 1214 b, nous aurions dû remarquer un biais purement thermique et horizontal lors de l'inversion, mais qu'il est finalement camouflé par d'autres de natures différentes.

Ce chapitre veut instaurer les prémices d'une plus vaste étude de l'impact des hétérogénéités atmosphériques sur les observations et leurs inversions. L'espace des paramètres à parcourir étant tellement vaste, nous n'avons eu ~~finalement~~, durant cette thèse, le temps d'aborder qu'un exemple d'entre eux. À l'image du chapitre précédent qui se présentait comme un guide faisant le lien entre la modélisation et les aspects observationnels qui lui sont associés, celui-ci propose une méthodologie dans l'étude des biais observationnels. À termes, et à l'issue d'un large balayage de l'espace des paramètres et des types d'hétérogénéités, nous pourrions être capables de détecter des biais et d'en déterminer les natures ~~pas la simple~~ interprétation des solutions d'une inversion.

Idéalisées, elles seront néanmoins représentatives...

j'ajouterais : "Il s'agit toutefois d'un biais qui risque d'affecter des cibles majeures de la spectroscopie de transit : les atmosphères de planètes très irradiées, à fort contraste jour-nuit."

Comme nous avons pu le constater, déduire des corrélations claires entre le comportement de l'inversion des spectres des atmosphères tridimensionnelles et les hétérogénéités constatées peut s'avérer délicat si nous travaillons avec des simulations réalistes (on entend par réalistes, des simulations issues de modèles physiques 3D tels que le GCM). La simulation de Charnay et al. (2015) comprend 8 molécules et l'inversion compte 9 paramètres libres, tous potentiellement corrélés les uns aux autres pour trouver la ou les solutions les plus proches du spectre en transmission. Ces dites solutions sont parfois très éloignées des valeurs attendues, et pour certaines longueur d'onde, les spectres peuvent présenter des différences non négligeables traduisant de la superposition de plusieurs effets de natures variées. Difficile dans ces conditions de dénouer ce jeu de paramètre et de les lier directement à des effets d'hétérogénéités.

Dans les pages à venir, nous nous concentrerons sur les effets thermiques qui jouent directement sur la hauteur d'échelle, l'extension de l'atmosphère, sur la densité locale de l'atmosphère et sur l'absorption moléculaire. Les effets de composition, mis en évidence pour les nuages ou le dioxyde de carbone dans le cas de GJ1214 b ne seront que superficiellement abordés. ~~Nous voulions, durant cette thèse, nous concentrer principalement sur un paramètre et l'explorer au mieux pour ouvrir par la suite l'étude sur les autres. Nous nous sommes intéressés, paradoxalement, aux biais qui s'exprimaient le moins dans la simulation de GJ 1214 b (voir le chapitre précédent), mais c'est également les difficultés rencontrées pour les mettre en évidence qui a inspiré le chapitre à venir et nous a poussé à approfondir la question.~~ Nous reviendrons dans les derniers paragraphes sur la dite simulation et sur les raisons de l'absence de biais thermique net.

5.1 Isolation des effets thermiques horizontaux dans les atmosphères d'exoplanètes

5.1.1 Discussions sur les hétérogénéités horizontales

Les biais induits par les différents types d'hétérogénéités

À l'issue de l'étude précédente, nous avons montré que les hétérogénéités impactaient les spectres d'au moins trois manières et pouvant être associées à des biais plus ou moins remarquables sur les distributions *a posteriori* ou les spectres solutions :

- **De par leurs structures verticales ρ** : des profils en températures présentant de fortes variations ou des abondances s'effondrant (ou inversement) sur plusieurs ordres de grandeur, en plus haute ou plus basse atmosphère et ~~de manière généralisée~~, induisent une dissonance paramétrique entre les différentes gammes du spectre sondant les différentes régions concernées. Si l'une de ces régions n'est portée que par une petite gamme spectrale, elle s'exprime finalement peu ou

Des profils verticaux présentant de forts gradients thermiques ou compositionnels...

incompatibilité avec un isoprofil (?)

gamme spectrale.

varier

dominer

Ce constat concerne plutôt la méthode de production de spectres à partir d'une simulation que l'effet des hétérogénéités sur l'inversion.

jusqu'ici négligées - dans la thèse, dans la littérature ?

elles apparaissent lorsque la zone sondée en transmission présente un fort gradient thermique (et/ou compositionnel) jour-nuit. L'hypothèse couramment faite selon laquelle le spectre est généré au niveau d'une zone très mince identifiée au seul terminateur (ref) s'avère en effet injustifiée dans de nombreux cas.

Sur les 3 dimensions ou selon les 3 coordonnées (degré de liberté à un autre sens en physique).

pas du tout lors de l'inversion et de la recherche d'un compromis sur les paramètres. Cela se traduit par un spectre solution systématiquement écarté de celui d'entrée dans la dite **gamme**. Les **biais verticaux** vont essentiellement **dépendre** de l'**intensité des hétérogénéités** - la température doit **évoluer** assez brutalement et sur des centaines de K ; l'abondance tout aussi brutalement et sur plusieurs ordres de grandeur - pour que le compromis sur les paramètres retournés par l'algorithme soit **délicat** et non représentatif de l'ensemble de la région atmosphérique sondée mais seulement de sa majorité. Ils seront d'ailleurs plus fréquemment constatés lorsque nous sondons une épaisse couche de l'atmosphère, et donc lorsque le spectre est très étalé en termes de rayon effectif. Ces effets ne nécessitent pas une étude tridimensionnelle et des modèles 1D suffisent à les caractériser. Nous ne chercherons donc pas à les étudier et à les caractériser mais nous verrons comment ils peuvent diluer, influencer, voire **écraser** les autres types de biais.

- **De par leurs structures azimutales θ** : les variations de température et/ou de composition aux limbes suivant l'angle θ **considéré** se moyennent sur le spectre plutôt que sur les variables. Comme nous l'avons montré dans la section § 4.2.1, il est en effet plus pertinent, fidèle et efficace de **moyenner** les signatures spectroscopiques que les paramètres atmosphériques pour tenter d'en produire un équivalent 1D et d'en déduire un profil unique représentatif. Ainsi, l'expression de chacun de ces angles est pondérée par le transfert radiatif et ce sont en sortie ceux qui interviennent le plus dans spectre total qui verront leurs caractéristiques s'exprimer sur les solutions de TauREx. Plus les hétérogénéités sont intenses, et plus ces écarts d'expression s'accroîtront. Elles sont prises en compte lorsque nous appliquons la méthode d'intégration des limbes, et ont probablement déjà fait l'objet de discussions dans la littérature (notamment avec l'utilisation de SMART (Spectral Mapping and Atmospheric Radiative Transfer code, Meadows and Crisp (1996), Crisp (1997), Misra et al. (2014))). Lorsque nous reviendrons sur la simulation de GJ 1214 b, nous mettrons en évidence la manière dont les hétérogénéités azimutales vont masquer celles sur lesquelles nous allons nous focaliser.

- **De par leurs structures horizontales x** : jusqu'ici **négligées**, elles prennent naissance des fortes variations en température et/ou en composition entre les profils qui constituent la région entourant le terminateur, considéré jusque-là, comme seul représentant des limbes. Dans l'exemple de GJ 1214 b, nous avons ainsi eu l'occasion de montrer que le côté Est, du fait de son appauvrissement spectaculaire en CO_2 au terminateur, induisait un conflit dans la contrainte de la molécule par TauREx. L'algorithme n'a finalement pas réussi à trouver le compromis optimal entre la caractérisation cohérente de l'ensemble des autres paramètres, celle de l'abondance en CO_2 , et la génération d'un spectre solution reproduisant convenablement les bandes qui lui sont associées. Si des effets en composition peuvent être détectables au moins sur la comparaison entre le spectre solution et l'observable, l'absence d'effets thermiques a de quoi surprendre.

Ces trois types de biais naissent sur les 3 degrés de liberté de notre maillage cylindrique tout en étant **corrélés les uns aux autres**. Les **hétérogénéités azimutales** naissent finalement de la variation des hétérogénéités verticales dans le plan orthogonal à la ligne de visée, tandis que ces mêmes variations dans le plan porté par cet axe induisent les hétérogénéités **horizontales**. À titre d'exemples :

- Un appauvrissement du méthane dans la haute atmosphère de GJ 1214 b, quels que soient les latitudes et longitudes considérées ou presque, aura un effet que l'on qualifiera de vertical et non azimutal ou **horizontal** car il sera généralisé et ne dépendra pas des deux autres degrés de liberté (θ et x).
- *A contrario*, la disparition du dioxyde de carbone, très localisée autour de l'équateur Est, et donc pour un certain nombre de θ , n'a pas un effet généralisable et aura un effet azimutal.

110 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

- Le décalage de la signature spectroscopique vers le côté induit par un contraste fort en température ou en composition entre le côté jour et le côté nuit est un effet horizontal. Le même appauvrissement du dioxyde de carbone, s'il est centré sur le terminateur et ponctuel, peut également induire un effet horizontal si cela implique l'expression favorisée d'un côté ou l'autre de l'atmosphère (voir § B.2.1)

En l'état, il est difficile d'estimer et de comparer l'impact sur les inversions de ces 3 effets de manière individuelle. Toutefois, contrairement aux deux premières, les hétérogénéités horizontales ne sont pas portées par le terminateur, et donc, par les sous-parcours les plus importants et qui jouissent d'une densité moléculaire maximale. Nous pourrions donc nous attendre à ce qu'elles aient des effets plus modérés. Ce même argument a non seulement justifié les pratiques courantes jusqu'alors et est à l'origine de ces travaux. Nous allons voir que sa pertinence est finalement très situationnelle et nous allons discuter des paramètres pouvant influencer sur l'expression de ces hétérogénéités au centre de ce chapitre.

Les angles d'ouverture et de pénétration comme indicateurs de l'expression des effets horizontaux

Le rapport R_p/H_0 des objets étudiés sont souvent très grands (> 1000), même pour des Jupiter chauds (500 - 1000), par conséquent l'angle d'ouverture traduisant de la région spatiale effectivement traversée par les rayons échantillons s'en voit finalement faible (de l'ordre de 60° dans le meilleur des cas, autour de $30 - 50^\circ$ pour les Jupiter chauds, voir Figure A.2). Cet angle dépend aussi des propriétés optiques de l'atmosphère : si elle présente des absorbants forts et qu'elle est très opaque aux rayonnements, nous sondons les parties les plus hautes de l'atmosphère, et l'angle d'ouverture s'en voit réduit. Dans le cas inverse, nous sondons plus bas et l'angle d'ouverture s'en voit plus important (presque 10° de différence, voir Figure A.2). Si ces angles semblent conduire directement à la conclusion que le terminateur ne peut être retenu comme représentant exclusif des atmosphères d'exoplanète, ils ne reposent que sur un argument purement géométrique et non radiatif. Les hétérogénéités horizontales ont certes besoin d'une atmosphère très ouverte pour s'exprimer, mais elles doivent également être comprises dans la région qui impose significativement sa signature spectroscopique.

Leurs impacts vont donc essentiellement dépendre de ce nous avons appelé l'angle de pénétration (ψ_* , ψ_+). Nous rappelons qu'il correspond au doublet d'angles par rapport au terminateur, et pour un rayon échantillon donné, au sein desquels nous avons conservé l'essentiel de l'information du transfert radiatif. Cet angle est double puisqu'il peut différer d'un côté ou de l'autre du terminateur (ψ_* pour le côté jour/étoile hôte, et ψ_+ pour le côté nuit/observateur). C'est une grandeur chromatique qui peut être spécifique à une espèce ou globale, elle dépend, tout comme l'angle d'ouverture, du rayon de courbure de l'exoplanète, donc de son rayon planétaire, et du niveau sondé en pression ou en altitude. Pour déterminer ce doublet dans le cadre d'une simulation, une fois le critère de contribution défini, nous devons trouver l'ensemble des sous-parcours pour lesquels la somme de leurs profondeurs optiques répondent au dit critère. Il peut s'agir d'une fraction de la profondeur optique totale considérée comme représentative ou une variation acceptable de la transmittance ($T = \exp(-\tau)$) calculée par exemple à partir d'un bruit. Nous sommes les profondeurs optiques en démarrant du toit atmosphérique côté jour jusqu'à celui d'indice j , à partir duquel le τ_j ne répondra plus au critère de contribution, et nous faisons de même en partant du toit côté nuit jusqu'à ce que le τ_n ne vérifie plus le critère de contribution, où n serait l'indice du sous-parcours limite. Une fois les sous-parcours j et n déterminés, connaissant leurs positions nous en déduisons les angles formés par rapport au terminateur. Par exemple, avec un critère de $1/100$, la région comprise entre ces deux angles de pénétration, pour une longueur d'onde λ et un rayon échantillon de coordonnées (ρ, θ) donnés, contient 99% de l'absorption atmosphérique.

pas compris la phrase

ne sont pas sondées seulement au niveau du terminateur et ne concernent donc pas uniquement les sous-parcours caractérisés par une densité moléculaire maximale (?)

Cet argument est à la base des méthodes d'inversion actuelles. Mais nous allons voir dans ce chapitre que cette hypothèse d'un spectre dominé par la signature des conditions au terminateur n'est en général pas justifiée.

l'angle d'ouverture (Annexe A) correspondant à la région sondée de part et d'autre du terminateur

que les conditions au terminateur ne suffisent pas à expliquer les signatures spectrales en transmission et dépendent du choix arbitraire de la pression du toit du modèle.

une variation de la transmittance supérieure produisant un effet supérieur au bruit.

Nous avons préféré travailler avec un critère reposant sur une variation de la transmittance T . À une longueur d'onde donnée, nous calculons l'ordre de grandeur du bruit attendu lors d'une observation (stellaire et/ou instrumental). Ce bruit se traduit par un écart acceptable sur le flux relatif ou le rayon effectif mesuré de l'exoplanète et de son atmosphère. De par la connaissance de l'évolution de la transmittance avec l'altitude dans la zone de transition (passage d'une atmosphère opaque à une atmosphère transparente), nous en déduisons la variation ΔT nécessaire pour que le spectre soit décalé d'un σ de sa valeur mesurée (voir Annexe B). Sur une atmosphère homogène, la profondeur optique évolue exclusivement avec la densité moléculaire, qui décroît exponentiellement avec la distance au terminateur, et l'angle de pénétration est symétrique par rapport au terminateur. La figure Figure A.2 représente une estimation de l'angle d'ouverture et de l'angle de pénétration en fonction du niveau en pression sondé, du rayon à 10 Bar et de la hauteur d'échelle. Comme nous pouvons le constater, l'angle de pénétration est globalement 3 à 4 fois plus faible que l'angle d'ouverture. Ainsi, dans le cas d'une exoplanète du type GJ 1214 b (Charbonneau et al. 2009), les angles de pénétration devraient avoisiner les 9° de part et d'autre du terminateur (modulés par d'éventuels effets horizontaux) et chuteraient à $5 - 6^\circ$ pour un Jupiter chaud du type HD 209458 b (Richardson et al. 2007).

À ces angles nous associons ~~de ce~~ ce que nous définissons comme le central, soit la position la plus contributrice qui, en l'absence d'hétérogénéités horizontales, correspondra au terminateur mais qui, le cas échéant, pourra être localisé différemment. Si le central n'est pas localisé au sein de la colonne du terminateur, alors l'argument voulant négliger les autres sous-parcours ne tient plus d'office. Dans le cas contraire, nous nous devons de comparer l'angle de pénétration avec l'ouverture de la colonne au terminateur, et s'il est très supérieur, l'argument ne tient plus non plus. Dans toutes les situations pour lesquelles l'angle de pénétration serait proche ou inférieur à l'ouverture de la colonne, alors le parcours total peut se résumer au sous-parcours centré sur le terminateur et le spectre ne s'imprégnera que de ses propriétés.

L'angle d'ouverture d'une atmosphère discuté dans le chapitre Chapitre ?? et présenté de manière plus détaillée en Annexe A n'est pas suffisant dans nos réflexions pour pressentir et estimer l'impact des hétérogénéités horizontales sur les observables et leurs inversions, il nous faut raisonner aussi en termes d'angle de pénétration. Une exoplanète et son atmosphère de rapport R_p/H_0 petit, comme c'était le cas dans le chapitre précédent, a de fortes chances d'être sensible à ces hétérogénéités puisque les rayons échantillons traversent une plus grande diversité de colonnes atmosphériques. Mais si pour une raison ou une autre les angles de pénétration s'avèrent trop faibles (inférieurs au pas en longitude de la simulation), nous n'observeront pas de biais horizontaux dans la solution TauREx. Dans ce cas de figure, le terminateur devient la seule région d'intérêt spectroscopique puisqu'il est seul contributeur à la signature atmosphérique.

La simulation GJ 1214 b ne laisse pas les hétérogénéités horizontales thermiques s'exprimer

Le cas de GJ 1214 b est doublement particulier :

- Il ne présente pas des hétérogénéités très intenses en température comme de celles que l'on pourrait observer sur des simulations de Jupiter chauds en rotation synchrone (Kataria et al. (2015), Moses et al. (2011), Parmentier et al. (2018)).
- L'angle d'ouverture est grand puisque la planète est de petites dimensions pour une hauteur d'échelle élevée du fait des températures qui y règnent et de la composition dominée par H_2 et He, l'angle de pénétration moyen attendu l'est également (de l'ordre de $18 - 20^\circ$ sur l'ouverture totale).

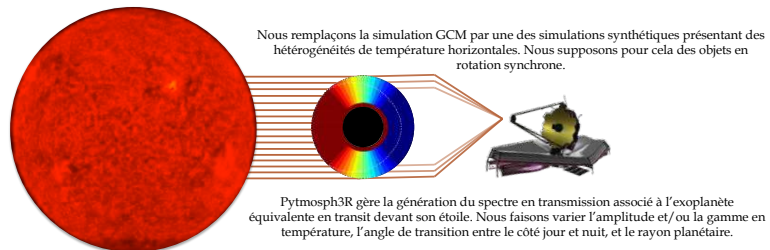
Dans la simulation de GJ1214b les hétérogénéités *horizontales* ne s'expriment pas (ou peu)

112 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

Nous sommes donc à l'interface entre **le moment** où les effets horizontaux peuvent avoir un réel impact du fait d'un angle de pénétration large et celui où ils ne se ressentent pas du fait de leurs faibles intensités. Les Figures B.1 et B.2 proposent les angles d'ouverture et de pénétration de l'atmosphère de GJ 1214 b pour tous les angles θ et toutes les longueurs d'onde. Une exploitation détaillée des résultats obtenus est proposée en Annexe B et les résultats ont déjà été exploités dans le Chapitre 4 pour soutenir les observations faites sur les spectres et sur les résultats de l'inversion. La conclusion générale que l'on peut tirer de cette étude est que cette simulation fait intervenir trop de biais de natures différentes, et que les biais horizontaux détectables naissent essentiellement des hétérogénéités en composition. Si cette même étude souligne qu'en l'absence de ces dernières, le décalage vers le côté jour de la région de pénétration devrait induire un biais thermique vers les plus hautes températures, elle montre également qu'ils ne sont finalement pas observables car majoritairement compensés sur presque toute la gamme spectrale (dominée par le méthane). Ils ne s'expriment que par l'intermédiaire du dioxyde de carbone qui est trop peu représenté pour impacter significativement l'inversion sur la température.

Pour simplifier notre investigation nous devons donc limiter les paramètres libres. Dans ce qui suit, nous avons cherché à mettre en évidence les effets strictement liés à la température, que ce soit au travers de la hauteur d'échelle ou au travers des propriétés optiques des molécules. Nous allons par la même occasion explorer l'influence de l'amplitude de ces hétérogénéités et l'influence des dimensions de l'exoplanète sur les biais thermiques. C'est dans cette optique que nous travaillerons sur atmosphères types, réparties en 3 amplitudes de températures pour 2 dimensions d'exoplanètes :

- Une aux dimensions de GJ 1214 b, évoluant sur une amplitude en température proche de celle constatée dans la simulation de Charnay et al. (2015), et deux autres de plus petits rapports R_p/H_0 , dont un correspondant au cas extrême, voire à la limite de la physique, d'une mini-Neptune ultra-chaude.
- Une aux dimensions de HD 209458 b, exoplanète beaucoup plus grande que GJ 1214 b (rayon 5,5 fois supérieur, soit 15 fois le rayon terrestre), avec des amplitudes en température qui nous permettront d'explorer le domaine des Jupiters tempérées comme celui des Jupiters chaudes, la dernière se rapprochant de la simulation atmosphérique discutées dans Lines et al. (2018).



5.1.2 Structure des atmosphères synthétiques

Nous allons décrire les deux types de structures atmosphériques sur lesquelles nous allons baser toute notre étude dans le but d'isoler les biais liés aux hétérogénéités **horizontales**, puis d'observer de quelle manière des hétérogénéités verticales peuvent les influencer.

Les atmosphères aux colonnes isothermes

modélisé

Cela n'impact en rien notre paramétrisation. Cela peut éventuellement la justifier.

Mais il y a d'autres paramètres, qui sont donnés dans les paragraphes suivants : T_j , T_n , β , la composition...

modélisés, construits

chapeau en mycologie :)

varie linéairement avec la longitude

Cette paramétrisation simplifie grandement la structure thermique par rapport à celles obtenues par simulations dynamiques. Elle en capture néanmoins l'une des caractéristiques fondamentales (le gradient jour-nuit) et nous permet d'en étudier les conséquences observationnelles spécifiques en s'affranchissant d'autres hétérogénéités (verticales et azimutales).

Pour isoler les effets thermiques, nous avons simulé des atmosphères en supposant que les exoplanètes sont en rotation synchrone autour de leurs étoiles hôtes et en simplifiant leurs structures. Nous limitons ainsi le nombre de paramètres à 3 : le rayon planétaire (ou à 10 Bar) R_p , la température T et l'abondance pour un absorbant unique χ_{mol} . Les profils thermiques sont simulés de la manière suivante :

- Nous introduisons un contraste en température entre un côté jour chaud (T_j) et un côté nuit froid (T_n).
- La transition entre les deux côtés peut être brutale et se produire au terminateur, l'atmosphère résultant ayant alors une forme de champignon avec pour tête le côté jour et pour pied le côté nuit.
- Nous introduisons ce que nous avons appelé l'angle de contraste β comme étant l'étalement angulaire de la transition en température entre le côté chaud et le côté froid (défini par rapport au plan du terminateur). S'il est nul, nous retrouvons le cas du champignon, s'il est égal à 180° , alors la température évolue linéairement entre la température élevée du côté jour depuis le point substellaire et la température faible du côté nuit jusqu'au point anti-stellaire, dans quel cas l'atmosphère a plutôt une forme de poire
- Nous pouvons appliquer tous les β intermédiaires et ainsi nous rapprocher de structures plus proches de la réalité. Comme l'angle de contraste est défini par rapport au plan du terminateur, l'atmosphère est symétrique par rapport à l'axe d'observation.
- À l'exception du cas du champignon, la température au terminateur est toujours égale à la moyenne du doublet de température $T_n - T_j$ K que l'on considère.
- Ces atmosphères sont dominées par un mélange H_2/He , avec un ratio constant et une fraction molaire en absorbant constante de $\chi = 0,05$. Nous avons utilisé l'eau plutôt que le méthane comme absorbant pour la grande quantité de bandes d'absorption dans le proche infra-rouge et le visible et pour ne pas être gêné par les trous de données dont souffre le méthane.

Si ces structures ne sont pas réalistes en soi, elles permettent néanmoins d'étudier plus simplement les effets horizontaux en température qu'avec une simulation réaliste puisque nous écartons les biais introduits par la structure verticale des profils ainsi que les biais azimutaux. Les doublets de températures ont été choisis en fonction des simulations réalisées sur GJ 1214 b (Charnay et al. 2015) et HD 209458 b (Lines et al. 2018), dans le souci toujours de se rapprocher des cas concrets, puis de manière un peu plus générale pour étendre l'étude. Ainsi :

- le doublet 300 - 650 K est assez représentatif de la simulation de GJ 1214 b
- le doublet 1000 - 1800 K est plus adapté pour HD 209458 b
- les doublets 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K, communs aux deux types d'exoplanète, ont été appliqués pour affiner l'étude.

Nous conservons dans tous les cas les paramètres planétaires de ces deux objets et leur associons les atmosphères aux doublets correspondant. Nous couvrons ainsi différents types de corps : les objets tempérées comme les objets chauds, et nous couvrons également différents types de contrastes. Le doublet 300 - 650 K multiplie par 2 la hauteur d'échelle entre les deux hémisphères et la sensibilité des sections

114 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

efficaces avec la température est maximale (en moyenne 2 - 3 ordres de grandeur). Le doublet 500 - 1000 K a un rapport des hauteurs d'échelle très proche mais les sections efficaces augmentent moins vite avec la température. Le doublet 1000 - 1500 K présente une dissymétrie moins forte de l'extension spatiale de l'atmosphère et les sections efficaces n'évoluent plus que sur un ordre de grandeur entre les températures extrêmes. Enfin le doublet 1000 - 1800 rétablit presque un facteur 2 entre les hauteurs d'échelle tout en reposant sur une faible sensibilité des sections efficaces avec la température. Nous espérons ainsi dégager des comportements plutôt géométriques et d'autres plutôt spectroscopiques.

Les Figures 5.1 et 5.2, illustrent la structure des atmosphères que nous générons de cette manière avec une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b. Le cadre de gauche donne les coupes méridionales (portées par la ligne de visée, soit l'axe étoile hôte/observateur) en pression et celui de droite en température. Au sein de chaque cadre, à gauche, nous avons diminué le rayon planétaire afin de mieux percevoir les hétérogénéités, tandis que nous proposons à droite la représentation à l'échelle afin de visualiser l'importance de l'atmosphère par rapport à l'exoplanète. Cette structure est symétrique par rapport à la ligne de visée donc elle est identique quelle que soit la coupe portée par cet axe. La pression de surface est fixée à $P_s = 10^6$ Pa et la pression de toit à $P_h = 10^{-4}$ Pa. Avec une telle amplitude, nous sommes certain d'atteindre la convergence des spectres discutée dans le chapitre précédent (voir Chapitre ??). L'altitude du toit atmosphérique est déduite de la hauteur d'échelle du côté chaud, ainsi la pression de toit est également la pression maximale que nous pouvons sonder en haute atmosphère. Nous avons illustré ces structures pour des angles de contraste β de 0° , 45° , 90° , 135° , et 180° .

Les structures atmosphériques étant les mêmes entre les deux types d'astres, nous n'avons représenté que les coupes à l'échelle dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de HD 20958 b avec la Figure 5.3. Elle se scinde en deux cadres, celui du haut représente pour chaque doublet de température les structures atmosphériques en pression puis en température pour un angle de contraste β de 30° . Le cadre du dessous expose les mêmes informations mais cette fois-ci pour l'angle de contraste maximal (soit 180°). La pression de surface, la pression de toit, et la manière dont sont construites les atmosphères sont identiques au cas de GJ 1214 b, mais nous voulions mettre en évidence de par cette visualisation deux points :

- L'importance de l'aire atmosphérique en comparaison avec le coeur de l'exoplanète qui est beaucoup plus faible que dans le cas de GJ 1214 b, ce qui va probablement avoir un effet sur l'importance ou la persistance des biais observationnels.
- Les angles d'ouverture et de pénétration discutés précédemment sont également plus faibles dans le cas de HD 209458 b que dans celui de GJ 1214b, ce qui va nous permettre d'en étudier l'influence sur les biais.

Les atmosphères aux colonnes à deux températures

Si les structures atmosphériques précédentes sont très éloignées de la réalité, elles permettent dans un premier temps d'isoler les biais générés par les hétérogénéités purement horizontales. Pour se rapprocher des cas réels ou des simulations complexes, nous ajoutons une hétérogénéité supplémentaire rencontrée dans toutes les atmosphères denses, à savoir une troposphère globalement isotherme et de température élevée. Nous la modélisons par une couche qui s'étend depuis la surface jusqu'à une pression, et donc une altitude, prédéfinie. À partir de la simulation de GJ 1214 b décrite dans Charnay et al. (2015) mais aussi celle de HD 209458 b décrite dans Lines et al. (2018), nous avons choisi une pression de délimitation de 10^3 Pa. Dans le cas du doublet 300 - 650 K, nous avons même tenté avec 10^2 Pa pour

déjà dit plusieurs fois

"troposphère isotherme" est un oxymore. Une basse atmosphère isotherme.

appliqué une limite à 10^2 Pa

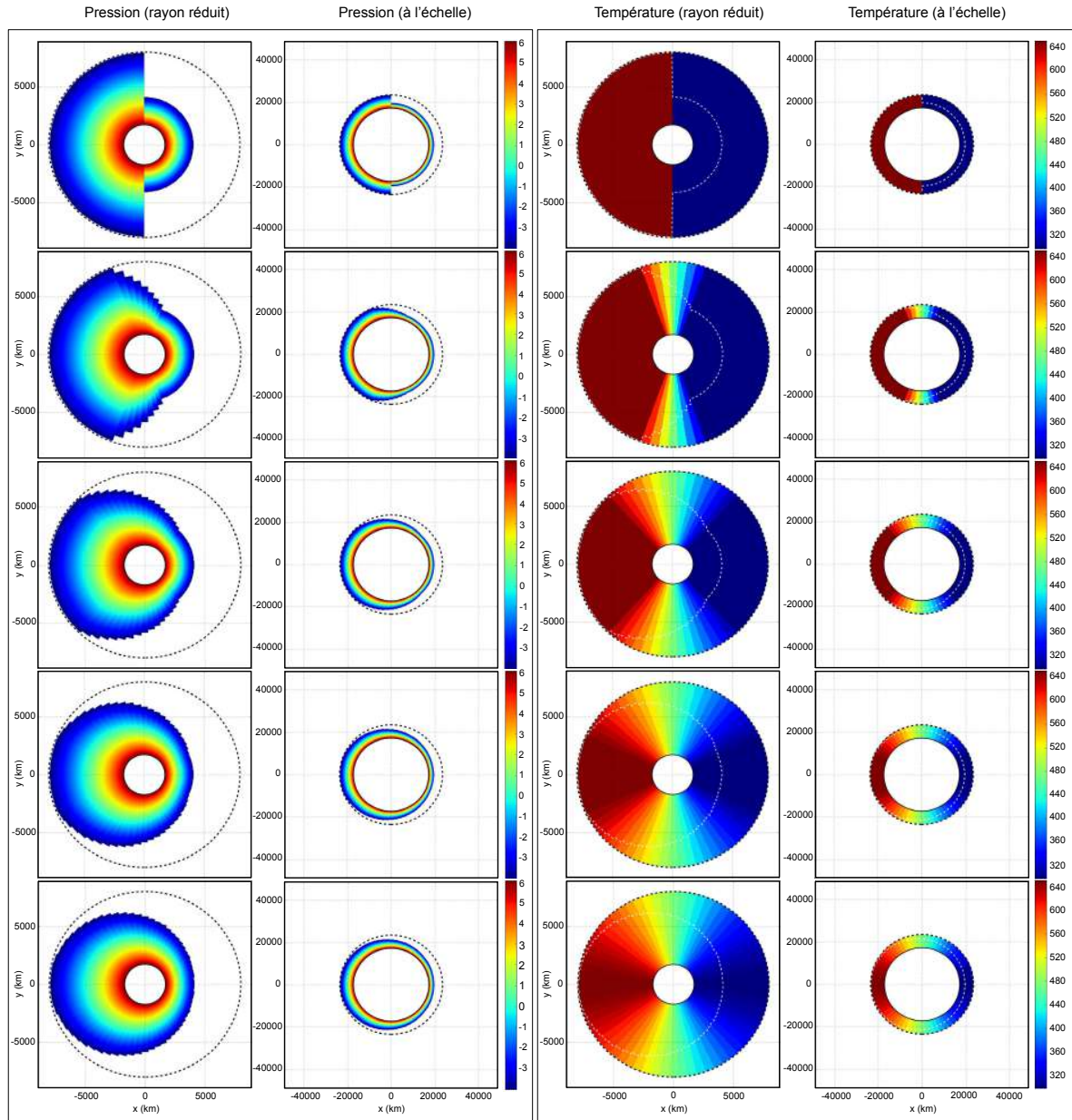


Figure 5.1: Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle) pour le doublet 300 - 650 K. De haut en bas sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valent : 0° , 45° , 90° , 135° et 180° . GJ1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

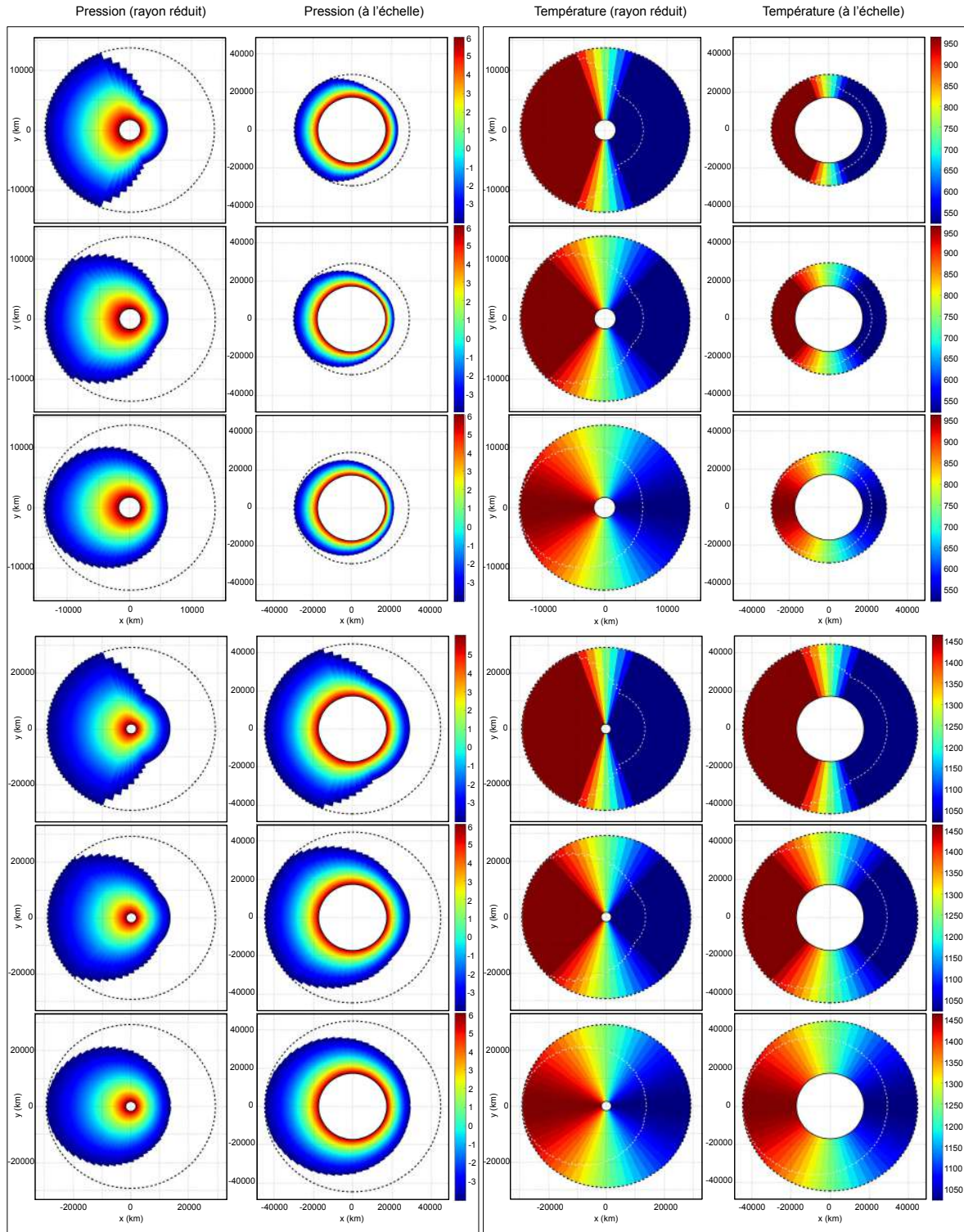


Figure 5.2: Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle). Les 3 premières figures concernent le doublet 500 - 1000 K, tandis que les 3 derniers concernent le doublet 1000 - 1500 K. Dans chaque cas, sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valant : 45° , 90° , et 180° . GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

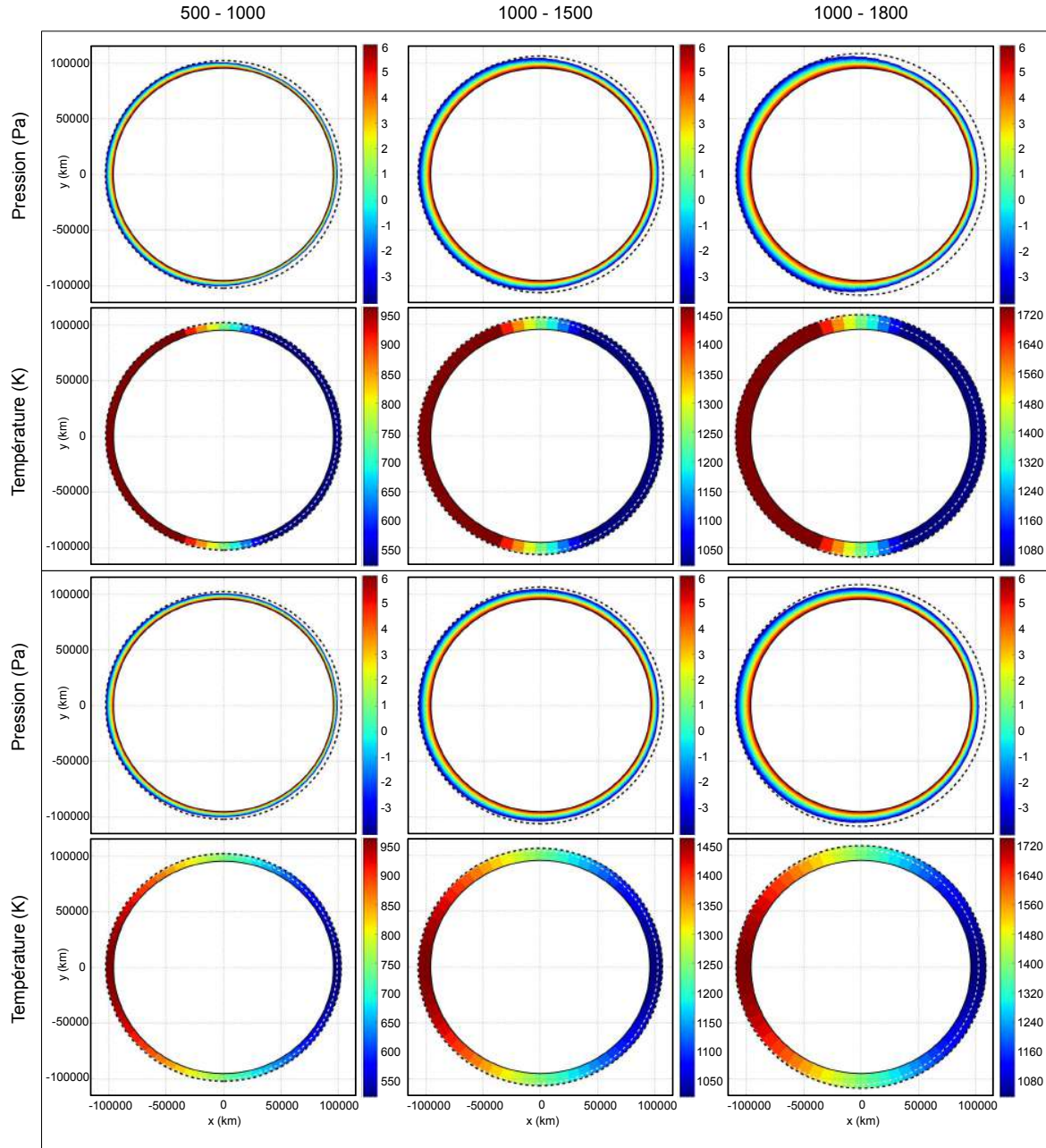


Figure 5.3: Coupes équatoriales à l'échelle de l'atmosphère à colonnes isothermes de HD 209458 b. Cadre du haut : en haut : coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta = 30^\circ$; en bas : coupes en température (exprimée en K) correspondantes. Cadre du bas : en haut : coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta = 180^\circ$; en bas : coupes en température (exprimée en K) correspondantes. HD 209458 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

118 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

illustrer le cas d'une pollution totale par l'isotherme dans les spectres en transmission. La température de cette couche isotherme est fixée à celle du point sub-stellaire même si nous avons conscience qu'elle est généralement bien plus élevée (voir Figure 4.2). Les colonnes atmosphériques de ces simulations sont donc marquées par une discontinuité de température à 10^3 Pa et nous appellerons ces atmosphères : "colonnes à deux températures".

Les Figures 5.4 et 5.5 illustrent ses structures avec une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b. Le cadre de gauche donne les coupes méridionales, toujours portées par la ligne de visée, en pression et celui de droite en température. Au sein de chaque cadre, à gauche, nous avons diminué le rayon planétaire afin de mieux percevoir les hétérogénéités, et nous proposons à droite une représentation à l'échelle. Nous avons fourni une illustration pour des angles de contraste de 0° , 45° , 90° , 135° , et 180° . La couche isotherme étant à la même température que le côté jour, les atmosphères ne sont dilatées qu'au sein de l'angle de contraste et du côté nuit. Elle représente entre 18 et 24 couches des grilles sphériques, ceci dépendant de la température chaude du doublet.

La Figure 5.6 illustre ces mêmes structures atmosphériques mais dans le cas d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Comme pour la Figure 5.3, nous l'avons séparé en deux cadres, celui du haut pour un angle de contraste de 30° et celui du bas à 180° . Dans les deux cas nous proposons les coupes méridionales portées par la ligne de visée en pression, en température, et à l'échelle. La dilatation des parties de l'atmosphère n'étant pas à la température du point sub-stellaire est plus franche pour un objet de ces dimensions car la gravité diminue moins rapidement. En conséquence, la couche isotherme comprend entre les 22 et 25 premières couches de la simulation.

Nous appliquons ensuite Pytmosph3R sur ces simulations afin de générer les spectres associés et commencer notre étude. À noter que le code a tourné dans sa version 3D et non dans sa version 1D pour tenir compte des problèmes liés à la résolution de la grille sphérique de base.

5.1.3 Paramétrisation de TauREx

Système de paramètre et distribution *a priori*

Par cette démarche, nous limitons le nombre de paramètres libres dans l'inversion à 3 : le rayon planétaire, la température et l'abondance en absorbant. Nous utilisons le mode isotherme et iso-abondance de TauREx ~~qui est le premier mode de fonctionnement mis à notre disposition et que nous avons exploré~~. Les spectres obtenus grâce à Pytmosph3R appliqué aux atmosphères synthétiques seront donc inversés sur la base de cet espace des paramètres. Pour toutes les simulations exploitées nous avons utilisé les distributions *a priori* suivantes :

- le rayon à 10 Bar R_p : fonction porte bornée $[0,1 ; 0,4]$ pour la mini-Neptune et $[0,5 ; 2]$ pour la géante gazeuse,
- la température T : fonction porte bornée $[200 ; 2000]$ dans les deux cas,
- la fraction molaire en eau $\log_{10}(\chi_{H_2O})$: fonction porte bornée $[0 ; 1]$ dans les deux cas,
- le poids moléculaire moyen μ : fonction porte bornée $[0 ; 0,4]$ dans les deux cas.

Le poids moléculaire moyen est corrélé à la fraction molaire en eau, ce qui n'en fait pas un paramètre libre à part entière, néanmoins le fait de l'ouvrir en tant que paramètre d'inversion permet éventuellement d'imposer une contrainte forte sur la composition de l'atmosphère. La pression de surface et de toit sont

à 10^3 Pa (ou à 10^2 Pa dans un cas)

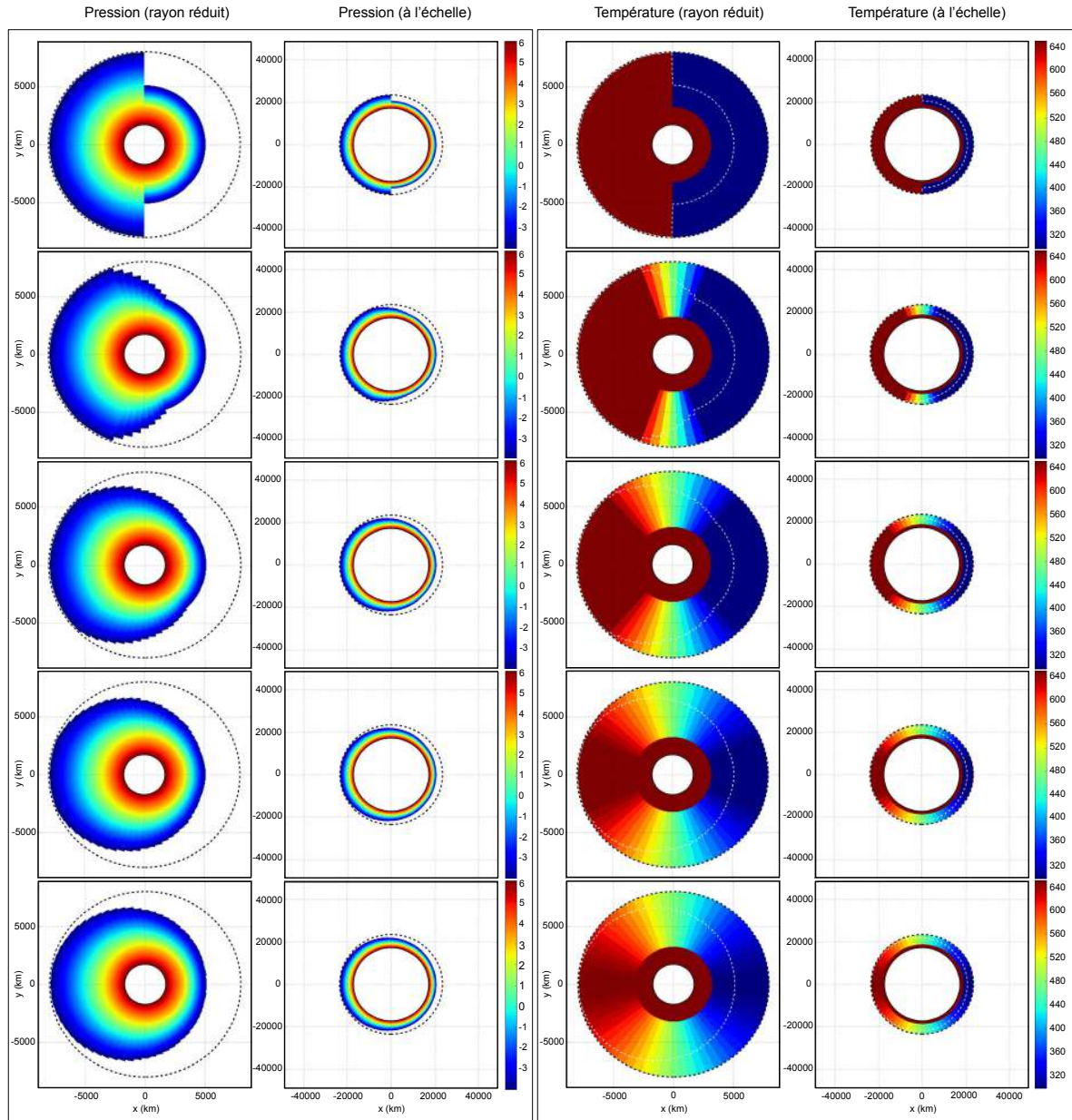


Figure 5.4: Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle) pour le doublet 300 - 650 K. De haut en bas sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valent : 0° , 45° , 90° , 135° et 180° . La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à 10^3 Pa. GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

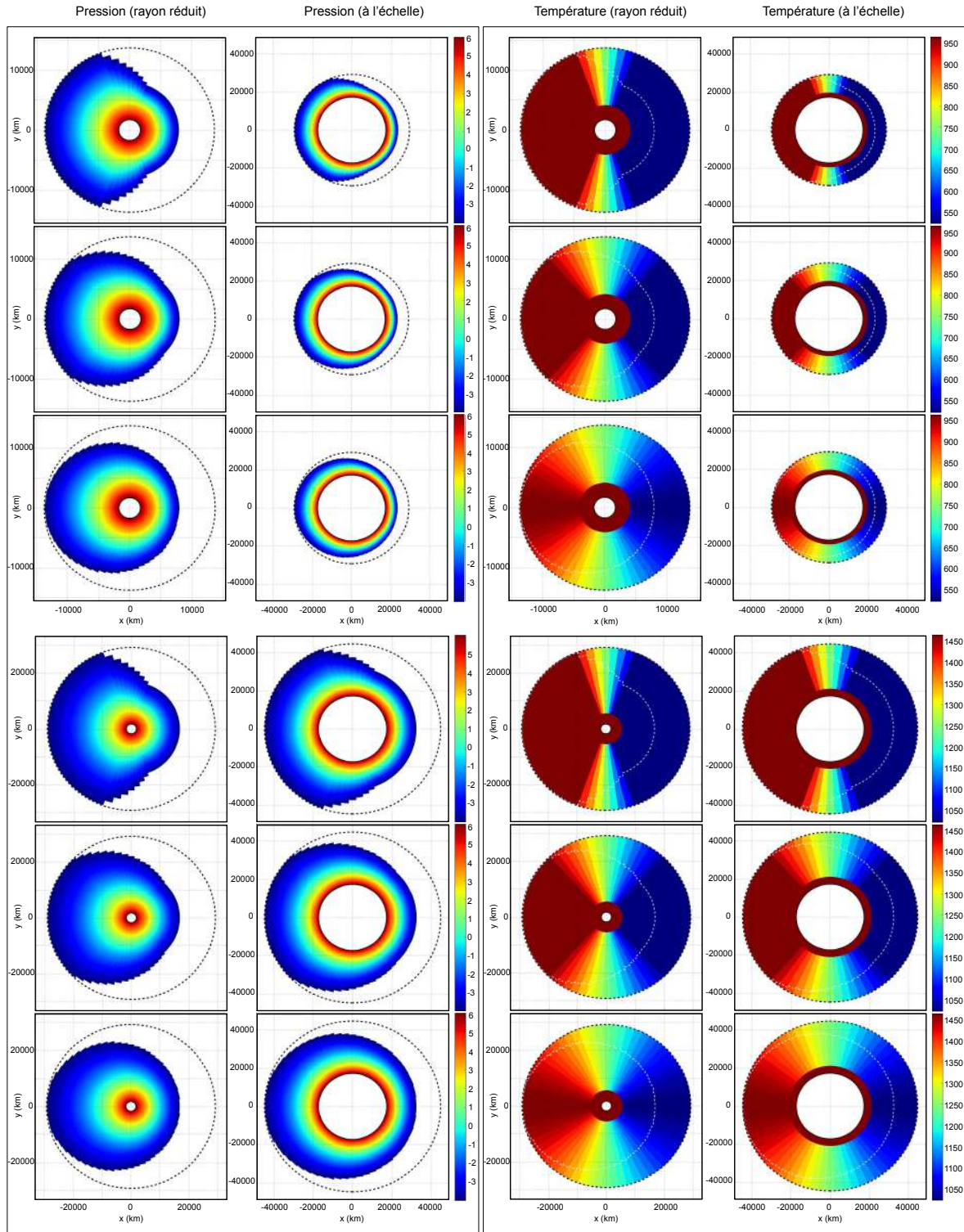


Figure 5.5: Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle). Les 3 premières figures concernent le doublet 500 - 1000 K, tandis que les 3 derniers concernent le doublet 1000 - 1500 K. Dans chaque cas, sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valant : 45° , 90° , et 180° . La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à 10^3 Pa. GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

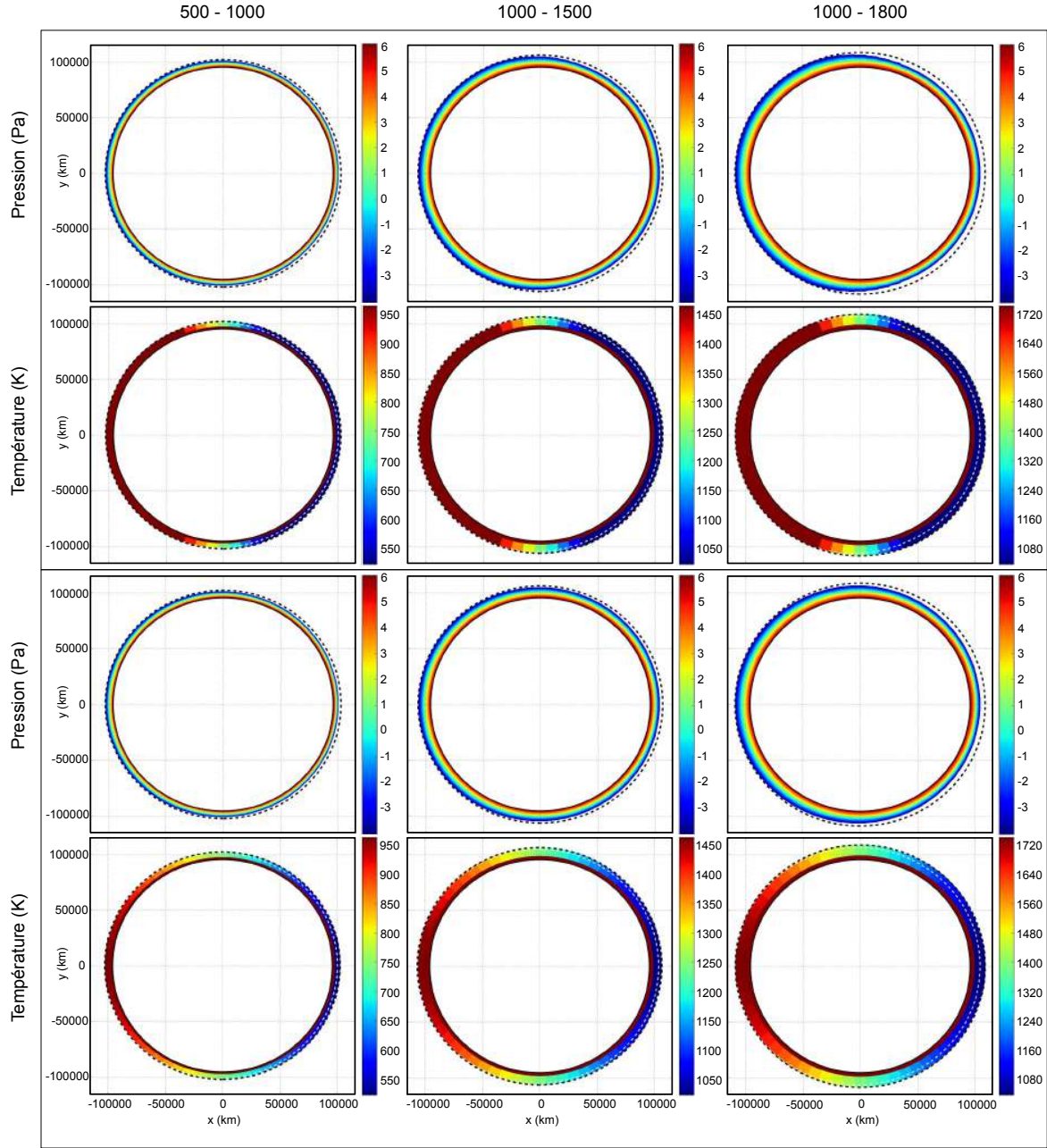


Figure 5.6: Coupes équatoriales à l'échelle des atmosphères aux colonnes à 2 températures de HD 209458 b. Cadre du haut : en haut : coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta = 30^\circ$; en bas : coupes en température (exprimée en K) correspondantes. Cadre du bas : en haut : coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta = 180^\circ$; en bas : coupes en température (exprimée en K) correspondantes. La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à 10^3 Pa. HD 209458 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.

122 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

les mêmes que celles utilisées pour la génération atmosphérique, ainsi que le ratio He/H_2 qui a une influence non négligeable sur la hauteur d'échelle.

Discussion sur le choix des données moléculaires

En ce qui concerne les données spectroscopiques, le set de section efficace utilisé dans un premier temps est le set 10_{wno} qui évolue entre 10 et 30000 cm^{-1} , soit entre 0,333 et $1000 \mu\text{m}$. Nous n'utilisons pas l'intégralité de la gamme spectrale lors de la génération des spectres ou lors de l'inversion, nous nous cantonnons aux domaines des instruments ~~compétents en la matière~~ et à venir, soit essentiellement entre 0,6 et 20, voire entre 1 et $10 \mu\text{m}$. Pytmosph3R étant générique du point de vue de la nature des sources d'opacité, nous pouvons utiliser n'importe quel set, nous nous sommes d'abord tourné vers celui-ci car le nombre de bande était intéressant, ni trop élevé, ni trop faible d'un point de vue strictement technique.

Nous n'avons pas eu le temps d'explorer d'autres bases de données lors de cette étude. Nous souhaitons également effectuer ce travail sur la base de k-distributions calquées sur les bandes d'observation des appareils du JWST ou de ceux d'ARIEL, mais à l'issue de ce travail, TauREx ne fonctionnait pas encore avec ce mode. D'importantes avancées devraient voir le jour à l'issue de la collaboration étroite entre le Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB) et l'University College London (UCL) sur ce dernier point. L'utilisation de ces k-distributions devraient alors permettre d'explorer plus efficacement et plus rapidement le champs d'étude que nous ouvrons ici. En attendant, nous travaillons en mode "raie par raie".

Les choix de la gamme spectrale et du set de section efficace peuvent s'avérer importants lorsque nous effectuons une inversion. Le set 10_{wno} , qui était pratique pour des raisons techniques, l'est beaucoup moins du fait de sa résolution variable. Elle explose effectivement dans le visible et décroît sur plusieurs ordres de grandeur dans le proche infra-rouge qui est le domaine spectral de prédilection pour la caractérisation atmosphérique. Par conséquent, nous pouvions nous attendre à une pondération importante du rouge et du très proche infra-rouge lors des inversions alors que l'essentiel de l'information moléculaire est contenue à plus grande longueur d'onde, qui est en conséquence beaucoup moins représentée. La bonne manière de réaliser ce travail aurait été de résoudre à très haute résolution le transfert radiatif au moyen de Pytmosph3R, ce qui est réalisable mais pas dans des temps de calcul raisonnables, puis de ré-échantillonner le spectre à haute résolution afin qu'il corresponde à la résolution de l'appareil souhaité. TauREx serait à son tour sollicité avec le même set de section efficace, ce qui augmente, là-encore, considérablement les temps de calculs et les besoins en mémoire vive. Cette démarche n'était donc pas seulement très coûteuse en temps, mais elle était aussi très exigeante en ressources. Suite à une collaboration avec Ingo Waldmann (UCL), nous l'avons finalement appliqué dans les cas clés et à partir du set 10_{wno} , tout en gardant à l'esprit que ce dernier est loin d'être un set de donnée à haute résolution. Il ne permet le ré-échantillonnage de manière convenable qu'entre 0,6 et $10 \mu\text{m}$, soit tant que la résolution est supérieure à la résolution minimale de l'instrument (ici $R = 100$). Les résultats obtenus serviront d'une certaine manière de référence pour discuter des résultats obtenus avec ceux obtenus par 10_{wno} . Néanmoins, si 10_{wno} ne repose certes pas sur un échantillonnage optimal au vue de l'instrumentation qui nous intéresse, ils sont suffisants pour illustrer, au moins d'un point de vue qualitatif, les biais thermiques que nous cherchons à caractériser.

Calcul du bruit et des barres d'erreur associés aux spectres d'entrée

Enfin nous devons bruite les spectres et leurs associer des barres d'erreur. Dans tout ce qui va suivre, nous nous sommes placés dans le cas d'une observation réalisée par un télescope comme le JWST, mais nous adoptons les résolutions du set de section efficace pour estimer le bruit de photon $\sigma_{\text{obs},\lambda}$. Nous

mais

appliquons la formule Eq. (5.1) en effectuant l'intégration point après point pour tenir compte de la résolution variable.

$$\sigma_{\text{obs},\lambda} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{obs},\lambda}}} \quad (5.1)$$

$$N_{\text{obs},\lambda} = \frac{\pi \tau_{\lambda} c \Delta t R_s^2 A}{2d^2} \int_{\lambda_{\text{wl}}}^{\lambda_{\text{wl}+1}} \frac{d\lambda}{\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_s \lambda} - 1\right) \right)} \quad (5.2)$$

avec, rappelons-le, $N_{\text{obs},\lambda}$ le nombre de photon collecté à une longueur d'onde donnée, τ_{λ} le rendement de photon de l'instrument (ici identifié à celui des instruments du JWST), A est la surface de captation de ce dernier (également prise à 25 m² comme le JWST), Δt le temps d'intégration que nous avons établi à 8400 s, d la distance de l'étoile ici prises respectivement 42,5 et 154 années lumière et T_s sa température effective. Les bornes d'intégration λ_{wl} et $\lambda_{\text{wl}+1}$, ne sont plus calculées à partir de la résolution instrument mais déduites la résolution constante en nombre d'onde du set ($R = 10 \text{ cm}^{-1}$). $\sigma_{\text{obs},\lambda}$ serviront à la fois à bruite le signal (gaussien d'écart-type $\sigma_{\text{obs},\lambda}$) et comme barre d'erreur aux spectres d'entrée inversés par TauREx.

L'étude réalisée au laboratoire ne comprend pas les systématiques de l'instrument qui devraient augmenter significativement les barres d'erreur du spectre d'entrée mais aussi celles des distributions *a posteriori*, et en particulier au-delà de 10 μm . Nous garderons à l'esprit que les comportements que nous allons mettre en évidence dans les paragraphes à venir peuvent voir leurs impacts s'amoindrir avec des recouvrements plus franc entre les distribution *a posteriori*. L'étude réalisée en collaboration avec l'UCL tient compte de ces systématiques via le simulateur de bruit PandExo développé par ?. Cet algorithme est capable de simuler des observations "réelles" à partir de n'importe quel spectre en transmission et pour tous les modes d'observation du JWST (tant que la résolution d'entrée le permet). Cet apport nous permettra d'avoir un peu plus de recul en termes d'incertitudes sur les résultats que nous aurons obtenu.

5.2 Impact sur les spectres en transmission

Nous pouvons déjà formuler un certain nombre de remarques par l'observation des spectres en transmission des atmosphères, à l'image de ce que nous avons fait pour la simulation GCM de GJ 1214 b. Nous allons voir qu'ils nous donnent des informations précieuses sur les valeurs de l'angle de contraste β pour lesquelles les spectres sont suffisamment différents pour engendrer des variations notables sur les résultats de leurs inversions par TauREx. Une tendance va se profiler et laisser entrevoir une dépendance au rayon planétaire, à l'amplitude du doublet de température et à la gamme de températures.

5.2.1 Cas de la mini-Neptune

Les spectres en transmission et leurs différences

La Figure 5.7 propose les spectres en transmission obtenus par l'outil Pytmosph3R à partir des structures atmosphériques à colonnes isothermes ou à deux températures précédemment présentées. Afin de mieux visualiser les différences entre les doublets sélectionnés, mais aussi les variations sur les spectres en fonction des angles de contraste, nous n'avons représenté qu'une douzaine d'entre eux si on exclut le cas champignon correspondant à une transition brutale entre le côté jour et le côté nuit ($\beta = 0^\circ$). Le pas est donc de 15° pour balayer tous les cas entre 0° (cas champignon) et 180° d'ouverture (cas poire). Les indices sur les courbes indiquent l'identité de l'angle de contraste comme un multiple de ce pas, ainsi la courbe annotée 1 correspond à $\beta = 7,5^\circ$ et ainsi de suite jusqu'à 12 qui correspond à $\beta = 180^\circ$.

étude réalisée au laboratoire (sans Pandexo) vs étude réalisé en collaboration avec UCL (avec Pandexo)... ne pas présenter ça comme ça. Il faut juste dire quand on présente un spectre bruité ou une inversion si Pandexo, ou la formule précédente, a été utilisé.

Batalha et al., 2017, PandExo: A Community Tool for Transiting Exoplanet Science with JWST & HST

(Il faudrait être un peu plus factuel et concis....)
par exemple : Nous allons dans un premier temps mettre en évidence l'influence du paramètre beta (l'angle qui définit le gradient thermique jour-nuit) sur les spectres en transmission.

"doublet" est ici sorti du contexte qui lui donnait un sens. Nous avons représenté l'influence de l'écart thermique jour-nuit (doublet T_{jour}, T_{nuit}) et de l'angle de contraste. Pour le reste, pas besoin de répéter la légende dans le texte.

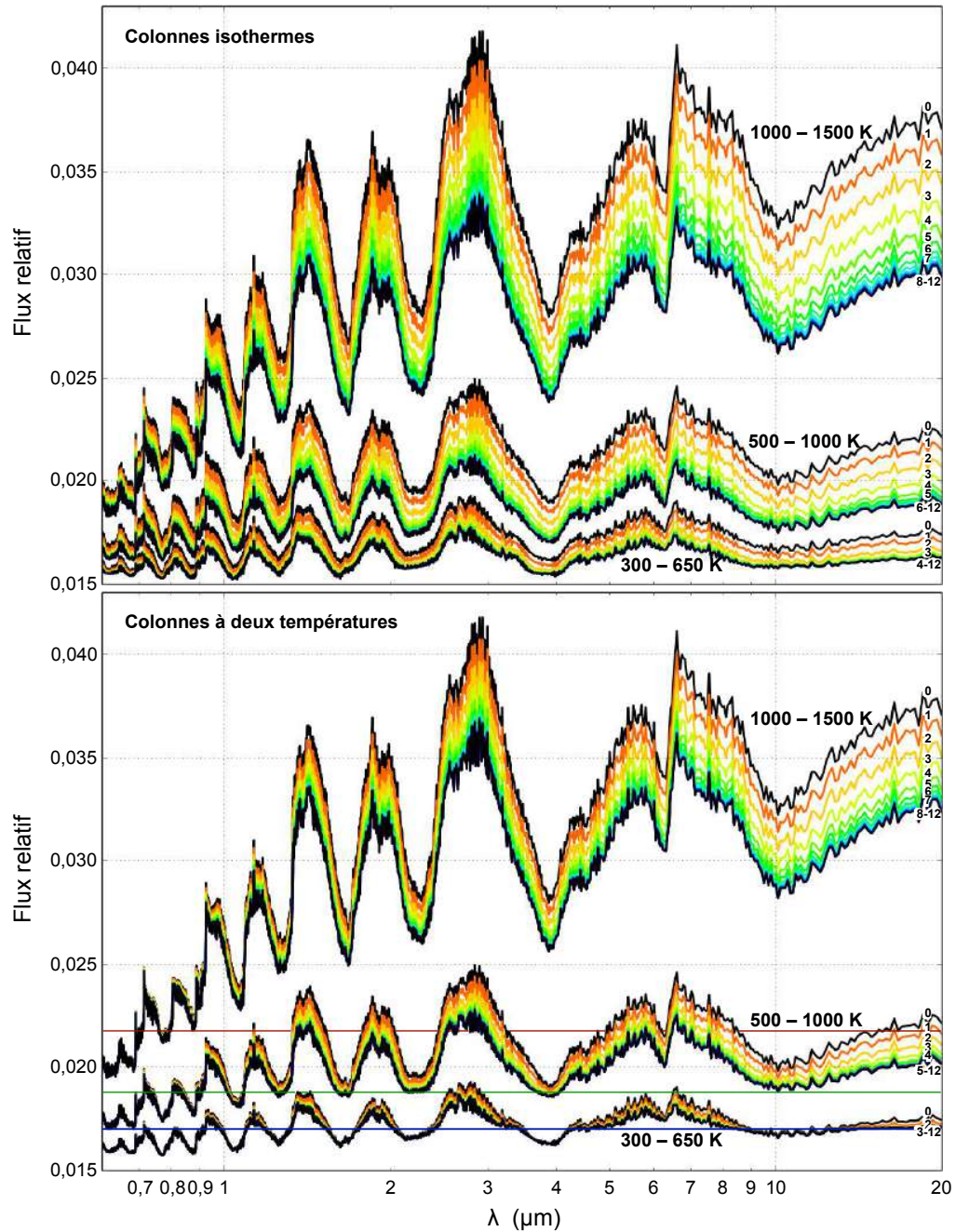


Figure 5.7: Spectres en transmission obtenu au moyen de Pytmosph3R sur les atmosphères à colonnes isothermes (en haut) et celles à deux températures (en bas). Sont superposés les spectres pour les angles β : 0° , 7° , 14° , 22° , 29° , 37° , 45° , 52° , 59° , 67° , 75° , 82° et 90° . Ils sont indicés dans l'ordre de 0 à 12 sur les figures, et regroupés lorsque les spectres ne sont plus suffisamment discernables. Les spectres en traits pleins noirs correspondent toujours aux angles extrêmes (cas champignons et poires). Les 3 doublets de températures sont proposés sur la même figure et sont indiqués au dessus des paquets de spectres correspondants. Dans le cas des colonnes à deux températures, l'interface entre la couche isotherme et la plus haute atmosphère est représentée par un trait plein (300 - 650 K, bleu ; 500 - 1000 K, vert ; 1000 - 1500 K, rouge).

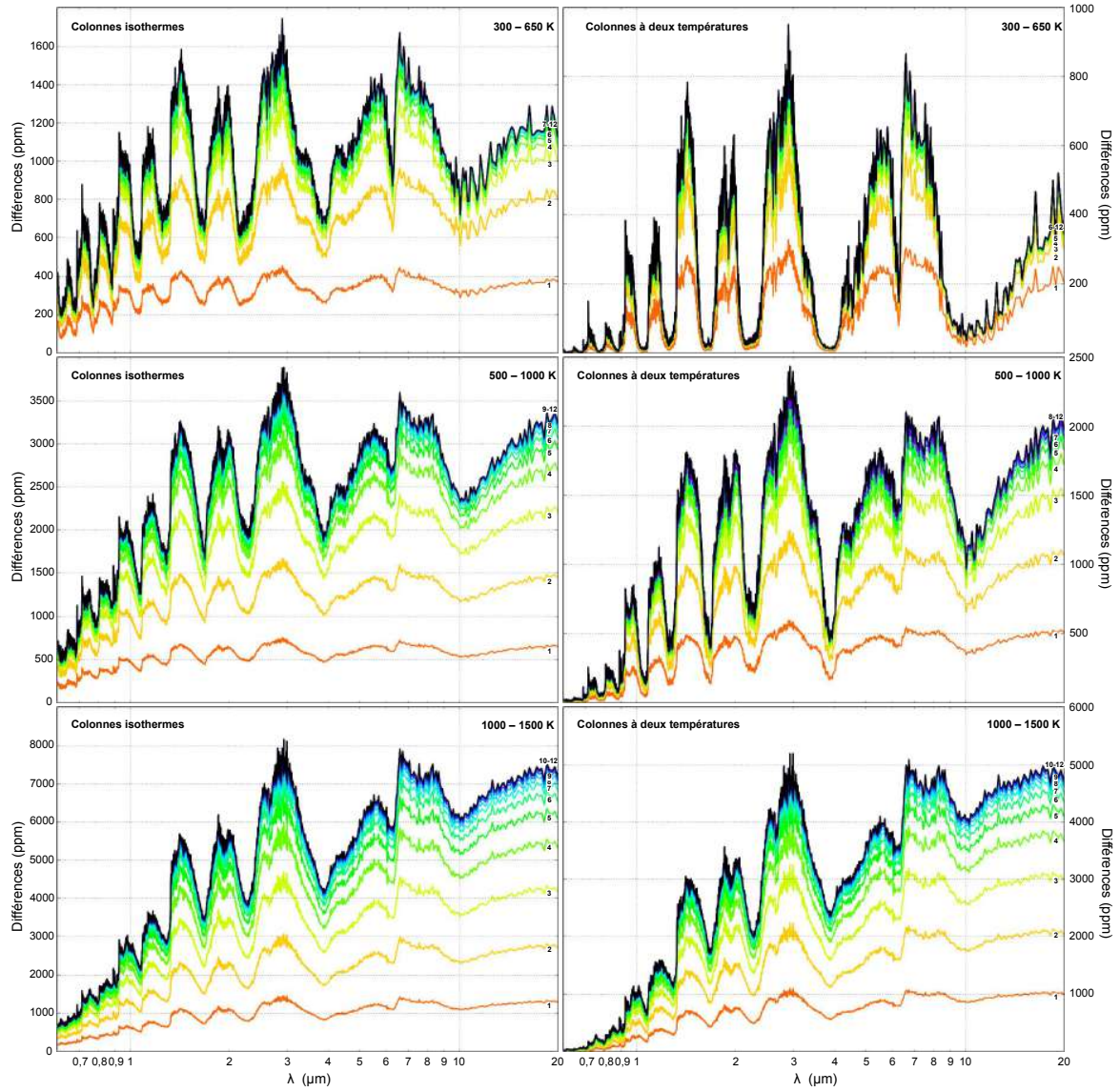


Figure 5.8: Différences entre les spectres de la figure Figure 5.7 calculées à partir du spectre $\beta = 0^\circ$ et exprimées en ppm. À gauche sont représentées ces différences pour les 3 doublets de températures avec des colonnes isothermes. Ces mêmes figures sont représentées à droite dans le cas des colonnes à deux températures. Les échelles ne sont pas les mêmes pour les deux types d'exoplanètes.

126 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

Nous regroupons les indices lorsque les spectres sont tellement proches les uns des autres que nous ne pouvons plus les distinguer. Pour chaque série de β , le groupe de courbes est compris entre deux spectres de couleur noire correspondant aux cas extrêmes ($\beta = 0^\circ$ et $\beta = 180^\circ$) et forme ce qu'on appellera un paquet. Le spectre noir de plus grande amplitude est associé au cas champignon tandis que le plus faible au cas de la poire. Le doublet de température correspondant au paquet est indiqué à proximité. Enfin notons que ces spectres ne sont pas ceux utilisés comme entrées dans l'algorithme de traitement du signal, ils sont bruités avant l'étape d'inversion comme cela a été présenté dans le paragraphe précédent (voir § ??). En présence de bruit, si la tendance reste évidente pour les premiers angles de contraste, elle s'estompe rapidement, rendant la figure totalement illisible et les différences absolues fondues dans le bruit.

La Figure 5.8, quant à elle, donne les différences entre les spectres au sein de chaque paquet. Cette différence est exprimée en ppm et est calculée en prenant pour référence le cas extrême $\beta = 0^\circ$ pour lesquels l'absorption la plus intense. Là aussi, dans un souci de comparaison, nous avons rangé les figures de manière à pouvoir immédiatement comparer les différences en présence (à droite) ou en l'absence de la couche isotherme (à gauche). Il s'agira de faire attention lors de la lecture de ces graphiques car les échelles ne sont plus les mêmes entre les deux approches. La courbe noire correspond à la différence enregistrée entre les deux cas extrêmes et les autres courbes sont indicées de la même manière que dans la Figure 5.7.

Des spectres qui convergent au-delà d'un angle de convergence

Commentons dans un premier temps la série à colonnes isothermes. Les doublets de températures ayant un effet à la fois sur la hauteur d'échelle et sur le pouvoir absorbant (qui augmente significativement avec la température quand elle est inférieure à 1200 K), plus la gamme de températures est élevée, plus le flux relatif l'est également. À cela s'ajoute l'expansion des paquets (groupe de spectres d'un même doublet de température) lorsque β varie entre 0° et 180° . Les différences entre les spectres au sein d'un doublet augmentent très fortement avec la gamme et l'amplitude en température. De 100 ppm à plus de 1600 ppm pour le cas 300 - 650 K (suivant le domaine de longueur d'onde et l'angle β considéré), nous passons à 200 - 3800 ppm avec le doublet 500 - 1000 K et 300 - 8000 ppm avec le doublet 1000 - 1500 K. Il ne fait donc absolument aucun doute que malgré la présence, à l'exception du cas champignon, d'un terminateur commun à la température moyenne, ces atmosphères n'ont pas du tout les mêmes signatures spectroscopiques et que leurs inversions vont nous renvoyer des solutions très différentes. Impossible néanmoins de véritablement raisonner sur cette seule base pour tenter de prédire de quelle manière les biais vont se manifester, sur quels paramètres (température ou abondance) et avec quelles intensités. Cependant, nous pouvons déjà constater une tendance lorsque l'angle de contraste grandit. Dans le cas 300 - 650 K, si les spectres pour β compris entre 15° et 75° présentent avec le cas 0° , mais aussi entre eux, des écarts détectables, tous les autres, pour lesquels $\beta \geq 90^\circ$, ne sont presque plus distinguables entre eux et présentent des différences quasi identiques avec le spectre de référence. Ces mêmes différences sont inférieures à un bruit moyen de l'ordre de 50 - 100 ppm dans cette gamme. À observer quasi identiques et aux différences fondues dans le bruit, nous devrions aboutir à des solutions TauREx identiques, ou tout du moins très proches, et constater un effet de convergence sur les distributions *a posteriori* des paramètres d'inversion. La même remarque peut être formulée avec les autres doublets de températures pour lesquels cette convergence devrait survenir respectivement aux alentours de $\beta = 135^\circ$ et $\beta = 165^\circ$, angles à partir desquels les différences entre les spectres sont inférieures à 100 ppm. Il n'est pas aisé d'estimer la sensibilité de TauREx vis-à-vis de ses différences et peut-être que cette convergence interviendra pour des angles plus faibles que ceux précédemment proposés.

Ce type de commentaire fait partie d'une légende. Il n'a d'intérêt que lorsqu'on a la figure sous les yeux.

légende

le contraste thermique

écart thermique

On constate que...

Difficile

discernables

Nous devrions donc pour $\beta > 90^\circ$...

apparaît

Attention, on n'écrit pas ces lignes sans connaissance du travail d'inversion. On ne maintient pas un suspense. Soit cette analyse est correcte et confirmée par l'inversion, soit elle ne l'est pas et il n'y a pas lieu de la faire car elle est erronée.

Effets directs de la couche isotherme sur les spectres

Ajouter une couche isotherme à la température du côté jour a un effet très remarquable sur les spectres. Les doublets les plus affectés sont 300- 650 K et 500 - 1000 K, qui sont également les moins opaques, les moins étendus, et ceux qui sondent plus bas dans l'atmosphère. Nous avons superposé sur la Figure 5.7 la position de l'interface entre la couche isotherme et le reste de la structure atmosphérique régie en température par l'angle de contraste β . La courbe bleue est associée au doublet 300 - 650 K et la verte à 500 - 1000 K. Dans les deux cas, les spectres paraissent beaucoup plus resserrés au sein d'un paquet, voire pour certaines longueurs d'onde, quasi-superposables et comme nous pouvons le constater, cela survient aux bandes pour lesquelles le rayon effectif correspondant est proche ou inférieur à la position de la dite interface. L'extension spatiale et le pouvoir absorbant plus faibles de 300 - 650 K, et à moindre mesure de 500 - 1000 K, font que la région radiativement significative est aussi plus haute en pression, et qu'une partie du spectre est littéralement dominé par l'isotherme. Cet isotherme étant commun à tous les angles β , les signatures spectrales dans ces bandes sont indiscernables. Il y a donc fort à parier que l'atténuation des différences et la contraction des paquets ait pour conséquence d'observer :

- une convergence plus rapide que dans le cas des atmosphères sans couche isotherme et donc pour des angles de contraste plus faibles (visiblement autour de $\beta = 45^\circ$)
- cette convergence s'effectuera vers des solutions très différentes puisque les spectres n'ont plus les mêmes allures
- la pollution de la signature spectroscopique par la couche isotherme devrait se traduire par une température inversée intermédiaire entre celle de la dite couche et celle obtenue en son absence.

L'effet direct de l'isotherme est nettement moins marqué pour le doublet 500 - 1000 K puisqu'il n'est traversé que pour quelques bandes du visible, mais nous constatons toujours une convergence légèrement plus rapide. Au vue des spectres que nous obtenons, elle devrait survenir pour un angle de contraste aux alentours de $\beta = 105^\circ$. Enfin dans le cas 1000 - 1500 K, les températures élevées font qu'à l'exception d'une petite bande du visible, les spectres présentent des allures au premier abord plutôt similaires à ceux précédemment discutés. La convergence devrait être tout aussi tardive que pour l'atmosphère à colonnes isothermes et être proche de 150° .

Effets indirects de la couche isotherme sur les spectres

Nous constatons dans tous les cas une compression plus ou moins intense des paquets dans les bandes qui ne sont pas affectées directement par l'isotherme, et ce même lorsque le niveau sondé est très éloigné de l'interface. Ceci se traduit sur la Figure 5.8 par des différences entre les deux extrêmes, mais aussi entre spectres intermédiaires, plus faibles de quelques centaines de ppm pour le doublet 300 - 650 K à 3000 ppm environ pour le doublet 1000 - 1500 K. Sur la Figure 5.7, en termes de flux relatif, les spectres des cas champignons sont très proches entre les deux études tandis que ceux des cas poires sont quant à eux très différents.

Dans les atmosphères poires, les amplitudes relativement faibles de nos doublets limitent la variété de températures dans les régions proches du terminateur. En conséquence, même si l'angle de pénétration est grand, c'est le terminateur qui domine très largement les parcours des rayons échantillons puisqu'il fait office de central. Nous pouvons ainsi considérer que la signature thermique, du point de vue des opacités, correspond à celle du terminateur. La forme du spectre est très proche de celui généré à partir d'une atmosphère isotherme à la température moyenne du doublet. Le flux plus important lorsque

même remarque que précédemment : on doit raisonner sur l'ensemble des données à disposition on ne fait pas un pari que l'on teste ensuite à la lumière de l'inversion. Soit ces constatations sont vérifiées par l'inversion soient elles sont contredites. Et il faut l'annoncer dès à présent.

L'ajout d'une couche isotherme dans les cas plus chauds a une influence minime sur l'angle beta critique au-delà duquel les courbes deviennent indiscernables. Cette couche n'est en effet sondée que par une petite fraction du spectre visible. Pour le cas 500-1000K, cet angle critique passe de xx° à yy° et pour le cas 1000 - 1500 K il n'est pas modifié ($\beta=150^\circ$).
marquée

l'écart thermique

128 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

nous ajoutons une couche à haute température en basse atmosphère s'explique justement par l'extension plus importante de cette basse atmosphère. Les colonnes à deux températures, du terminateur notamment, ainsi que les régions radiativement significatives sont donc ré-haussées. Le contraste de densité moléculaire entre les colonnes aux températures proches de celle du côté jour et celles de plus faibles températures est beaucoup moins marqué et les contributions plus équilibrées. Les atmosphères à profils dithermes sont donc plus opaques, et portent des signatures spectroscopiques plus équilibrées entre les températures chaudes et les températures froides comprises dans les régions de pénétration. Tous les cas intermédiaires subissent un effet similaire qui s'amoindrit très progressivement lorsque β tend vers 0° . En résulte :

- la compression des paquets de spectre
- une convergence plus rapide puisque les écarts entre les spectres sont plus faibles
- une rétro-action de l'algorithme de **traitement du signal** sur l'abondance et le rayon à 10 Bar pour compenser les effets géométriques indirects car bien que les spectres champignons ne soient pas identiques aux deux types d'atmosphères, leurs allures, et donc leurs signatures thermiques, sont les mêmes.

Là par exemple, on ne fait pas un pari : on dit clairement l'effet que cela a sur l'inversion. Mais il faut homogénéiser le discours. Par

En conclusion, dans les cas 500 - 1000 K et 300 - 650 K, l'isotherme intervient directement dans la signature spectroscopique de l'atmosphère et risque de polluer très significativement les résultats de l'inversion. L'effet direct est prédominant pour le doublet 300 - 650 K est beaucoup plus modéré pour 500 - 1000 K. Tous les doublets subissent une altération géométrique découlant d'une basse atmosphère plus étendue et donc un effet indirect de l'isotherme. **Lors de l'inversion, nous devrions donc constater, avec ces atmosphères aux colonnes à deux températures, deux tendances distinctes associées à des biais thermiques de deux types tout aussi distincts.**

même remarque :)

5.2.2 Cas de la géante gazeuse

La Figure 5.9 propose les spectres en transmission obtenus par l'outil Pytmosph3R à partir des structures atmosphériques à colonnes isothermes ou à deux températures avec une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Nous rappelons que le pas est de 15° de contraste pour balayer tous les cas entre 0° (cas champignon) et 180° d'ouverture (cas poire). Les indices sur les courbes indiquent l'identité de cet angle comme un multiple du pas. Pour chaque série de β , le groupe de courbes est compris entre deux spectres de couleur noire correspondant aux cas extrêmes. Le spectre noir de plus grande amplitude est toujours associé au cas champignon tandis que le plus faible au cas de la poire. Le doublet correspondant au paquet est indiqué à proximité.

La Figure 5.10, quant à elle, donne les différences entre les spectres. Cette différence est exprimée en ppm et est calculée en prenant pour référence les cas extrêmes $\beta = 0^\circ$ pour lesquels l'absorption est la plus intense. À droite, les différences en présence d'une couche isotherme, à gauche en l'absence de cette couche. Nous rappelons que les échelles ne sont pas les mêmes entre les deux approches et que la courbe noire correspond à la différence enregistrée entre les deux cas extrêmes. Les autres courbes sont indicées de la même manière que dans la figure précédente.

Les commentaires formulés dans le paragraphe précédent au sujet de la Mini-Neptune s'appliquent aussi bien ici. De la même manière, nous observons la convergence des spectres lorsque β augmente et nous constatons les mêmes effets directs ou indirects de la couche isotherme sur les spectres. Notons toutefois que, que ce soit pour les atmosphères à colonnes isothermes ou celles à deux températures, les

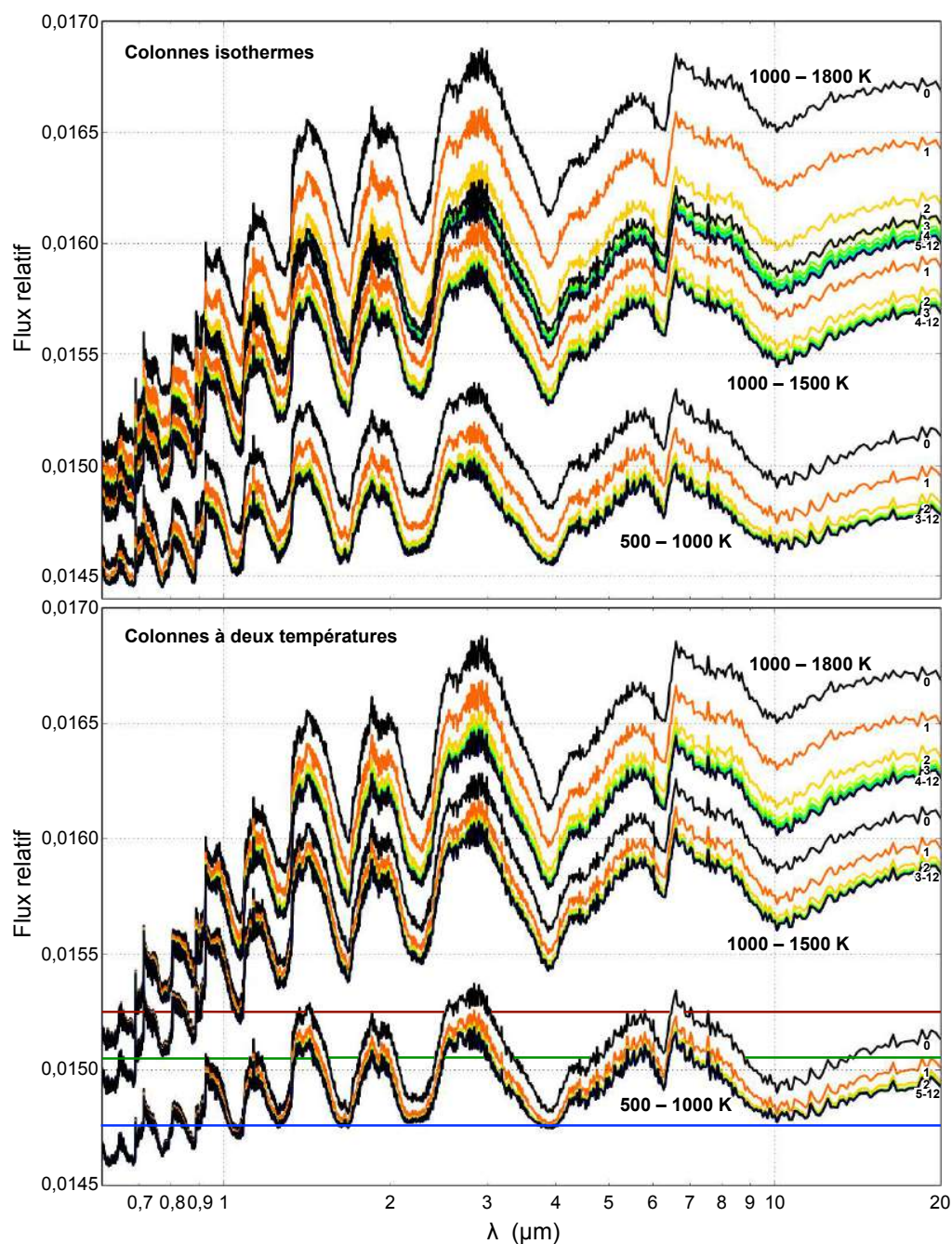


Figure 5.9: Spectres en transmission obtenu au moyen de Pytmosph3R sur les atmosphères à colonnes isothermes (en haut) et celles à deux températures (en bas). Sont superposés les spectres pour les angles β : 0, 7, 14, 22, 29, 37, 45, 52, 59, 67, 75, 82 et 90°. Ils sont indicés dans l'ordre de 0 à 12 sur les figures, et regroupés lorsque les spectres ne sont plus suffisamment discernables. Les spectres en traits pleins noirs correspondent toujours aux angles extrêmes (cas champignons et poires). Les 3 doublets de températures sont proposés sur la même figure et sont indiqués au dessus des paquets de spectres correspondants. Dans le cas des colonnes à deux températures, l'interface entre la couche isotherme et la plus haute atmosphère est représentée par un trait plein (300 - 650 K, bleu ; 500 - 1000 K, vert ; 1000 - 1500 K, rouge).

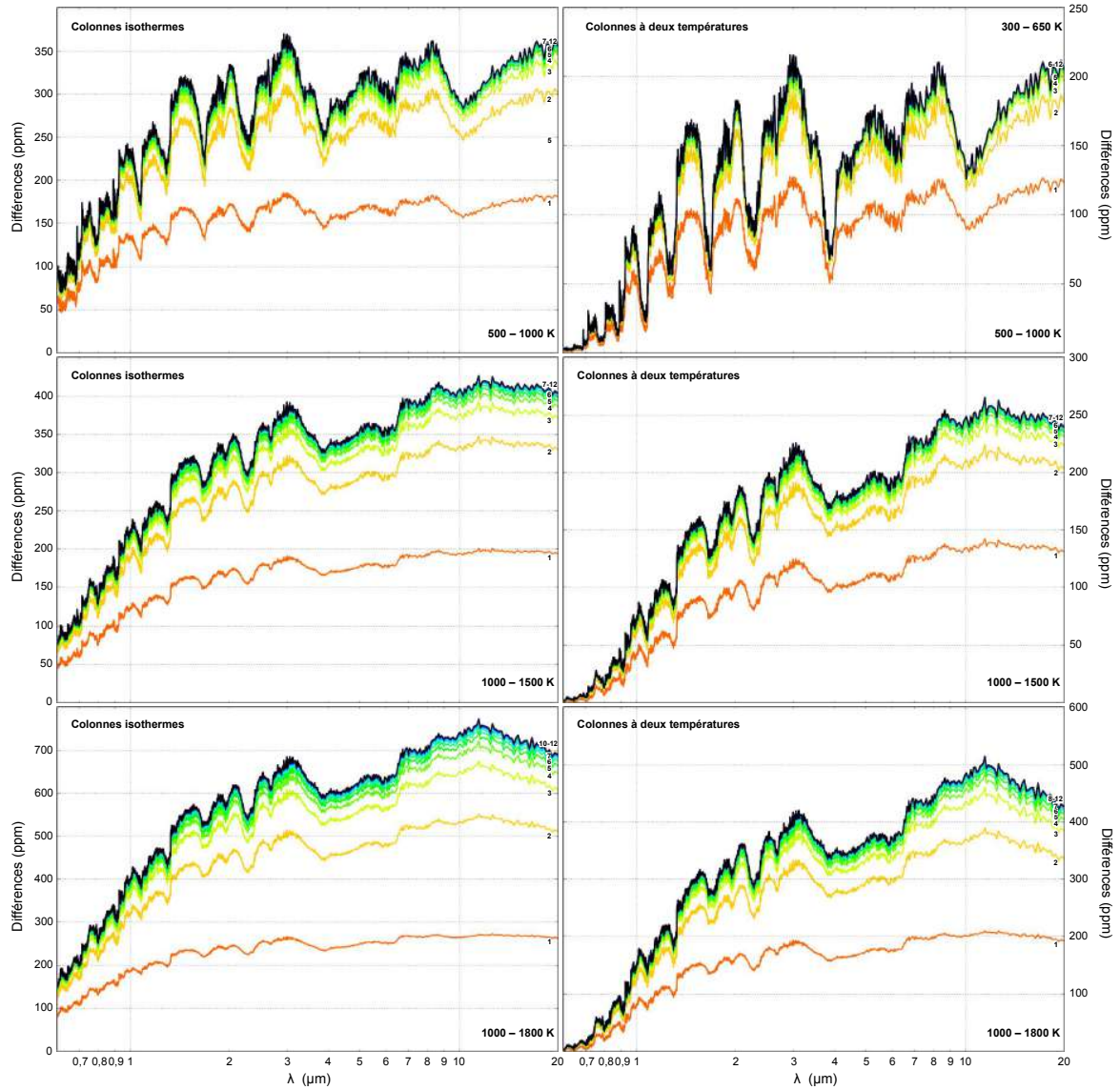


Figure 5.10: Différences entre les spectres de la figure Figure 5.7 calculées à partir du spectre $\beta = 0^\circ$ et exprimées en ppm. À gauche sont représentées ces différences pour les 3 doublets de températures avec des colonnes isothermes. Ces mêmes figures sont représentées à droite dans le cas des colonnes à deux températures. Les échelles ne sont pas les mêmes entre les deux types d'exoplanète.

convergences interviennent beaucoup plus rapidement qu'avec la mini-Neptune. Dans le premier cas, les angles de convergence sont respectivement proches de 45° , 75° et 90° si nous supposons un niveau de bruit acceptable de l'ordre de 50 ppm. Dans le deuxième cas, elles interviennent plus tôt pour des angles de $30 - 45^\circ$, $45 - 60^\circ$ et $60 - 75^\circ$. Tout comme il a été souligné dans la partie précédente, la présence de la couche isotherme a pour effet indirect de compacter les spectres et d'accélérer leurs convergences. De même, à l'image des doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K de l'exoplanète précédente, la signature spectroscopique du cas 500 - 1000 K est directement affecté par la présence de la couche isotherme à 1000 K bien que cela soit moins marqué. Le visible et les bandes les moins absorbantes du proche infra-rouge sont concernées et traduisent d'un niveau sondé de plus basse altitude que l'interface. Cet exemple devrait donc diverger des autres dans son comportement vis-à-vis des paramètres d'inversion mais de manière moins spectaculaire qu'avec la Mini-Neptune.

idem...

quelles tendances ?

L'amplification des tendances pour une exoplanète de plus grandes dimensions s'expliquent par le rapport R_p/H_0 des deux objets d'étude. Ce rapport est beaucoup plus faible pour la géante gazeuse et cela réduit en conséquence l'angle d'ouverture moyen de la zone radiativement significative ainsi que l'angle de pénétration. L'influence de ce rapport R_p/H_0 sur les angles d'ouverture et de pénétration est d'ailleurs détaillé dans Annexe A et nous avons placé pour les deux exoplanètes les 3 doublets de température associés sur la Figure A.2 (cercles bleus et rouges). Les ψ des doublets de la mini-Neptune tournent respectivement autour de 20° , 28° et 38° , tandis que ceux de géante gazeuse autour de 10° et 13° . En divisant par 2 les angles de pénétration, nous divisons également par 2 la région réellement sondée dans les atmosphères de part et d'autre du terminateur (en n'oubliant pas la dissymétrie plus ou moins intense en fonction du contraste). Les effets de mixage thermique des sections efficaces sont en conséquence amoindris, puisque la diversité de température rencontrée par les rayons échantillons est plus faible, et la signature spectroscopique est moins sensible au contraste de température, ou tout du moins, nécessite qu'il soit beaucoup plus resserré autour du terminateur (faibles β) pour réellement impacter le spectre.

On ne conserve pas une intuition dans une thèse ou un article scientifique. Sauf si elle reste à l'état d'intuition et est présentée en perspective de futures études dans les discussions.

Il faudrait peut-être ici annoncer les questions associées, à savoir :

- à quel point un spectre obtenu pour une atmosphère uniforme avec un isoprofil 1D peut-il reproduire celui obtenu avec nos structures 3D ?

- Si c'est le cas, et que donc l'inversion peut obtenir une solution satisfaisante, les contraintes que l'on obtient sur la température et l'abondance de l'absorbant sont-elles "acceptables". En notant que l'abondance a une importance particulière puisque l'objectif annoncé de ce type d'observation est de contraindre les abondances élémentaires.

- Si ce n'est pas le cas, et bien l'inversion ne marche pas mais ne conduit pas à un résultat faussé. ?

Ces commentaires et intuitions sont maintenant à confronter aux inversions elles-mêmes et nous tenterons de fournir une explication claire en plus quantitative des tendances tout en s'appuyant sur les figures Figure 5.7, Figure 5.8, Figure 5.9 et Figure 5.10.

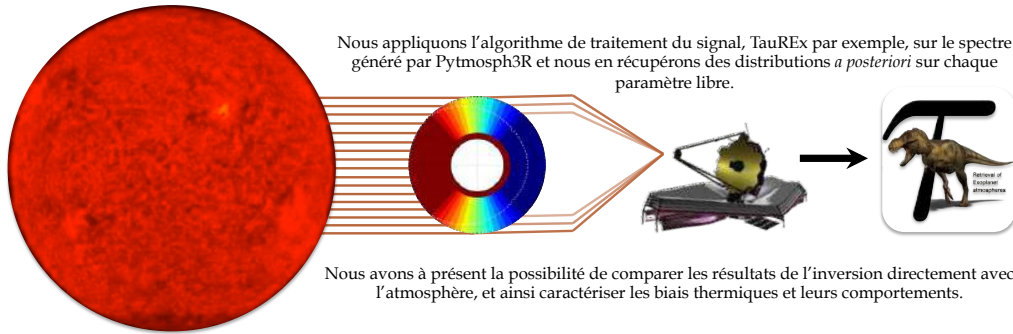
5.3 Impact sur le retrieval

Nous inversons les spectres obtenus au moyen de l'algorithme TauREx (Waldmann et al. 2015) avec ou sans la couche isotherme. Nous allons établir une corrélation entre le comportement des distributions *a posteriori* et l'angle de contraste β et ainsi permettre un début de caractérisation des biais associés à des hétérogénéités horizontales et/ou verticales en température. Nous raisonnerons tout d'abord à partir du critère de vraisemblance, ici le χ^2 réduit, pour ensuite affiner nos conclusions avec les courbes d'évolution des paramètres libres. Nous appuierons notre argumentation au moyen des angles de pénétration ψ_* , ψ_+ et de leurs dissymétries ($\psi_* - \psi_+$) proposés en Annexe C.

5.3.1 Critère de vraisemblance et remarques associées

La Figure 5.11 expose le critère de vraisemblance obtenus lors des différentes inversions. Le critère utilisé est le χ^2 réduit calculé comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \frac{(\delta_{3D,\lambda} - \delta_{1D,\lambda})^2}{\sigma_{obs,\lambda}^2} \frac{1}{N_{\lambda}} \quad (5.3)$$



où $\delta_{3D,\lambda} - \delta_{1D,\lambda}$ serait la différence entre le spectre d'entrée (3D) et le spectre solution retourné par TauREx (1D), $\sigma_{obs,\lambda}$ l'erreur sur le flux d'entrée à la longueur d'onde λ considérée et N_λ le nombre de raies dans la gamme utilisée lors de l'inversion. Lorsque ce coefficient est inférieur ou égal à 1, l'écart entre les spectres est en moyenne inférieur ou égal au bruit et les spectres sont considérés comme indiscernables. Lorsque sa valeur est supérieure à 1, les solutions deviennent de plus mauvaises qualités et cela indique en outre une plus grande difficulté rencontrée par l'algorithme de traitement du signal à trouver une solution "vraie" pour les spectres d'entrée concernés. Certaines solutions peuvent tout à fait correspondre à un minimum du critère de vraisemblance, lui-même basé sur l'évaluation du χ^2 , et pourtant ne pas correspondre à une solution représentative, c'est-à-dire avec un χ^2 proche de 1. Il se peut aussi que les différents minima soient associés à des coefficients assez proches (1 et 2 par exemple), et cette dégénérescence ait finalement du sens. Pour l'ensemble des commentaires qui seront formulés dans les paragraphes à venir, nous nous appuierons uniquement sur les solutions pour lesquelles ce coefficient sera faible, nous avons toutefois laissé dans les figures, lorsqu'elles n'altéraient pas la lisibilité des graphiques, les dégénérescences obtenues sur les 3 paramètres libres. En conséquence, sur certaines d'entre elles, un paramètre pourra présenter une dégénérescence qui ne se retrouvera pas sur un autre paramètre parce que l'écart à la tendance globale sera trop important (et souvent la solution en question sera associée à un χ^2 très grand).

De manière générale, les χ^2 réduits des atmosphères de GJ 1214 b sont plus élevés que ceux de HD 209458 b, mais cela est en partie lié aux petites dimensions de la planète et de son étoile. Ces mêmes coefficients peuvent paraître aussi très faibles en comparaison pour la dernière série d'étude (PandExo (1-10 microns)). Le bruit associé aux spectres est dans cette étude beaucoup plus grand puisqu'il tient compte des systématiques de l'instrument, relaxant par ailleurs la contrainte des spectres. Toutefois dans l'ensemble, les χ^2 réduits sont soit médiocres (2 - 3), soit bons (< 2) et dans quelques rares cas assez mauvais (> 3). Concernant les atmosphères aux colonnes isothermes. Comme nous pouvons le constater, les cas champignons ($\beta = 0^\circ$) sont bien contraints avec des coefficients proches ou inférieurs à 1, et tous ceux se rapprochant de la structure en poire ont également des coefficients proches de 1. Nous retrouvons d'ailleurs l'effet de convergence pressenti dans le paragraphe précédent (voir § 5.2). Les plus grosses difficultés ont été rencontrées pour les atmosphères à colonnes isothermes et en particulier pour les angles de contraste faibles, compris entre 10° et 60° . TauREx propose en effet des solutions de moins bonne qualité pour ces angles qui correspondent également à des transitions abruptes entre le côté chaud et le côté froid de l'atmosphère, sans être parfaitement nettes. La diversité de température, certes faible, mais de grande amplitude imprégnant le spectre de sa signature complique clairement l'identification à une atmosphère isotherme. Cet intervalle d'angle de contraste génère donc les biais les plus complexes à compenser par TauREx.

Concernant les atmosphères présentant une couche isotherme. Les χ^2 réduits sont plutôt satis-

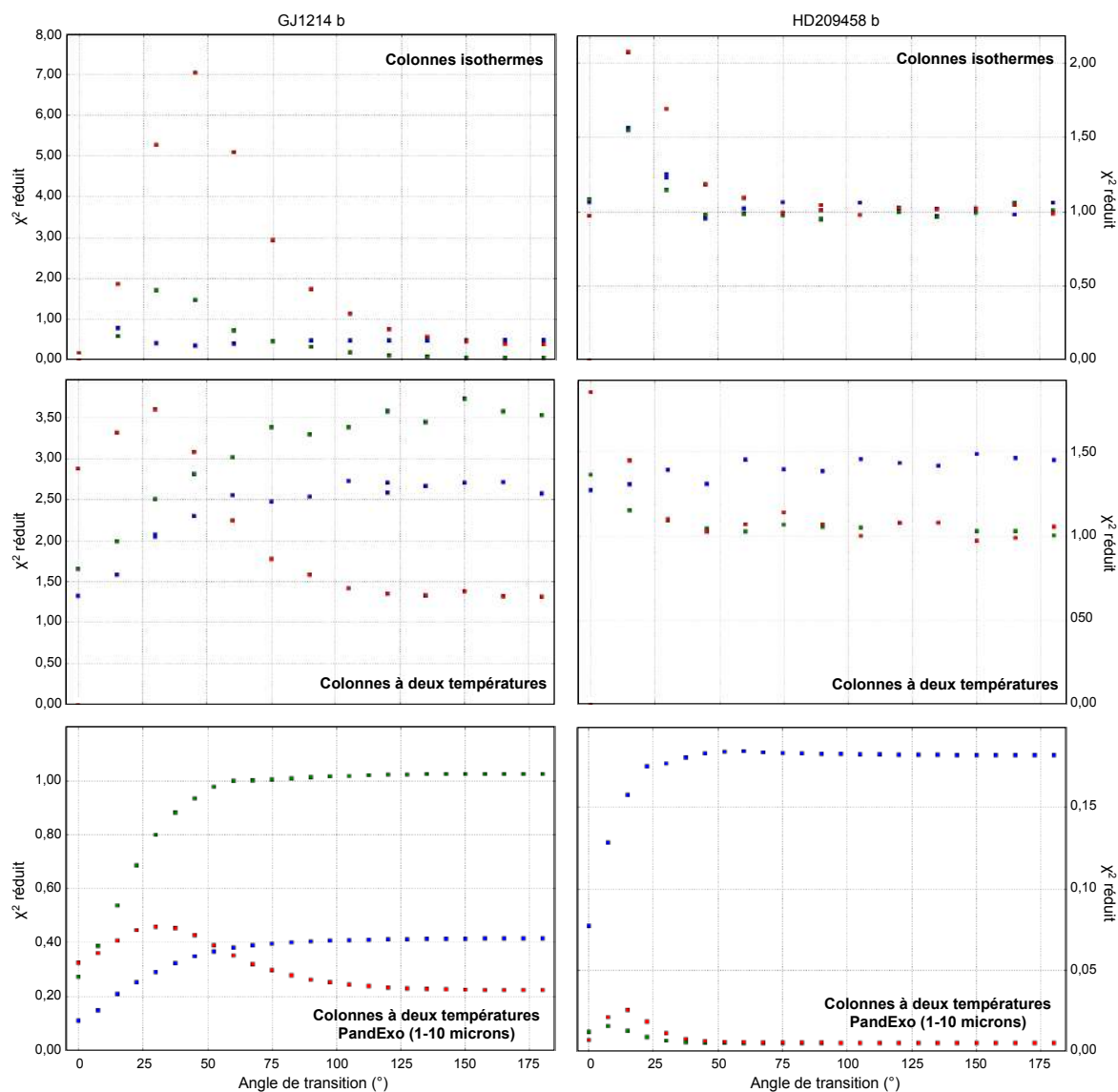


Figure 5.11: χ^2 réduit comme critère de vraisemblance pour les 6 études réalisées. Sont représentées à gauche les résultats dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b, et à droite dans celui d'une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Dans chaque graphique les carrés bleu est associé au doublet de température le plus faible (respectivement 300 - 650 K et 500 - 1000 K), en vert le doublet intermédiaire (respectivement 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K) et enfin en rouge le doublet de plus haute température (respectivement 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K). Certaines solutions ne sont pas représentées ici car leurs χ^2 étaient trop élevés.

134 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

faisants mais ils indiquent tout de même une influence non négligeable de cette couche dans la vraisemblance des solutions que TauREx veut nous proposer. Les paquets fortement pollués de manière directe par la signature spectroscopique de la basse atmosphère chaude, à savoir les doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K pour GJ 1214 b et le cas 500 - 1000 K pour HD 209458 b, perdent la tendance précédemment soulignée et voit leurs χ^2 réduits augmenter jusqu'à une valeur seuil. Plus les spectres sondent bas dans l'atmosphère, plus la couche isotherme s'imprègne et plus le mixage thermique est compliqué à contraindre. Cela affecte donc les doublets de plus basses températures et l'effet s'accroît avec l'angle de contraste. Enfin les résultats obtenus à la résolution du JWST et en utilisant le générateur de bruit PandExo suivent des tendances plus stables avec lesquelles nous pouvons clairement observer deux types de convergences :

- Les convergences piquées : la qualité décroît jusqu'à passer par un minimum avant de croître et de se stabiliser au-delà d'un angle de contraste (GJ : 1000 - 1500 K ; HD : 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K).
- Les convergences à seuil, la qualité décroît jusqu'à une valeur maximale du χ^2 réduit atteinte à partir d'un angle de contraste qui dépend de l'exoplanète, du doublet, probablement de sa gamme et de son amplitude (GJ : 300 - 650 K et 500 - 1000 K ; HD : 500 - 1000 K).

Nous serons donc confronté à deux comportements distincts dans l'évolution des distributions *a posteriori* retournées pour chaque paramètre d'inversion. Dans les paragraphes suivants, nous avons pris le parti de présenter les résultats puis de développer nos interprétations avec le cas le plus simple des atmosphères à colonnes isothermes, puis d'identifier l'origine des différences constatées lorsque nous rajoutons une couche isotherme, et enfin lorsque nous changeons de set de section efficace et de gamme spectrale d'inversion. Nos interprétations et explications seront à la fois supportées par la vraisemblance des solutions et par l'étude des angles de pénétration proposée en Annexe C.

5.3.2 Atmosphères à colonnes isothermes

Intéressons-nous à la première série d'atmosphère correspondant à la Figure 5.1 avec des colonnes isothermes et un gradient de température linéaire sur un angle de contraste β centré sur le terminateur. La Figure 5.12 illustre les résultats obtenus dans le cas de la planète aux dimensions de GJ 1214 b (à gauche) et de celle aux dimensions de HD 209458 b (à droite). Comme nous l'avons fait remarquer, il ne faisait aucun doute que les hétérogénéités de température biaisaient l'inversion de par la simple observation des spectres et de leurs différences, mais nous étions jusqu'alors incapable de préciser dans quels cas de figure et dans quelle mesure ils pouvaient nous duper sur l'identité des atmosphères que nous observions.

Une moitié d'atmosphère et compensations entre paramètres libres

Les tendances sont similaires pour les deux types d'exoplanète. La température médiane part d'une valeur proche de celle du côté jour lorsque l'angle de contraste est nul (cas champignon) et tend progressivement vers la température du terminateur qui est la moyenne des températures extrêmes (cas poire). Il est intéressant de constater que dans le cas champignon, non seulement la température correspond à quelques degrés près à celle du côté jour, mais l'abondance en eau est également extrêmement bien contrainte en s'identifiant à la valeur attendue. Pour ces structures atmosphériques, tout se passe comme si le côté nuit de l'atmosphère était écranté par le côté jour. D'un point de vue spatial, nous pouvions déjà le pressentir dans la figure Figure 5.1 sans pouvoir exactement estimer la balance des poids portés par chacun des côtés.

température inversée (la médiane de la distribution *a posteriori*)

(footnote ?) Rappelons que dans notre cas l'abondance d'eau est uniforme. Nous n'avons pas étudié le cas où l'eau (ou un autre absorbant) ne serait pas répartie uniformément entre régions chaudes et froides.

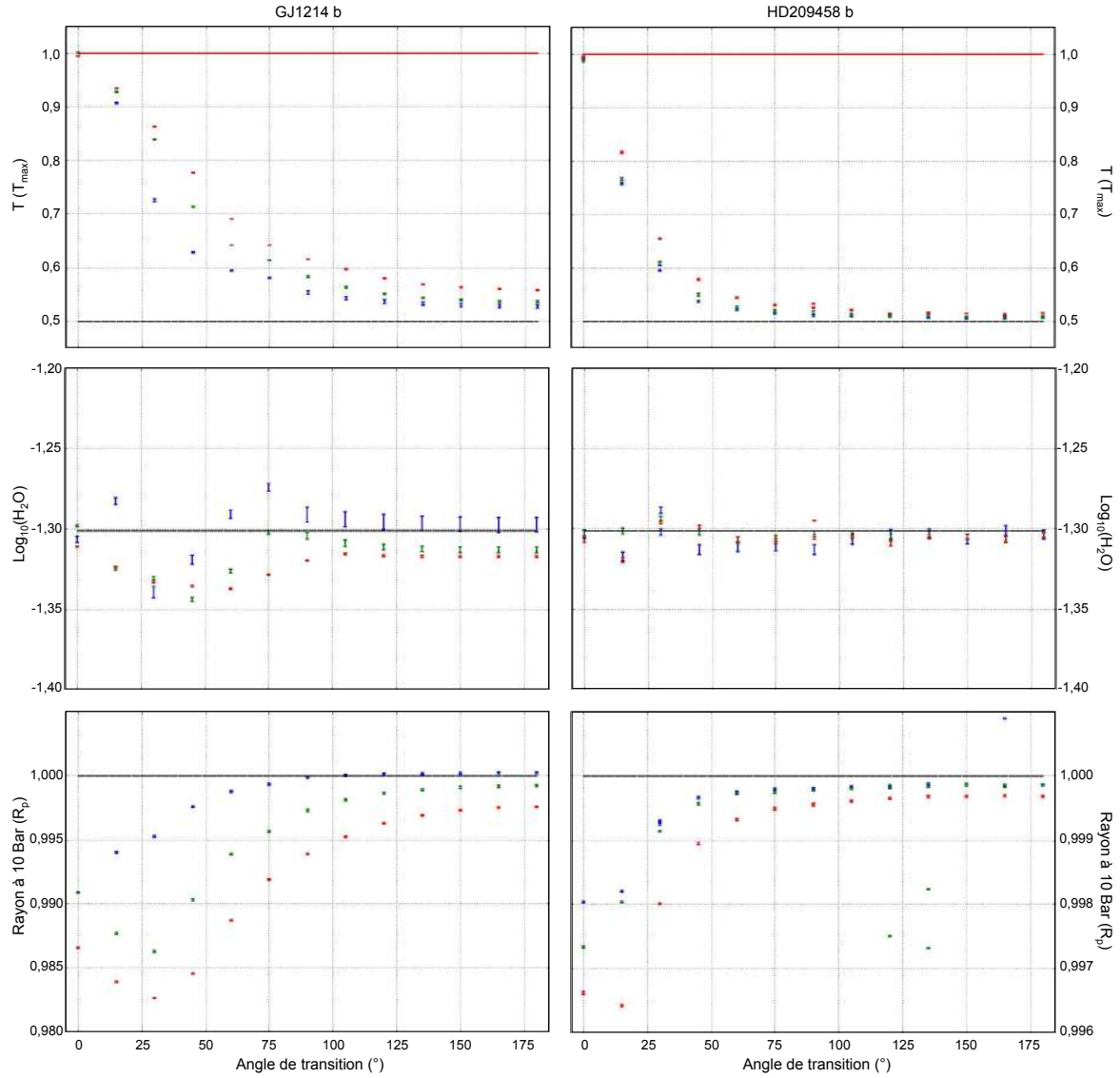


Figure 5.12: Résultats des distributions *a posteriori* obtenues après inversion des atmosphères hétérogènes en température. À gauche : distribution dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b ; à droite : dans celui d'une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentées les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de température testés, respectivement : 300 - 650 K (bleu), 500 - 1000 K (vert) et 1000 - 1500 K (rouge) ; 500 - 1000 K (bleu), 1000 - 1500 K (vert) et 1000 - 1800 K (rouge). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en H_2O est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir.

Les Figures C, C et C donnent les angles ψ_* et ψ_+ pour les 3 doublets de GJ 1214 b et dans les 3 cas, les atmosphères champignons présentent des angles de pénétration nuit proches de 0° (voire négatif) et des angles de pénétration jour quasi égaux aux dissymétries. Ainsi, sur l'ensemble du spectre, la région sondée pour ces atmosphères se localise exclusivement dans l'hémisphère jour. D'une certaine manière, nous avons donné à TauREx des moitiés d'atmosphères isothermes à la température des côtés jours, et pour compenser l'absence des autres moitiés, il a joué sur les autres paramètres. Nous avons déjà discuté des compensation sur R_p et μ pour tenir compte de certains effets atmosphériques, comme la présence d'une couche isotherme, mais nous sommes confronté à un autre type de compensation. Ici, la signature spectroscopique est imprégnée par les opacités de la température chaude, et l'algorithme ne peut pas s'en éloigner sans perdre en vraisemblance. Une atmosphère entière avec ces caractéristiques serait trop opaque pour le spectre d'entrée et absorberait plus haut, en conséquence, l'algorithme trouve le meilleur compromis entre : la conservation de la température moléculaire T , celle de l'abondance en eau χ_{H_2O} , une solution "vraie" et un rayon à 10 Bar compatible avec les rayons effectifs observés. Ceci se traduit par une diminution des dimensions de l'exoplanète. On pourrait également imaginer jouer sur l'abondance en eau pour diminuer la hauteur d'échelle et ainsi contracter l'atmosphère, ce qui aurait un effet similaire à celui de réduire R_p . Toutefois, augmenter l'abondance dans le but d'accroître μ , et donc diminuer H , aurait aussi pour effet de réduire l'intervalle de rayons effectifs sur lequel s'exprime le spectre, et donc de grandement impacter la vraisemblance de la solution. C'est d'ailleurs tout particulièrement le cas avec l'eau comme absorbant car elle présente une grande amplitude spectrale dans la gamme que nous avons retenu et sonde une large couche atmosphérique. Après vérification, la différence entre le spectre champignon et un spectre extrême correspondant à une moitié d'atmosphère à la température du côté chaud (sans le côté nuit), est de l'ordre du ppm.

Les résultats obtenus avec HD 209458 b sont semblables et les différences de température à $\beta = 0^\circ$ sont de l'ordre de quelques K. Si nous rentrons dans le détail, les Figures C, C et C fournissent toutes les informations sur les angles de pénétration. Pour les 3 doublets de température, nous constatons que ψ_+ est toujours 3 à 4 fois inférieur à ψ_* sans pour autant s'approcher de 0° (entre 2° et 3°). Cela explique les écarts de températures, même si le côté jour reste largement dominant, et une diminution du rayon à 10 Bar qui ne correspond pas tout à fait à la compensation d'une demi-atmosphère chaude. En simulant cette moitié d'atmosphère dénuée de côté nuit et en comparant son spectre à celui du cas champignon nous trouvons un écart légèrement plus élevé de l'ordre de la dizaine de ppm. Les écarts étant ici très faibles, nous pouvons considérer que le comportement est identique pour les deux types d'exoplanète.

Evolution des distributions *a posteriori* avec l'angle de contraste et convergence

En ouvrant l'angle de contraste nous augmentons le mixage thermique, l'algorithme éprouve tout d'abord des difficultés à trouver le bon compromis entre les 3 paramètres avant de se stabiliser. En effet, même à petit β , le côté jour prédomine toujours sur le côté nuit car même si la zone *a priori* la plus importante dans la signature spectroscopique reste celle aux alentours du terminateur, nous sondons toujours davantage le côté jour plutôt que le côté nuit. Les figures de l'Annexe C soutiennent nos propos par une dissymétrie toujours positive. Cette dissymétrie augmente brusquement dès que l'angle de contraste n'est plus nul, traduisant d'une information localisée plus profondément dans l'hémisphère jour puisque le terminateur se refroidit. A mesure que l'angle de contraste augmente :

- La dissymétrie diminue et la zone réellement sondée par les rayons échantillons se resserre autour du terminateur sans pour autant atteindre la symétrie.
- ψ_* diminue, donc nous pénétrons moins profondément dans l'hémisphère jour. Les températures maximales accessibles décroissent par l'augmentation de l'angle de contraste (les températures

chaudes sont plus éloignées du terminateur) et le sont d'autant plus que nous ne conservons l'information spectroscopique sur des profondeurs de plus en plus faibles.

- ψ_+ augmente en parallèle, le côté nuit se réchauffe progressivement et son absorption devient de moins en moins négligeable et sa signature s'impose de plus en plus.
- Sans surprise, l'angle de pénétration suit lui aussi une tendance dictée par la brutalité ou la douceur du contraste de température et ses valeurs comme sa dissymétrie convergent lorsque β est très grand.

par le gradient de température

est

Cela se manifeste sur les distributions *a posteriori* par une diminution de la température qui sera toujours plus proche du parcours dominant, et donc des températures du côté jour pour converger vers celle du terminateur. Si nous prenons pour exemple le doublet 500 - 1000 K de GJ 1214 b, la Figure C nous indique qu'à $\beta = 30^\circ$, l'angle de pénétration est de l'ordre de $(24^\circ, 3^\circ)$. L'intervalle de température correspondant, et donc réellement ressenti, est compris entre approximativement 700 K et $T_j = 1000$ K puisque $\psi_+ > \beta/2$. TauREx propose une solution à 865 K, soit pour une colonne représentative qui serait à 8° du plan du terminateur. A l'inverse, pour $\beta = 150^\circ$, l'angle de pénétration est plutôt de l'ordre de $(15 - 21^\circ, 8 - 10^\circ)$ et sonde l'intervalle de température $[715 - 720, 800 - 820]$ K soit une amplitude d'à peine 100 K. Cette faible gamme rend progressivement au terminateur sa domination et la solution inversée, qui est à 760 K soit pour un central à 3° seulement, correspond suivant la résolution de la simulation à la colonne du terminateur ou en tout cas, à une colonne très proche. Pour les β intermédiaires, les températures perçues par les rayons échantillons évoluent entre une température proche de celle du terminateur, mais qui diminue avec β , et une température proche ou égale à celle du point sub-stellaire. C'est cette large diversité qui en explique la contrainte délicate, se remarquant sur les χ^2 réduits qui explosent justement quand l'amplitude en température est supérieure à $(T_j - T_n)/2$. Si nous reprenons le cas $\beta = 30^\circ$ du doublet 500 - 1000 K, le χ^2 réduits passe ainsi de 0,3 à 2. Lorsque l'angle de pénétration jour est proche du demi-angle de contraste, l'intervalle de température traversé par les rayons échantillons est maximal et la difficulté éprouvée par TauREx à trouver une solution fidèle atteint son paroxysme.

Concernant les deux autres paramètres, Le rayon à 10 Bar compense toujours le fait qu'une partie de l'atmosphère (pour les angles supérieurs à β) du côté nuit ne s'exprime pas ou très peu, mais la déviation diminue à mesure que nous ouvrons la région de transition et que la région sondée se symétrise par rapport au terminateur. L'abondance en eau permet quant à elle de jouer sur la hauteur d'échelle locale et ainsi de mieux moduler le spectre si la température qui lui est associée n'est pas suffisamment représentative. En conséquence elle ne subit d'écarts que lorsque la solution est de mauvaise qualité et est très bien contrainte le reste du temps.

Enfin dès lors que le demi-angle de contraste devient très grand devant l'angle de pénétration, la température converge vers celle du terminateur, le rayon à 10 Bar vers la valeur d'entrée et l'abondance vers celle des simulations. Le cas de la poire et/ou ceux qui s'en rapprochent n'induisent pas d'hétérogénéités en température suffisamment fortes pour provoquer un biais notable sur les spectres, et nous sommes typiquement dans le cadre de l'approximation consistant à ne se focaliser que sur le terminateur (méthode d'intégration des spectres aux limbes, § 4.2.1). Nous perdons alors l'information sur le caractère hétérogène de l'atmosphère.

Ces remarques et explications valent pour les deux types d'exoplanète mais les convergences semblent dépendre de la gamme de température comme du rayon planétaire.

138 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

Vélocité de la convergence en fonction des paramètres planétaires et atmosphériques

De quelle convergence parles-tu. S'agit-il de la dépendance à β ? S'agit-il de la convergence de l'inversion vers une solution ?

et varie peu sur l'épaisseur de l'atmosphère

En ce qui concerne GJ 1214 b, la convergence vers une température intermédiaire est beaucoup plus lente que pour HD 209458 b, et ce avec des caractéristiques atmosphériques similaires (à l'exception de la hauteur d'échelle puisque la gravité de surface des deux objets diffère et évolue plus lentement pour la géante gazeuse du fait de ses dimensions). Avec le set 10_{wmo} utilisé, nous ne l'atteignons même pas tout à fait pour le doublet 1000 - 1500 K de GJ 1214 b quand le contraste est maximal. Nous considérons que la convergence est atteinte lorsque les paramètres n'évoluent presque plus et surtout que les barres d'erreur commencent à se recouvrir. Ainsi, à partir des distributions *a posteriori*, nous la localisons respectivement aux alentours de 90°, 120° et 150° d'angle de contraste pour la mini-Neptune, et pour des angles compris entre 80° et 100° pour la géante.

La je suis perdu avec l'utilisation du terme convergence... "La convergence de la dissymétrie de l'angle de pénétration" ? "Cohérente avec la convergence du χ^2 réduit".

Il faudrait synthétiser cette partie (Vélocité de la convergence...) de façon beaucoup plus concise et factuelle. Tel que c'est ce n'est pas du tout clair et beau trop long et

Premièrement, nous retrouvons des valeurs proches de celles que nous avons avancé lorsque nous avons commenté les spectres d'entrée (voir § ??). Ces mêmes valeurs sont également cohérentes avec la convergence du χ^2 réduit. La dissymétrie de l'angle de pénétration atteint également sa convergence pour des angles de contraste similaires bien que ce soit plus délicat de l'observer sur les figures de l'Annexe C. Troisièmement, est soulevé ici un effet des dimensions de l'exoplanète sur le biais thermique qui s'explique par la pénétration de l'atmosphère. Le rapport R_p/H_0 de HD 209458 b est 5,5 fois plus grand, à doublets identiques, que celui de GJ 1214 b, et ce faisant, la zone radiativement significative est comprise au sein d'un angle de pénétration également plus faible. Il passe ainsi de 15 - 27° à 4 - 8° pour le doublet commun 500 - 1000 K et de 20 - 40° à 6 - 10° pour le doublet 1000 - 1500 K (voir Figures C et ?? ; Figures C et C). De plus faibles angles de pénétration impliquent un mixage moins contraignant à inverser par TauREx et l'angle de contraste β devient plus rapidement supérieur. La température de convergence est d'ailleurs nettement plus proche de celle du terminateur car pour les β très élevés, l'angle de pénétration et l'intervalle de température sondé sont tellement faibles qu'il ne reste presque plus que la température du terminateur pour réellement s'imposer. La dissymétrie est d'ailleurs beaucoup plus faible (1 - 2°) qu'avec la mini-Neptune, ce qui montre bien que l'angle de pénétration est très resserré et presque centré sur le terminateur. Une fois la convergence atteinte, hormis quelques fluctuations, les grandeurs retournées par l'algorithme de traitement du signal restent constantes.

En suivant notre raisonnement, il n'est pas étonnant de constater que quelque soit le cas considéré, l'écart entre les températures extrêmes et leurs rapports sont décisifs dans la vélocité de la convergence précédemment discutée. Leurs influences sont plus simples à mettre en évidence avec GJ 1214 b. Le cas 300 - 650 K atteint la convergence seulement quelques degrés avant le cas 500 - 1000 K, tandis que le cas 1000 - 1500 K ne converge que beaucoup plus tardivement, voire pas du tout. Qui plus est, à faibles β , la diminution de la température n'est pas aussi franche pour les deux doublets à 500 K d'amplitude pour celui à 350 K. Si on observe les atmosphères de HD 209458 b, les doublets à 500 K d'amplitude ont des comportements proches, avec une décroissance légèrement plus rapide pour le doublet 500 - 1000 K, tandis que le cas à 800 K d'amplitude diminue plus lentement sur les premiers β avant de s'écrouler pour atteindre la convergence en quelques dizaines de degrés. L'amplitude entre les températures extrêmes conditionne celle qui va être rencontrée au sein de l'angle de pénétration. Une atmosphère avec un gradient de température fort (grande amplitude) imposera donc également une plus large diversité d'identités spectroscopiques par le biais des sections efficaces. Il sera alors plus difficile de trouver une température qui fera le compromis entre le mixage réellement rencontré dans l'atmosphère, les parties à haute température absorbant davantage que celles à basse température, et ce qu'un modèle à 1 température peut reproduire. Donc lorsque nous disions que la convergence était atteinte du moment où les températures rencontrées étaient suffisamment proches pour être assimilables à celle du terminateur lors de l'inversion, il paraît évident que l'opération soit plus délicate à atteindre lorsque nos atmosphères sont particulièrement contrastées.

La persistance d'un biais intense va dépendre essentiellement, là encore, de l'angle de pénétration. Pour une amplitude donnée, si l'angle de pénétration est très grand, il retarde sur des β plus élevés l'expression des températures intermédiaires, et évidemment celle des températures plus froides. Tant que la température T_j s'exprime sur un angle non négligeable, la température retournée reste très proche de T_j . De la même manière, lorsque l'angle de contraste devient supérieur à l'angle de pénétration, la chute de l'amplitude des températures sondées est d'autant plus rapide que la différence $T_j - T_n$ est grande. Nous le remarquons avec les figures de l'Annexe C pour les plus grandes longueurs d'onde, aux sections efficaces moins sensibles à la température et qui peuvent présenter des comportements exacerbés pour les premiers β avant de suivre la tendance générale. Notons que cet effet dépend également de la sensibilité des sections efficaces avec la température. Dans notre cas, l'absorption de l'eau augmentent très fortement pour des températures inférieures à 1 200 K, et encore plus fortement entre 300 et 750 K. Le doublet 500 - 1000 K est donc celui qui présente à la fois le plus grand écart de température et la plus grande variation de section efficace, et la courbe $T = f(\beta)$ est fortement déformée aux faibles β , plus que le doublet 1000 - 1500 K qui a une décroissance plus progressive reposant sur des variations d'opacités plus faibles.

Soulignons tout de même le simple effet géométrique qui accentue, par-delà la dépendance avec la température des sections efficaces, la dissymétrie de l'angle de pénétration puisque la hauteur d'échelle est une fonction linéaire de T . Ainsi, le rapport des hauteurs d'échelle conditionne d'un point de vue spatial celui des rapports de contribution des côtés chauds et froids. Un rapport T_j/T_n élevé comme c'est le cas pour les situations 300 - 650 K et 500 - 1000 K induit un côté jour deux fois plus étendu que le côté nuit, et ceci favorise l'expression du côté jour et donc des hautes températures. Si ce rapport décroît, les extensions spatiales se rapprochent pour les deux côtés et ceci favorise, en comparaison avec le cas précédent, l'expression du côté nuit. Le rapport des composantes de l'angle de pénétration ψ_-/ψ_+ passe par exemple d'un facteur 3 pour les doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K tandis qu'il n'est plus que de 2 pour le doublet 1000 - 1500 K aux β intermédiaires. Cet effet est d'autant plus marqué que le rapport R_p/H_0 est faible puisqu'il est accentué par la décroissance rapide de la gravité avec l'altitude. Il est plus compliqué de l'établir dans le cas de HD 209458 b, notamment parce que ses angles de pénétration sont déjà faibles et que la résolution des simulations que nous avons utilisé n'est pas bonne. Les pas en longitude sont de $5,625^\circ$, ce qui veut dire qu'à l'équateur, les rayons échantillons ne traversent qu'au maximum 3 colonnes différentes, et donc 3 températures.

Conclusion sur les biais thermiques en l'absence d'hétérogénéités verticales

Si nous devons conclure sur les biais thermiques observés dans le cas des atmosphères à colonnes isothermes :

- Lorsque la transition entre le côté chaud et le côté froid est très brutal, nous ne conservons d'informations que sur le côté chaud.
- Nous perdons l'information sur les deux côtés du moment où cette transition s'effectue sur un angle proche ou supérieur à l'angle de pénétration qui peut s'estimer à partir du rapport R_p/H_0 , seule la signature du terminateur nous est accessible.
- Les biais thermiques dépendant de l'angle de pénétration, elles dépendent également de R_p/H_0 . Plus ce rapport est grand, plus le biais persiste sur des angles de contraste grands, et inversement.
- Plus l'écart de température $T_j - T_n$ est grand, et plus la persistance des biais thermiques intenses (fortes déviations des températures retournées) risque de s'étaler sur de plus grands angles de contraste.

mais nous avons considéré une abondance uniforme et un seul absorbant. par ailleurs nous avons considéré uen molécule, H2O, qui absorbe sur tout le spectre considéré et qui sonde donc une grande plage de niveaux dans l'atmosphère. Des biais différents sont attendus pour des molécules dont la signature est plus localisé dans le spectre.

bar ne prend pas de majuscule (ce n'est pas le nom d'une personne).

avoir un effet, mineur mais présent, sur le spectre et l'inversion.

produirait de forts biais

140 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

- Lors de cette étude, l'abondance de la molécule est relativement bien contrainte quel que soit l'angle de contraste.
- Le rayon à 10 Bar reste un paramètre de compensation.

Dans le cas de la simulation de GJ 1214 b, l'amplitude de température est plus proche du cas 300 - 650 K avec un angle de contraste entre 30° et 45°, sans être linéaire comme nous l'avons supposé dans cette étude. Sur la figure Figure 5.12, on remarque que cet angle n'est dans la zone de convergence et donc que les biais thermiques horizontaux devraient subsister sans pour autant être de très grande ampleur. A cela s'ajoutaient les effets radiaux, les effets de composition et des effets verticaux. Il y a néanmoins fort à parier que le même objet mais avec une amplitude et/ou une gamme de températures plus élevée subirait des biais horizontaux très intenses se manifestant par une caractérisation atmosphérique essentiellement portée par le côté jour lors de son inversion.

Nous discuterons plus en détail des effets azimutaux dans la section § 5.4, et notamment de la dilution qu'ils peuvent générer, et nous allons à présent mettre en évidence l'influence de la basse atmosphère de plus haute température sur les résultats que nous avons obtenu ainsi les interactions possibles entre les biais horizontaux et les biais verticaux.

5.3.3 Atmosphères à deux températures

Comme nous le soulignons dans le paragraphe précédent, les atmosphères à colonnes isothermes sont intéressantes en tant que cas d'école, mais sont très loin de la réalité. Pour s'en rapprocher, nous avons proposé des simulations présentant une couche atmosphérique isotherme délimitée à un niveau de pression obtenu à partir des observations faites sur le panel de simulations publiées dans la littérature. Les résultats de l'inversion de ses atmosphères sont compilés dans la figure Figure 5.13.

Tout d'abord, la plupart des commentaires formulés lors de l'étude précédente sont aussi valables dans le cadre de celle-ci :

- Lorsque la transition entre le côté chaud et le côté froid est très brutal, nous ne conservons toujours que l'information sur le côté chaud, bien que nous ne soyons plus exactement sur les caractéristique de cette moitié d'atmosphère.
- Lorsque la transition s'effectue sur un angle proche ou supérieur à l'angle d'ouverture, seule la signature du terminateur nous est accessible tant que d'autres biais n'interviennent pas dans sa caractérisation (nous préciserons ce point dans les paragraphes qui suivent).
- La dépendance avec R_p/H_0 de la convergence est toujours observable.
- Nous observons toujours une assez bonne contrainte de l'abondance de la molécule active tant que d'autres biais n'interviennent pas dans sa caractérisation (nous préciserons ce point dans les paragraphes qui suivent).
- Le rayon à 10 Bar sert toujours de compensateur, mais cette fois-ci, son comportement est un peu différent.

Certains points nécessitent toutefois des précisions, notamment en ce concerne les doublets de plus basses températures, et ce pour les deux types d'exoplanète.

Nous avons déjà discuté à deux reprises du comportement du rayon à 10 Bar jouant le rôle de compensateur dans l'optique de permettre de coller un modèle 1D avec le spectre de la simulation 3D. Nous

des corrélations et compensations qui existent lors de l'inversion d'un profil 1D entre le rayon à 10 bars et les autres paramètres ajustés (la température et l'abondance de l'absorbant)

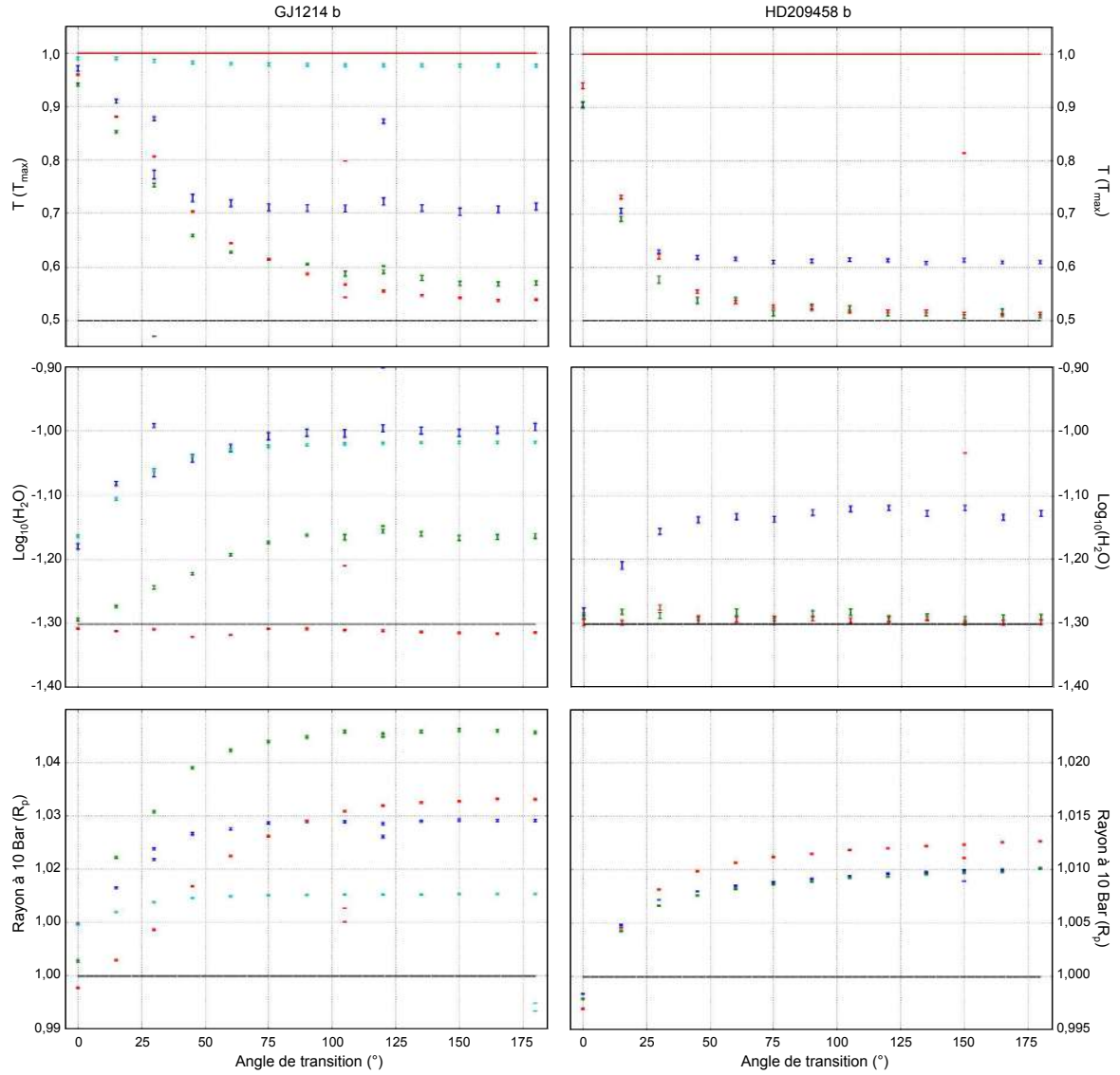


Figure 5.13: Résultats des distributions a posteriori obtenues après inversion des atmosphères hétérogènes en température. À gauche : distribution dans le cas d'une exoplanète des dimensions de GJ 1214 b ; à droite : dans celui d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentées les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de température testés, respectivement : 300 - 650 K (bleu), 500 - 1000 K (vert) et 1000 - 1500 K (rouge) ; 500 - 1000 K (bleu), 1000 - 1500 K (vert) et 1000 - 1800 K (rouge). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et de l'isotherme. Nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en H_2O est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir.

expliquions le rayon sous-estimé dans la partie précédente comme la compensation de la "perte" d'une partie de la moitié froide de l'atmosphère. Dans le cas d'une transition brutale, les cas champignons, le rayon à 10 Bar est proche ou légèrement sous-estimé par rapport à celui de la simulation alors que la température retournée est certes proche de celle du côté chaud, mais s'en écarte tout de même de 5 à 10 % suivant le doublet ou le type d'exoplanète. Deux aspects essentiels sont corrélés ici et nous allons voir que nous ne voyons finalement pas la même chose que dans l'étude précédente. Premièrement, en ajoutant une couche isotherme à la température du côté jour jusqu'à 10 mBar c'est comme si nous avions réhaussé les colonnes du côté nuit sans toucher à celles du côté jour qui restent inchangées. La conséquence de cela est que nous ne pouvons plus affirmer que ce côté est totalement écranté. Il s'exprime effectivement très légèrement, mais suffisamment pour que le résultat de l'inversion ne contiennent plus exclusivement l'information des hautes températures, cela se ressentant sur ce petit écart en température, mais aussi sur un rayon à 10 Bar plus grand. Deuxièmement, si le côté nuit s'exprime du fait de sa structure, les bandes les moins absorbantes traduiront davantage de ce mixage entre les opacités extrêmes que les bandes les plus intenses, qui elles ne porteront que l'information du côté chaud. Si une température un peu plus faible traduit au mieux de cette variété, il est nécessaire de replacer convenablement la zone radiativement significative, ce qui se traduit par un rayon à 10 Bar plus élevé que si la température s'était identifiée à celle du côté jour. Il compense ainsi à la fois la dissymétrie de l'atmosphère et l'écart en température, et donc en extension spatiale, de la couche isotherme et du côté jour.

À l'image de la tendance observée dans le cas des colonnes isothermes, ce rayon augmente jusqu'à atteindre la convergence. Contrairement au cas précédent, il est surestimé pour presque tous les angles de contraste. La dissymétrie atmosphérique nécessite de moins en moins une compensation lorsque nous ouvrons la transition, mais d'un autre côté, la température du modèle 1D décroissant, l'algorithme doit augmenter R_p pour traduire de la présence de la couche isotherme qui est beaucoup plus chaude. Par un simple calcul, en remplaçant le rayon à 10 Bar et la température par les valeurs de convergence, nous retrouvons à quelques dizaines de km près les mêmes niveaux d'altitude à 10 mBar. Notons d'ailleurs que si nous écartons le cas 500 - 1000 K dans le cas de HD 209458 b, les tendances sont identiques au cas sans isotherme, et les arguments que nous avons avancé sur l'influence de l'amplitude et de la gamme de températures sur la vitesse de convergence à faibles β et à fort β se retrouvent bien. En écartant le cas 300 - 650 K pour GJ 1214 b, nous avons le même sentiment pour les faibles β , mais ils se perdent par la suite par une convergence précoce de la température avec le doublet 500 - 1000 K. Les doublets écartés ne respectent même plus du tout ce que nous avons dit jusqu'ici.

la même conclusion

Les cas 300 - 650 K et 500 - 1000 K pour GJ 1214 b et 500 - 1000 K pour HD 209458 b présentent des tendances tout à fait distinctes de celles que nous avons pu observer jusqu'alors. Il s'agit ici d'une contamination par un autre type de biais. Lorsque nous observons les spectres (voir Figure 5.7 et Figure 5.9) de cette série d'atmosphères, nous ne pouvons pas ignorer le fait que pour la plupart d'entre eux, les niveaux les plus bas en terme d'absorption sont relativement identiques. En comparant les rayons effectifs associés à ces niveaux et les structures thermiques des atmosphères, nous nous rendons compte qu'ils sont en fait en dessous 10 mBar, et donc que les rayons échantillons traversent au terminateur la couche isotherme. Et alors que dans l'étude précédente, les χ^2 réduits étaient toujours très bons, passant par un maximum pour les β faibles avant de diminuer jusqu'à une valeur plus qu'acceptable, ce coefficient ne diminue plus dans les 3 cas de figure précités et augmente ou stagne sur une valeur beaucoup moins satisfaisante (de l'ordre de 3 ou 4). Autrement dit, l'algorithme a beaucoup de mal à trouver un compromis entre les aspects géométriques, et donc essentiellement thermiques, de l'atmosphère et ses propriétés optiques. Toute une partie du spectre est marqué comme signature de la température du côté jour par le biais de la couche isotherme, et ce même à très grand β , tandis que l'autre partie s'imprègne des niveaux supérieurs, et à terme, de la température du terminateur. La persistance de l'expression des hautes températures entraîne donc la convergence vers une température plus élevée que celle du termi-

nateur, respectivement 130 K, 70 K et 100 K pour les 3 cas qui nous intéressent.

S'en suit un effet domino sur les autres paramètres libres et notamment l'abondance en eau qui devient assez largement surestimée. Dans le cas 300 - 650 K de GJ1214 b, elle est doublée, tandis que dans les deux autres cas elle est augmentée respectivement de 40% et 50% à la convergence. Ces valeurs pourraient paraître acceptables, après tout nous étions relativement satisfait des résultats de l'inversion pour la simulation de [Charnay et al. \(2015\)](#) avec pourtant des déviations plus grandes, toutefois cet exemple comptait 6 molécules à contraindre tandis que le notre n'en présente qu'une seule. Qui plus est, au vue de la contrainte excellente obtenue lorsque cet effet vertical n'intervient pas, nous pouvons parler d'écarts remarquables et gênant pour les observations à venir. Enfin, la corrélation entre le poids moléculaire moyen, l'abondance et la température joue également sur le comportement du rayon à 10 μm qui réagit en suivant une tendance distincte des autres cas. Étant donné ces corrélations, elles-mêmes liées au transfert radiatif, il est difficile de trouver une explication claire de ces tendances qui tiendra compte de tous ces aspects. Au premier ordre, si nous séparons les aspects géométriques et les aspects radiatifs, la contrainte de la température est dominée ici par les aspects radiatifs puisque c'est le mixage des opacités qui entraîne sa surestimation. Cette température trop élevée entraîne également une hauteur d'échelle trop élevée pour replacer convenablement la zone radiativement significative ainsi que son extension spatiale. L'algorithme trouve le compromis en jouant sur R_p et μ pour la positionner, tandis qu'il joue sur μ pour maintenir les niveaux extrêmes du spectre, ce qui se traduit par une augmentation de μ et donc de l'abondance en eau. En effet, dans ces 3 cas, l'écart relatif en température par rapport à la température du terminateur est respectivement d'environ 27%, 10% et 14%. Le poids moléculaire moyen devient respectivement 0,00387, 0,00340 et 0,00348 contre 0,00309 dans les simulations, soit une déviation de 25%, 10% et 13%

5.3.4 Approche analytique en soutien de nos conclusions

Nous allons montrer que nous pouvons conforter l'ensemble des remarques formulées dans les paragraphes précédents avec une approche analytique. Nous allons appliquer pour cela les formules de Guillot ([Guillot 2010](#)), mais sur deux demi-atmosphères correspondant au côté froid et au côté chaud dans le but d'en déterminer les rapports de contribution aux profondeurs optiques. Le détail des calculs aboutissant aux expressions qui vont suivre se retrouve dans Annexe D.

Cas champignons, en l'absence de pollution directe par la couche isotherme

Nous nous plaçons dans les deux situations où soit les colonnes atmosphériques sont isothermes, soit elles sont à deux températures du fait de l'existence d'une couche isotherme mais le niveau de transition est plus haut en altitude ($z_t > z_{T_i}$). Dans ce deuxième cas, nous avons montré que la profondeur optique pouvait s'exprimer comme :

$$\tau = n_0 \sigma_{mol} \exp\left(-\frac{H_{T_i} z_t - (H_{T_i} - H_j) z_{T_i}}{H_j H_{T_i}}\right) \sqrt{\frac{\pi R_p H_j}{2}} \times \left(1 + \exp\left(-\frac{z_t (H_j - H_n) - z_{T_i} (H_j - H_n)}{H_n H_j}\right) \sqrt{\frac{\pi R_p H_n}{2}}\right) \quad (5.4)$$

avec, rappelons-le, n_0 la densité moléculaire de surface, z_t l'altitude de transition, soit le rayon pour lequel $\tau = 1$, z_t et H_{T_i} respectivement le niveau limite de la couche isotherme et la hauteur d'échelle lui correspondant, H_j et H_n les hauteurs d'échelle du côté jour et du côté nuit, et σ_{mol} la section efficace moyenne de l'ensemble du parcours. Nous avons fixé dans nos atmosphères la température de la couche

144 Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions

isotherme à celle du côté jour ($H_{T_i} = H_j$). En conséquence, nous pouvons simplifier l'équation Eq. (5.4) comme :

$$\tau = n_0 \sigma_{mol} \exp\left(-\frac{z_t}{H_j}\right) \sqrt{\frac{\pi R_p H_j}{2}} \left(1 + \exp\left(-\frac{z_t(H_j - H_n) - z_{T_i}(H_j - H_n)}{H_n H_j}\right) \sqrt{\frac{\pi R_p H_n}{2}}\right) \quad (5.5)$$

$$\tau = \tau_j \left(1 + \exp\left(-\frac{z_t(H_j - H_n) - z_{T_i}(H_j - H_n)}{H_n H_j}\right) \sqrt{\frac{\pi R_p H_n}{2}}\right) \quad (5.6)$$

$$\tau = \tau_{T_j} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_t(H_j - H_n) - z_{T_i}(H_j - H_n)}{H_n H_j}\right) \sqrt{\frac{H_n}{H_j}}\right) \quad (5.7)$$

Nous avons noté τ_{T_j} la profondeur optique totale d'une atmosphère isotherme à la température du côté jour pour retrouver notamment les résultats obtenus avec les cas champignons ($\beta = 0^\circ$, Eq. (5.7)). En l'absence de la couche isotherme, et donc avec $z_{T_i} = 0$, Eq. (5.7) se simplifie comme :

$$\tau = \tau_{T_j} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{z_t(H_j - H_n)}{H_n H_j}\right) \sqrt{\frac{H_n}{H_j}}\right) \quad (5.8)$$

Si les hauteurs d'échelle des côtés s'identifient, nous retrouvons bien alors la profondeur optique d'une atmosphère isotherme à la température correspondante. Ces équations nous confortent dans la plupart de nos conclusions formulées jusqu'ici :

- Dans le cas limite où $T_n \ll T_j$, soit $H_n \ll H_j$, le deuxième terme des équations Eq. (5.7) et Eq. (5.8) tendent tout deux vers 0, et la profondeur optique vers la moitié de la profondeur optique d'une atmosphère isotherme à la température du côté jour. Ceci explique donc bien le cas champignon pour lequel TauREx réagit comme s'il observait une atmosphère chaude entière, dont il compense la moitié de profondeur optique en réduisant le rayon à 10 Bar.
- Plus le rapport de température est fort, et plus cette identification est marquée, ce qui transparaît par sa présence dans les équations à la racine carrée mais aussi dans l'exponentielle qui fait intervenir un terme en $(H_j + H_n)/(H_n H_j)$. A rapport des hauteurs d'échelle constant ce terme donne le même résultat, la gamme n'a donc pas d'influence dans cette configuration. En revanche, à différence constante, plus la gamme de température augmente et moins le terme est devenu négligeable.
- Pour s'en convaincre, nous avons calculé le deuxième terme pour tous les doublets de GJ 1214 b, en l'absence de couche isotherme, en partant du principe que les pressions de transitions étaient les mêmes pour les atmosphères et que l'altitude de transition était égale à 1 500 km pour le doublet 300 - 650 K. Il valent respectivement ($\times 10^{-4}$) : 3,7 ; 12 et 255 à colonne isotherme et . Autrement dit, de par cette tendance nous devrions perdre progressivement l'identification à l'isotherme entre le doublet 300 - 650 K et le doublet 1000 - 1500 K, et ce même si dans nos exemples d'atmosphères ce deuxième terme reste négligeable.

Difficile dans ces conditions de vraiment comparer ces résultats avec ceux obtenus par l'inversion car nous ne savons pas dans quelle proportion la contribution s'exprime sur la température inversée par TauREx. L'écart à la température du côté chaud est de 1 K, 1 K, et 2 K pour les colonnes isothermes, et 10 K, 20 K et 22 K pour les colonnes à deux températures. Pour la géante gazeuse, nous trouvons 4 K, 6 K, et 5 K, puis 45 K, 52 K et 48 K. Il semble donc que nous retrouvions des tendances similaires pour nos atmosphères champignon. Concernant HD 209458 b, le doublet 1000 - 1500 K est le moins proche de sa température chaude car il a aussi le plus mauvais rapport H_j/H_n .

définir tau_j et, commentaire général, donner une phrase de transitions entre deux formules successives.

élevé

"isotherme jour" peut-être pour éviter la confusion avec la couche isotherme (même si elle n'est pas présente ou masquée ici).

Ces résultats doivent néanmoins être nuancés par un certain nombre de remarques :

- La gravité n'est pas constante : La gravité décroît avec l'altitude, et en conséquence, le côté chaud est encore plus enflé (en pression comme en densité) par rapport au côté froid qu'à gravité constante, ce qui est accentué par le rapport des températures. Il devrait alors en découler une atténuation de la tendance précédente. La figure (FIGURE) donne une comparaison entre les deux approches.
- Le niveau de transition dépend de la hauteur d'échelle : Nous avons considéré $z_{T_i} = 1500$ km pour le doublet 300 - 650 K. En tenant compte des rapports de hauteur d'échelle, nous avons placé ce niveau à $z_{T_i} = 2325$ km et $z_{T_i} = 3945$ km. Or en augmentant les dimensions de l'atmosphère, nous abaïssons par la même occasion la pression de transition puisque l'angle d'ouverture s'en voit renforcé. En conséquence, les niveaux de transition sont également plus élevés pour les doublets 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K. A une couche au-dessus de ce niveau, nous divisons par 2 les termes, à 2 couches, par 4 et nous trouvons des valeurs similaires pour les trois doublets avec 3 couches de décalage.
- La section efficace dépend de la température : Outre les deux effets précédents, l'effet de la température sur les sections efficaces est clairement le plus important. Leurs comportements dépendent de la longueur d'onde considérée. Entre 300 et 1500 K, elles évoluent sur 8 ordres de grandeur et augmentent presque toujours avec la température dans l'infra-rouge. Les bandes les moins absorbantes peuvent être associées à des absorptions multipliées par 100 entre 300 - 650 K avant de ne gagner plus qu'un ordre de grandeur entre 500 et 1000 K ou 1000 et 1500 K. Les bandes les plus intenses quant à elles ont une évolution de section efficace plus linéaire, et donc à peu près équivalente pour les 3 doublets. L'absorption étant plus forte du côté jour que du côté nuit, le deuxième terme des équations Eq. (??) et Eq. (D.15) s'en voit diminué du rapport des sections efficaces (voir Eq. (5.9)). Qui plus est, le niveau de transition s'en trouve réévalué en altitude puisque nous avons considéré une section efficace moyenne sur l'ensemble du parcours puis déterminé z_t à partir de cette valeur. Si nous redonnons au côté jour son réel niveau d'absorption, étant le seul à s'exprimer, la transition intervient en plus haute altitude.

$$\tau = \tau_{T_j} \left(\frac{1}{2} + \frac{\sigma_{mol,n}}{2\sigma_{mol,j}} \exp \left(-\frac{z_t(H_j + H_n)}{H_n H_j} \right) \sqrt{\frac{H_n}{H_j}} \right) \quad (5.9)$$

Dans le cas le plus simple $z_t < z_{T_i}$:

5.3.5 Impact du set de la résolution et du mode de fonctionnement de TauREx

Nous reprenons l'étude effectuée sur des atmosphères à deux points de température, mais sur une gamme spectrale plus faibles (1 - 10 microns), cette fois-ci en utilisant des spectres ré-échantillonnés de manière à coller avec la résolution du JWST. Cette opération a été permise grâce à la participation d'Ingo Walldmann au sein de l'UCL. [Voir article pour les détails d'Ingo et les références] D'un autre côté, nous avons effectué l'inversion de quelques exemples de nos atmosphères synthétiques par un autre mode de fonctionnement de TauREx.

Inversion à la résolution et dans la gamme spectrale du JWST

Comparons les résultats obtenus par l'équipe de l'UCL à ceux que nous avons exposés. En ce qui concerne les évidentes similitudes :

Ce type de descriptif apparait plusieurs fois dans la thèse. Pourquoi ne pas simplement pas montrer un figure de sigma(T) pour H2O et différentes températures ?

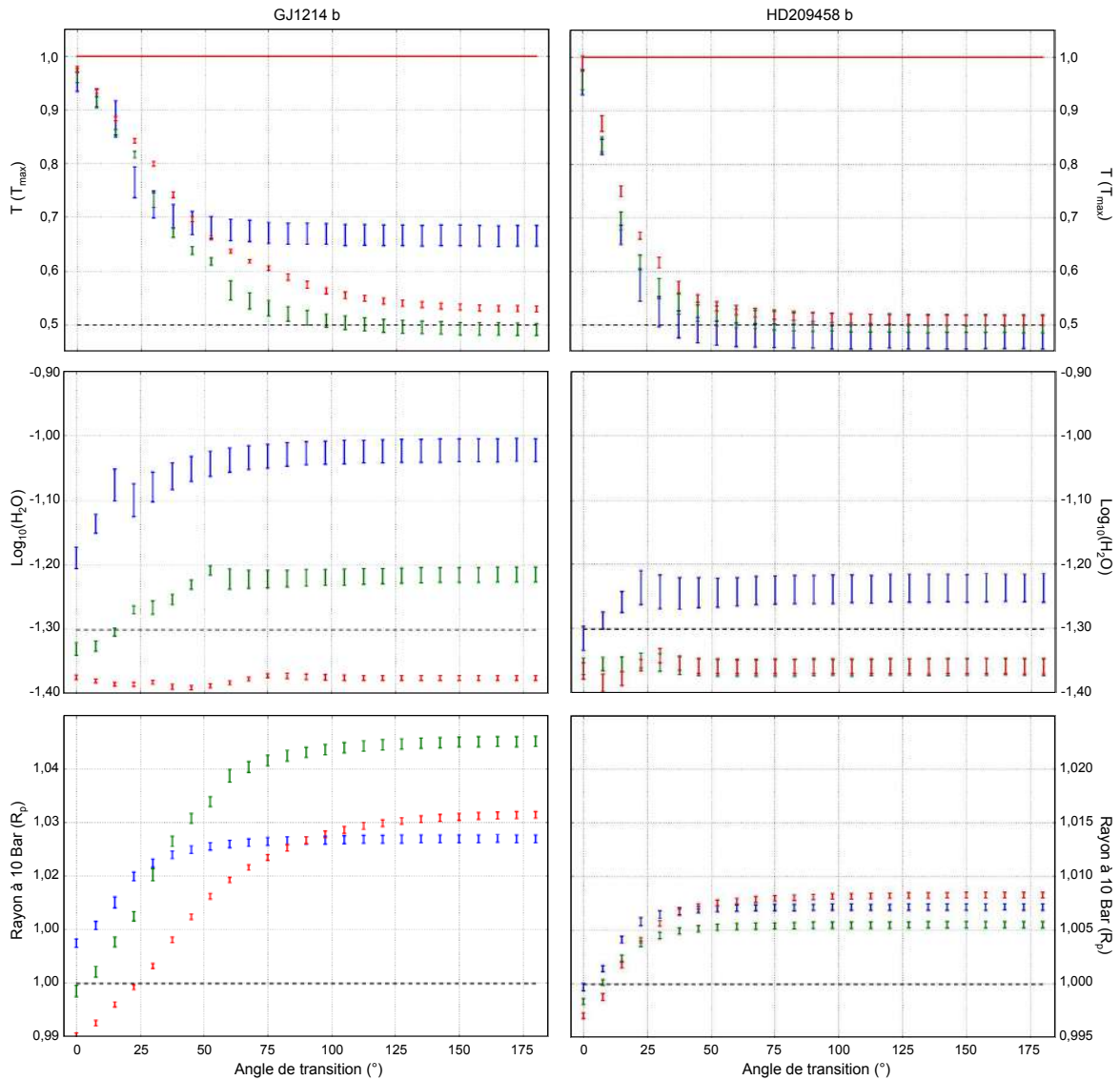


Figure 5.14: Résultats des distributions a posteriori obtenues lors de l'inversion des atmosphères hétérogènes en température après ré-échantillonnage des spectres dans le but de coller à la résolution du JWST, avec une estimation beaucoup plus réaliste du bruit et donc en simulant une observation réelle par l'instrument. À gauche : distribution dans le cas d'une exoplanète des dimensions de GJ 1214 b ; à droite : dans celui d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentées les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de température testés, respectivement : 300 - 650 K (cyan), 500 - 1000 K (orange) et 1000 - 1500 K (vert) ; 500 - 1000 K (cyan), 1000 - 1500 K (orange) et 1000 - 1800 K (vert). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et de l'isotherme. Nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en H_2O est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir.

- Les tendances des trois paramètres libres sont identiques pour les doublets de GJ 1214 b ainsi que pour les doublets 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K de HD 209458 b.

- Ainsi, les convergences interviennent pour des angles similaires ou tout du moins très proches, jamais au-delà d'une dizaine de degrés d'angle de contraste.

- L'influence de l'amplitude et de la gamme de température sur les courbes de tendance sont également les mêmes.

Le choix de la résolution ou de la gamme spectrale n'a pas eu d'influence sur l'ensemble des comportements exposés jusqu'ici. Nous notons néanmoins un certain nombre de différences dont nous allons discuter.

Tout d'abord concernant les barres d'erreur, elles sont nettement plus importantes sur cette deuxième série d'inversion que dans la première. En cause, la résolution fixée à 100 ainsi que la gamme spectrale plus restreinte qui impliquent un nombre de point plus faible dans les spectres. L'échantillonnage étant réduit, les distributions a posteriori sont plus étalées. Qui plus est, pandexo propose une estimation plus réaliste du bruit en tenant compte à la fois du bruit de photon stellaire et du bruit instrumental (ici du JWST). Avec des barres d'erreur plus importantes, l'algorithme a plus de souplesse dans son exploration de l'espace des paramètres puisque les exigences sur la contrainte des spectres sont moindres et les distributions paramétriques s'en voient élargies.

Ce qui est intéressant de remarquer c'est que les distributions ne se recouvrent pas toujours entre les deux approches. Cela pourrait paraître inquiétant au premier abord, mais nous allons voir que nous pouvons en expliquer une partie assez simplement. Dans le cas de l'inversion de la simulation de GJ 1214 b (CITATION, SECTION), la limitation à la gamme 1 - 10 microns n'avait pas permis une contrainte fiable de l'ammoniac car la seule bande pour laquelle son expression était indépendante des autres molécules n'y était pas comprise. Nous sommes ici face à un effet similaire mais pour une seule molécule. Comme nous pouvons le constater sur les spectres (Figure ?? et Figure ??), ils évoluent sur un large intervalle de rayons effectifs puisque l'eau absorbe essentiellement dans le proche et le moyen infra-rouge et peu dans le visible. L'expression des différentes couches de la simulation est donc plus étalée que ce que nous avons vu précédemment (SECTION). Si sur le spectre nous pourrions avoir l'impression que les couches en milieu d'atmosphère sont les plus représentées sur la gamme 0,6 - 20 microns, le set a également une résolution beaucoup plus grande dans le visible que dans l'infra-rouge, gamme où les couches de plus basses altitudes s'expriment. En conséquence, la distribution est plutôt aplatie et c'est un mélange sur une large épaisseur atmosphérique qui impose sa signature. En réduisant la gamme spectrale à 1 - 10 microns, cette épaisseur de couche se réduit par la perte du visible et c'est une partie plus haute de l'atmosphère que nous sondons. En l'absence d'hétérogénéités verticales, cette mixture n'a que peu d'effets sur les inversions, mais dans le cas des colonnes à deux températures, la perte la basse atmosphère implique par la même occasion celle de la signature de l'isotherme (à la température du côté jour). Il n'est donc pas étonnant que les températures solutions obtenues dans la gamme 1 - 10 microns soient plus faibles que celles obtenues dans la gamme 0,6 - 20 microns.

Ce ne sont pas des différences très fortes, à la convergence, elles sont comprises entre 15 et 30 K dans le cas GJ 1214 b et entre 10 et 20 K pour HD 209458 b (nous mettons de côté le doublet 500 - 1000 K pour l'instant), mais elles sont souvent suffisantes pour que les barres d'erreur ne se recouvrent pas et pour affecter les deux autres paramètres. Si les tendances sont toujours respectées que ce soit pour l'abondance en eau ou le rayon à 10 Bar, les valeurs de convergences sont différentes, en particulier pour le doublet 1000 - 1500 K (GJ 1214 b) ou les doublets 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K (HD 209458 b). Restreindre l'épaisseur de la couche sondée comme augmenter le bruit sur le spectre libère une partie de la pression sur la hauteur d'échelle et l'abondance en eau, et l'algorithme se permet plus d'écarts pour

Table 5.1: Hauteurs d'échelle (en kilomètre) rencontrées par les rayons échantillons.

Doublet (K)	300-650	500-1000	1000-1500	500-1000	1000-1500	1000-1800
0,6 - 20 μm	GJ	GJ	GJ	HD	HD	HD
$\beta = 0^\circ$						
Niveau bas (T_j)	217	361	622	289	440	534
Niveau haut (T_j)	266	530	1332	304	483	601
$\beta = 180^\circ$						
Niveau bas (T)	159	271	518	217	367	415
Niveau bas (T_j)	217	361	622	289	440	534
Niveau haut (T)	187	363	979	225	398	456
1 - 10 μm	GJ	GJ	GJ	HD	HD	HD
$\beta = 0^\circ$						
Niveau bas (T_j)	220	387	749	291	453	557
Niveau haut (T_j)	266	530	1332	304	483	601
$\beta = 180^\circ$						
Niveau bas (T)	161	288	605	218	376	429
Niveau bas (T_j)	220	384	726	291	451	551
Niveau haut (T)	188	363	979	225	398	456

Dire ce que sont les niveaux bas et ahut.

compenser les effets de température sur la position de cette couche sondée et la hauteur d'échelle locale. A des températures de convergences plus faibles, nous constatons aussi des abondances de convergence plus faibles, mais pas seulement. Les écarts semblent plus imposants dans le cas de la mini-Neptune que dans le cas de la géante gazeuse. Un autre effet se superpose au précédent, à savoir la valeur même de la hauteur d'échelle locale à contraindre.

Le tableau Table 5.1 expose les valeurs de ce paramètre atmosphérique aux niveaux sondés les plus bas et aux niveaux les plus élevés pour tous les doublets. Ils sont proposés sur la gamme 0,6 - 20 microns et dans la gamme 1 - 10 microns. Comme nous pouvons le constater, celles des niveaux bas de GJ 1214 b sont plus sensibles à la gamme spectrale que celles de HD 209458 b, et à cela s'ajoute une amplitude plus importante du fait des dimensions des exoplanètes (la gravité diminue plus vite avec l'altitude sur GJ 1214 b que sur HD 209458 b). Donc, pour une température de convergence légèrement plus faible l'algorithme n'a d'autre choix que de compenser en sous-estimant l'abondance en eau et donc en réduisant le poids moléculaire moyen de l'atmosphère pour restaurer une hauteur d'échelle vraisemblable au sein de la couche sondée. Au cas par cas, pour les 3 doublets de GJ 1214 b, les écarts sur χ_{H_2O}

J'ai beaucoup de mal à suivre. Toutes ces infos devraient être ordonnées, synthétisées et non "racontées".

engendrent une déviation sur le poids moléculaire moyen de 17,6%, 4,1% et 3,5% respectivement, en comparaison avec les valeurs nous avons obtenu. Dans le même temps, celles sur la température sont de 2,9%, 2,7% et 1,6%, donc la hauteur d'échelle locale est toujours plus grande dans les modèles solutions obtenus par l'équipe de l'UCL que pour les nôtres. Nous nous attendons donc à constater une rétroaction du rayon à 10 Bar se traduisant par des valeurs plus faibles que celles obtenues lors de la première étude. En effet, si le rapport T/μ est plus élevé pour les 3 doublets, alors nous n'avons pas autant besoin de compenser la basse atmosphère de par l'augmentation de R_p . C'est effectivement ce que l'on peut constater entre les figures Figure 5.13 et Figure 5.14. Il semblerait toutefois que la version de TauREx utilisée par nos collaborateurs converge systématiquement vers une fraction molaire en eau entre 0,042 et 0,044 en l'absence de biais verticaux. Il pourrait aussi s'agir d'un écart de compatibilité entre la version de l'algorithme actuellement utilisée par l'UCL et celle que nous avons en local. Ce travail de compatibilité entre Pytmosph3R et TauREx n'est pas figé dans le temps, il doit être constamment être mis à jour.

Subsiste enfin le cas 500 - 1000 K qui soulève des interrogations. Inversé sur le set, il est clairement pollué par la couche isotherme et converge vers une température très éloignée de celle du terminateur. Inversé après ré-échantillonnage, la présence de l'isotherme est totalement perdue et sa tendance s'identifie à celles des autres doublets. Si nous reprenons les figures [Figure ??](#), il est clair que sur la gamme 0,6 - 20 microns, le visible et le très proche infra-rouge sont marqués par l'isotherme, le niveau de transition de la transmittance étant dans cette gamme majoritairement en dessous du niveau délimitant l'isotherme. Sur la gamme 1 - 10 microns, ces niveaux sont très majoritairement au dessus, et le poids accordé au proche infra-rouge est aussi nettement inférieur lors du ré-échantillonnage. En découle une représentation beaucoup moins marquée, voir inexistante de la couche isotherme dans les spectres et dans leurs inversions. Le comportement des paramètres libres est néanmoins plus délicat à comprendre, la température de convergence est inférieure à celle du terminateur, et ce même en tenant compte des barres d'erreur, ce qui va à l'encontre de notre raisonnement jusqu'ici. Si les fractions molaires présentent des tendances proches, elles ne correspondent pas non plus aux rétro-action constatées jusque-là. A température plus faible, nous devrions constater une fraction molaire également plus faible pour rééquilibrer la hauteur d'échelle locale, ce qui n'est pas le cas. Au vue des courbes de température, nous nous attendions à ce que la fraction molaire converge de la même manière que les autres doublets aux alentours de 0,044. Donc, sur ce cas de figure, nous pouvons expliquer les différences comme les conséquences d'un changement de résolution instrumental ou d'un changement de gamme spectrale, et même si les valeurs de convergences ne suivent pas forcément la logique que nous avons construit à partir de tous les autres cas, nous gardons à l'esprit que les ordres de grandeur sont tout de même assez satisfaisant.

Pour conclure, le changement de la gamme spectrale peut diluer les biais verticaux voir les faire disparaître si nous ne sondons pas les mêmes niveaux entre les deux gammes. Ces mêmes biais sont également atténués par le poids que la résolution ~~du set de section efficace~~ utilisé accorde aux niveaux pollués. Typiquement, dans le cas de l'eau et pour les structures atmosphériques que nous avons adopté, l'isotherme s'exprime moins lors des inversions ~~et d'un~~ parce que les courtes longueurs d'onde sont moins représentées et ~~de deux~~ parce que nous écartons la gamme la plus affectée par l'isotherme, à savoir le visible. D'un autre côté, les tendances, remarques et explications fournies avec le set 10_{wno} se retrouvant presque toujours avec le set ré-échantillonné, cette étude complémentaire nous conforte sur les conclusions formulées dans les sections précédentes (§ 5.3).

Inversion par un autre mode de fonctionnement

5.4 Retour sur la simulation 3D de GJ 1214 b

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons tenter d'exploiter les résultats de l'étude précédente pour mieux comprendre pourquoi nous n'avons pas été capable d'identifier des biais thermiques clairs lors de l'inversion de la simulation 3D de GJ 1214 b ([Charnay et al. 2015](#)). Nous allons voir que ces biais sont bien présents et qu'ils sont en réalité compensés par les hétérogénéités azimutales en température.

5.4.1 Discussion sur les atmosphères les plus représentatives

Le doublet 300 - 650 K est le plus représentatif de la dite simulation. Si nous regardons à nouveau la figure [Figure 4.2](#), la transition de température entre le côté jour et le côté nuit s'effectue sur un angle relativement faible, aux alentours de $\beta = 45^\circ$ qui se remarque essentiellement sur l'équateur Est. Les températures extrêmes sur ces mêmes angles avoisinent respectivement 300 K du côté nuit et environ 650 K du côté jour. La couche isotherme est quant à elle beaucoup plus chaude, mais nous considérerons que ses effets sont compensés par le rayon à 10 Bar, au moins du point de vue géométrique. La figure

Figure 4.10 (Chapitre 4) montre qu'aucune des couches contenue dans l'isotherme n'est représentée dans le spectre, du moins sur la gamme 1 - 10 μm . Une très faible quantité d'entre elles (28 - 34) sont associées à des températures plus grandes que la région globalement sondée (34 - 72), et leurs expressions sont très modérées. En conséquence, nous pouvons considérer que nous sondons toujours plus haut. Etant donné la gamme utilisée dans l'inversion, et le faible impact entre l'utilisation de PandExo ou non sur l'étude précédente, et la très faible influence de l'isotherme, nous pouvons donc nous référer au doublet 300 - 650 K à deux températures et aux résultats obtenus par l'équipe de l'UCL.

Dans cet exemple, la convergence intervient sur un angle proche de celui observé dans la simulation, soit juste avant que les biais verticaux ne dominent sur les biais purement **horizontaux**. Nous obtenions alors une température beaucoup plus élevée, comprise entre 0,67 et 0,72 (suivant l'inversion) sur l'échelle relative des températures, ce qui nous donnerait une température comprise entre 530 et 560 K. Autrement dit, en suivant cette approche, nous aurions pu nous attendre à ce que TauREx retourne une température aux alentours de 540 K. Avec une température de 485 K, nous sommes plutôt sur celle du terminateur (à peine 12 K au dessus) que sur une valeur affectée par les biais horizontaux. D'autant plus que nous avons mis en évidence à plusieurs reprises que l'algorithme avait une certaine souplesse dans la manipulation des paramètres dans le but de compenser certains effets qu'il peinait à modéliser. Ceci pourrait découler de la faiblesse des hétérogénéités de cette simulation ou d'une convergence vers la température du terminateur plus rapide.

5.4.2 Quels effet peuvent diluer les biais thermiques ?

Suite à cette discordance entre les deux études, nous avons cherché à comprendre quels phénomènes dans la simulation pouvaient expliquer l'absence de biais thermique constatée, en dehors du simple constat d'hétérogénéités en températures faibles. Deux arguments nous confortent dans le fait qu'ils se manifestent tout de même, aux amplitudes attendues et ce malgré une température retournée proche de celle de la température moyenne.

- Le premier repose sur la diversité moléculaire beaucoup plus complexe de la simulation 3D que dans nos atmosphères synthétiques, et présentant des hétérogénéités en abondance. En multipliant les signatures spectroscopiques et thermiques, nous multiplions par la même occasion les critères de correspondance et la contrainte de la température devrait s'en trouver facilitée, puisque le compromis sur la diversité de température est diluée par celui de la diversité moléculaire. Les deux molécules les plus représentatives du spectre en transmission, que sont l'eau et le méthane, présentent toutes deux un appauvrissement du côté jour (voir Figure 4.3), qui est d'ailleurs beaucoup plus marqué pour le méthane. L'angle de contraste est le même que pour les températures, puisque nous sommes à l'équilibre thermodynamique, et cette chute de l'abondance pourrait amoindrir les effets thermiques avec un pouvoir absorbant des colonnes du côté jour plus faible. Les atmosphères synthétiques ne présentaient pas d'hétérogénéités en composition, et par conséquent nous ne savons pas à quel point ces dernières peuvent effacer les biais thermiques.
- Le deuxième, indépendant du premier qui reste à démontrer et à quantifier, repose sur les hétérogénéités azimutales qui n'ont pas été modélisée lors de notre tentative d'isolation des biais thermiques. Comme nous pouvons le constater sur la figure Figure 4.2, la simulation présente une forte dissymétrie des deux côtés Ouest et Est qui se remarquent tout particulièrement sur la coupe équatoriale. Du côté Ouest, la transition est progressive côté jour et abrupte lorsque l'on passe au terminateur. La température ne descend d'ailleurs pas en dessous des 350 degrés et est atteinte à peine quelques degrés en longitude après le terminateur. On se rapprocherait donc davantage des atmosphères champignons et la température inversée devrait être encore plus élevée.

De l'autre côté, l'air froid s'enfonce dans la masse d'air chaud, et la transition n'est plus centrée sur le terminateur mais à une vingtaine de degrés en longitude. Ce phénomène se reproduit sur une soixantaine de degrés en latitude autour de l'équateur Est, soit un sixième de l'atmosphère. Si nous nous référons à la figure Figure A.2, 40° c'est beaucoup plus grand que l'angle de pénétration, pour tous les niveaux de P_h , de la simulation GJ 1214 b, et cette partie de l'atmosphère devrait donc être totalement imprégnée de la signature thermique du côté nuit (300 K voire un peu moins). Les hétérogénéités azimutales, en dehors celle précitées, sont très faibles, et nous pouvons considérer que le reste de l'atmosphère est plutôt représentée par la structure de la transition Ouest.

Nous n'avons pas eu le temps de mettre en place une étude dans laquelle nous ajouterions des hétérogénéités de composition à celles de nature thermique. Nous nous sommes alors penché sur le deuxième argument qui a inspiré les résultats ci-dessous.

5.4.3 Des biais thermiques qui se compensent par les effets radiaux

Séparons la simulation en deux atmosphères distinctes. Nous considérons tout l'hémisphère Ouest de l'atmosphère et 60° en latitude depuis les pôles avec une transition de l'ordre de $\beta = 45^\circ$, qui correspondrait à une température autour de 530 K. Ceci constitue ce qu'on appellera l'atmosphère Ouest, car sa structure moyenne est relativement identique à celle de la colonne équatoriale Ouest. Le sixième d'atmosphère restant, plutôt représentatif du côté froid avec une température moyenne autour du terminateur de l'ordre de 370 K (310 K sur la colonne Est), sera l'hémisphère Est. Si nous faisons une moyenne des températures que l'on s'attendrait à obtenir, nous aurions alors une température globale de l'ordre de 490 K. Nous ne pouvons pas réellement raisonner de cette manière, la **thermique** influence à la fois la géométrie de l'atmosphère et sa signature spectroscopique, qui plus est, pas de la même manière en fonction des molécules et des longueurs d'onde. Absolument rien ne garantit que le poids de chaque partie est équivalent dans le spectre et son inversion, et encore moins que nous pouvons moyenner des distributions a posteriori. Toutefois, si les hétérogénéités de composition étaient assez spectaculaires pour être observables et remarquées lors de l'inversion, il n'est pas impensable que les hétérogénéités thermiques horizontales soient diluées par les hétérogénéités azimutales, et d'une certaine manière, par leurs propres dissymétries par rapport au terminateur.

Pour s'en assurer, nous avons produit un spectre correspondant pour les deux hémisphères, et nous avons appliqué TauREx dans les mêmes conditions que pour la simulations complète (voir § 4.3.1). Ces spectres sont présentés dans la figure Figure 5.15.

Un hémisphère Ouest beaucoup plus chaud

La figure Figure 5.17 permet la comparaison entre la solution TauREx et le spectre d'entrée de cette partie de la simulation. Le χ^2 réduit est de 1,43 soit presque la même valeur que lors de la première inversion. Le spectre est effectivement globalement aussi bien contraint même s'il présente toujours les pour la bande à 3,32 μm du méthane et la bande à 4,27 μm du dioxyde de carbone. Nous retrouvons ici les hétérogénéités verticales du méthane et les hétérogénéités horizontales du dioxyde de carbone.

Les résultats de l'inversion de l'hémisphère Ouest sont exposés dans la table Table 5.2. Comme nous pouvons le constater, la distribution *a posteriori* de la température du côté Ouest est centrée sur des températures nettement plus importantes que celles que nous avons obtenues pour l'ensemble de la simulation. Ceci se remarque également sur les spectres puisque l'amplitude de flux entre les maxima et les minima a augmenté entre les deux. Nous noterons d'ailleurs que les allures globales sont assez similaires, et que les différences ressemblent vraiment à une dilatation de la région sondée. Nous nous attendions

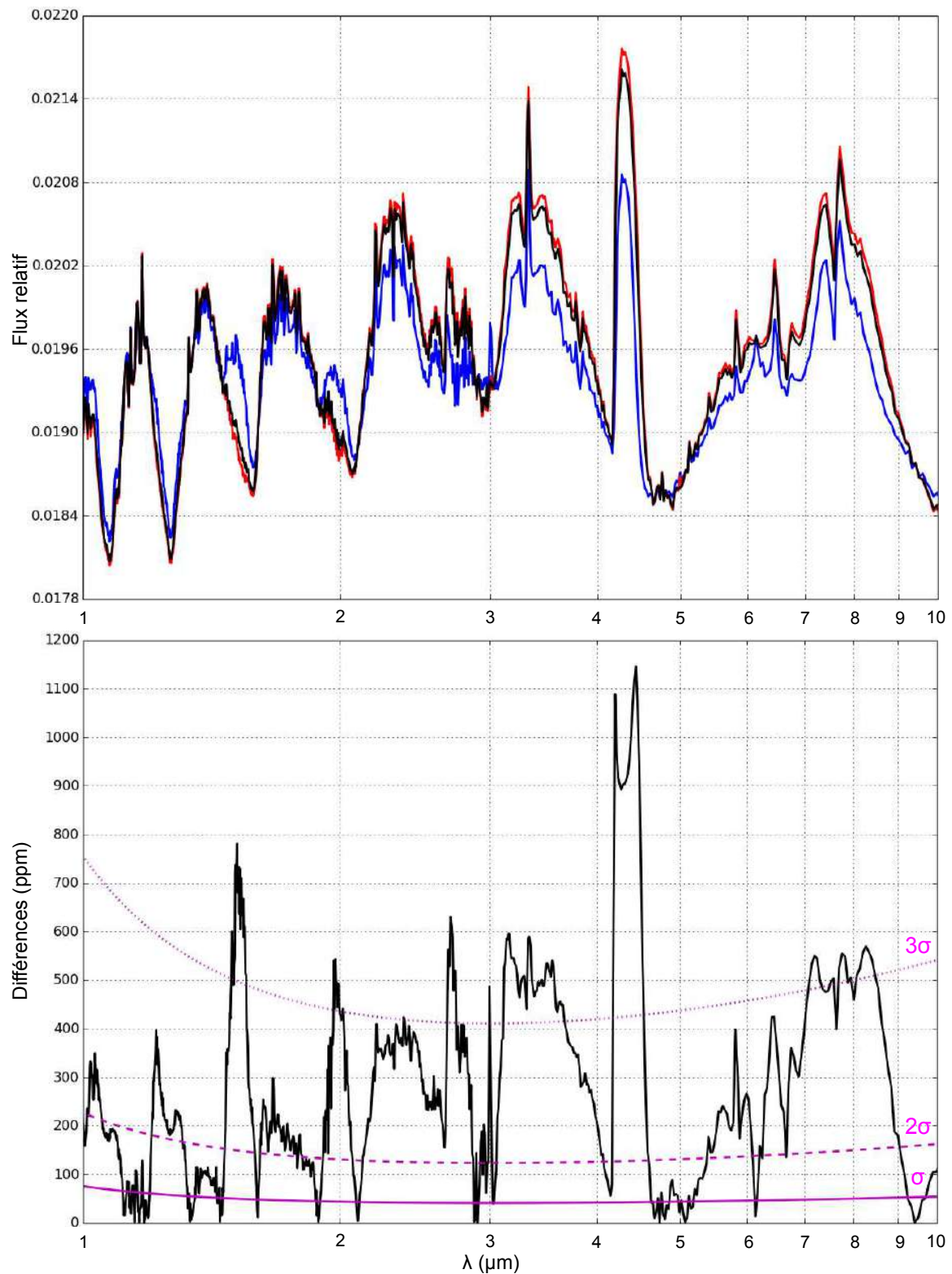


Figure 5.15: En haut : Spectres en transmission des hémisphères Ouest (en rouge) et Est (en bleu) superposés à celui de la simulation complète (en noir). En bas : Différences entre le spectre Ouest et le spectre Est en valeur absolue et exprimée en ppm. À titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 3 et 10 σ (courbes magenta)

Table 5.2: Résultats de l'inversion de l'hémisphère Ouest de la simulation de GJ1214 b.

Paramètres	R_p	T	χ_{H_2O}	χ_{NH_3}	χ_{CO_2}	χ_{CO}	χ_{N_2}	χ_{CH_4}
Unités	R_J	K	-	-	-	-	-	-
Médiane (MO)	0,262731	512,63	-1,370	-3,702	-1,902	-8,721	-8,224	-1,585
σ_+	$4,1 \cdot 10^{-5}$	0,48	0,008	0,014	0,009	2,343	2,610	0,008
σ_-	$4,3 \cdot 10^{-5}$	0,89	0,008	0,014	0,009	2,274	2,588	0,008
Δ (Médianes)	$-5,3 \cdot 10^{-4}$	+27,21	+0,022	-0,214	+0,046	-0,164	-0,095	-0,028

donc à obtenir des abondances du même ordre de grandeur. Et en effet, à l'exception de l'ammoniac, toutes les autres molécules sont retournées à des abondances très proches de celles initialement obtenues. La légère chute de la fraction molaire en NH_3 n'a aucun impact sur le poids moléculaire, ni même sur l'interprétation des spectres puisque la molécule n'est pas contraignante, et les autres variations se compensent entre elles de sorte que le poids moléculaire moyen de l'hémisphère est quasi-identique à celui de l'atmosphère complète. Il ne s'agit donc clairement pas d'un simple effet de compensation mais bel et bien une atmosphère plus chaude qui est observée.

Nous ne sommes néanmoins pas encore sur la température que nous pensions trouver, elle est en effet encore une trentaine de degrés plus faible. Nous l'expliquons globalement par le fait que H_2O , NH_3 et CH_4 présentent toutes les trois des hétérogénéités horizontales fortes en composition qui s'étalent sur un angle de 45° environ. Le côté jour est appauvri pour ces molécules, et son pouvoir absorbant s'en voit en conséquence amoindri. Le contraste jour/nuit du méthane est le plus frappant, mais aussi le plus progressif et dans la zone de contraste comprise par l'angle jour de pénétration, il ne perd qu'1 à 2 ordres de grandeur en fonction du rayon considéré. *A contrario*, le dioxyde de carbone s'enrichit du côté jour, et devrait accentuer le biais thermique. Donc, si nous faisons le bilan de cette inversion :

- L'hémisphère Ouest est effectivement plus chaud que l'atmosphère complète et son inversion subit le biais thermique découlant des hétérogénéités de température.
- Ce biais est amorti par les hétérogénéités en composition des molécules les plus représentatives, à savoir l'eau et le méthane, et ne s'exprime donc pas dans sa totalité.
- Nous avons toujours une signature forte de la présence d'hétérogénéités verticales par le biais de la bande à $3,32 \mu m$.
- La signature de l'hétérogénéités **horizontale** du dioxyde de carbone n'est pas aussi affectée par la perte du sixième Est que nous le pensions. Elle naît donc principalement de l'inversion de tendance en composition par rapport aux autres molécules. Son amplitude est toujours mal contrainte puisqu'il s'exprime dans le transfert radiatif sur des températures et des fractions molaires plus élevées du côté jour (560 K).

Un hémisphère Est beaucoup plus froid et plus contraignant pour le NH_3 et CO

La figure **Figure ??** permet la comparaison entre la solution TauREx et le spectre d'entrée de cette partie de la simulation. Le χ^2 réduit est de 1,98 ce qui est moins bon que les inversions précédente. L'algorithme semble avoir éprouvé plus de difficulté à contraindre l'ensemble du spectre. Le gradient de température est effectivement plus brutal dans cette partie de l'atmosphère, elle décroît moins rapidement et évolue sur des températures comprises entre 500 et 600 K avant de chuter brutalement entre à 300 à 400 K. Contrairement au cas de l'atmosphère complète et à celui de l'hémisphère Ouest, cette

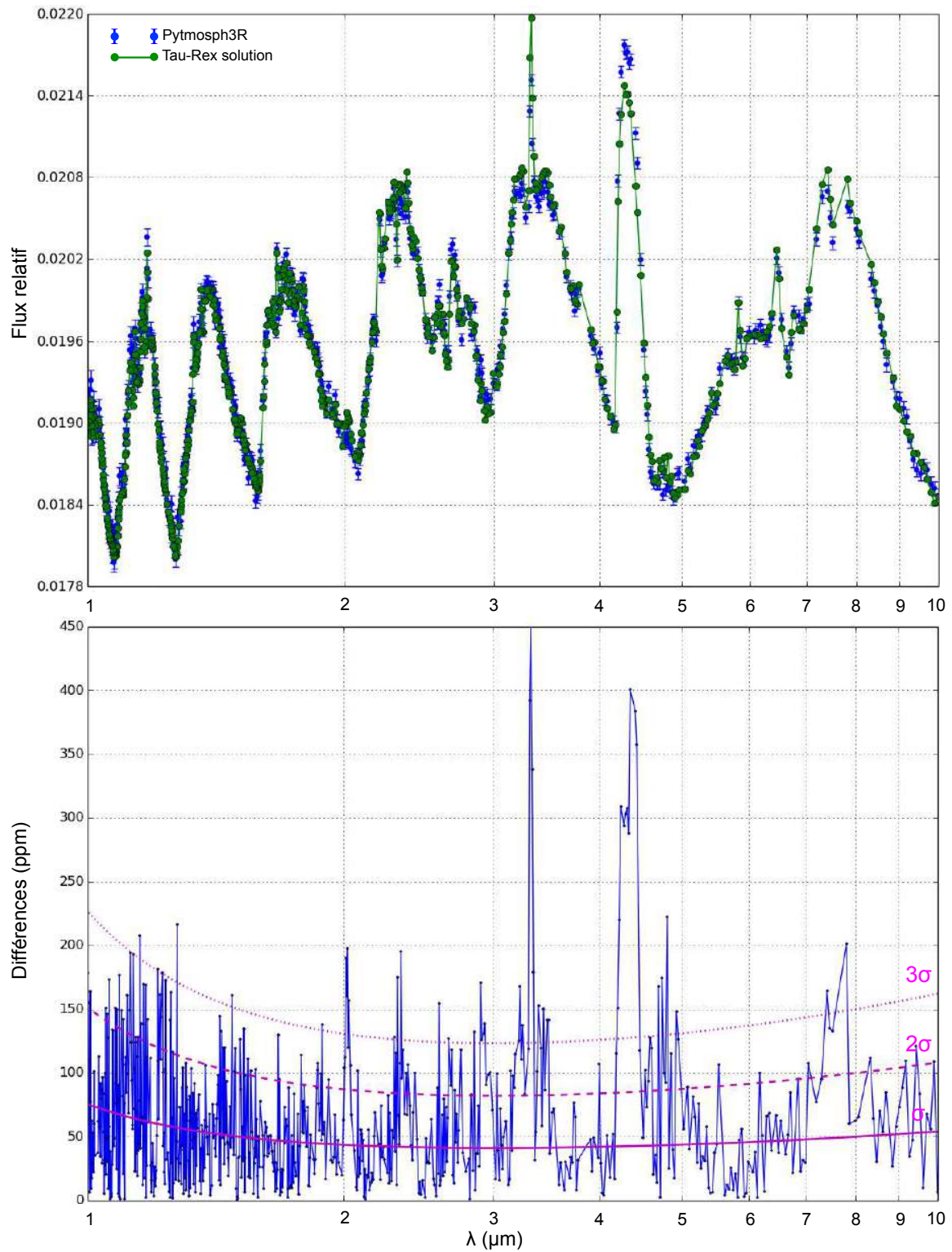


Figure 5.16: En haut : Spectres en transmission de l'hémisphère Ouest (en bleu) et la solution de TauREx (vert). En bas : Différences entre les deux spectres en valeur absolue et exprimée en ppm. À titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 2 et 3 σ (courbes magenta)

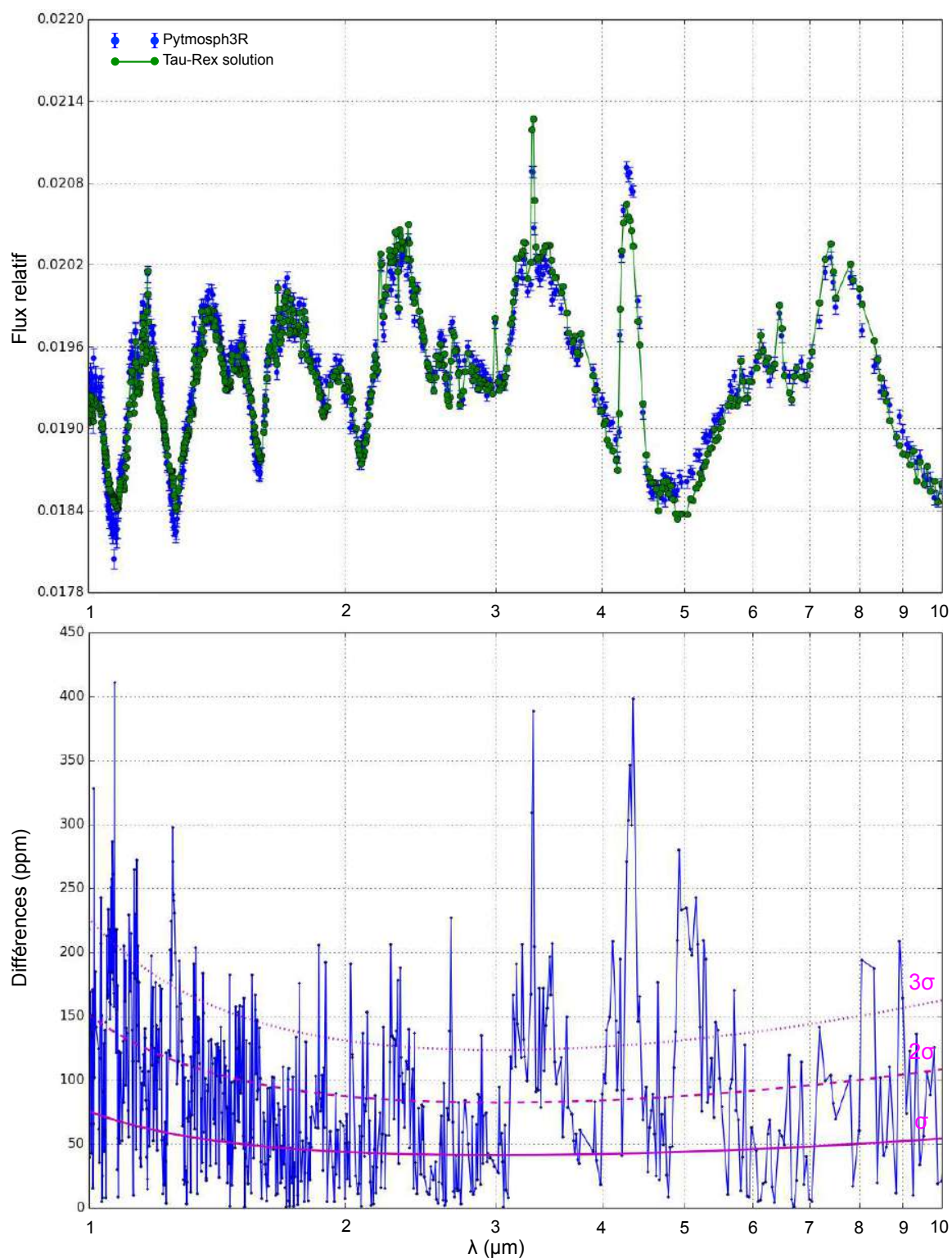


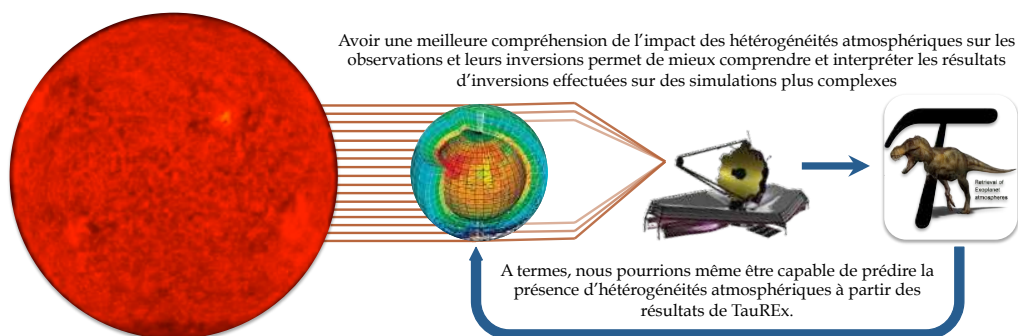
Figure 5.17: En haut : Spectres en transmission de l'hémisphères Est (en bleu) et la solution de TauREx (vert). En bas : Différences entre les deux spectres en valeur absolue et exprimée en ppm. À titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 2 et 3 σ (courbes magenta)

Table 5.3: Résultats de l'inversion de l'hémisphère Est de la simulation de GJ1214 b.

Paramètres	R_p	T	χ_{H_2O}	χ_{NH_3}	χ_{CO_2}	χ_{CO}	χ_{N_2}	χ_{CH_4}
Unités	R_J	K	-	-	-	-	-	-
Médiane (ME)	0,265760	392,51	-1,388	-2,634	-2,335	-3,640	-8,183	-1,485
σ_+	$4,7 \cdot 10^{-5}$	0,62	0,008	0,011	0,017	0,056	2,630	0,008
σ_-	$4,7 \cdot 10^{-5}$	0,60	0,008	0,011	0,017	0,056	2,635	0,008
Δ (Médianes)	$+2,5 \cdot 10^{-3}$	-92,91	+0,004	+0,854	-0,387	+4,917	-0,054	+0,072
Δ (ME/MO)	$+3,0 \cdot 10^{-3}$	-120,12	+0,018	+1,068	-0,433	+5,081	+0,041	+0,100

hétérogénéités verticale en température intervient autour de la quarantième couche, et la moitié basse du spectre évolue donc sur des températures plutôt de l'ordre de 500 K, tandis que la partie haute évolue sur des températures de l'ordre de 400 K, voire 300 K pour celles qui sondent le plus haut. La délimitation correspond à un flux relatif de l'ordre de 0,0193. Or, les différences associées aux longueurs d'onde de flux plus faibles que cette limite sont également celles qui sont plus marquées que lors de deux inversions précédentes. Les bandes les plus absorbantes du méthane entre 2 et 3,1 μm sont elles aussi mal contraintes car elles évoluent sur des températures plus basses.

Les résultats de l'inversion de l'hémisphère Est sont exposés dans la table Table 5.3.



Appendix A

Angles d'ouverture et angles de pénétration

A.1 Angle d'ouverture ψ_o

Considérons une planète de rayon à 10 Bar R_p , de masse M_p , de gravité à 10 Bar g_0 et son atmosphère caractérisée par sa pression de surface P_s , égale à 10 Bar par défaut, sa pression de toit P_h , et sa hauteur d'échelle à 10 Bar H_0 . Notons z_t et z_h respectivement le niveau de transition et l'épaisseur totale de l'atmosphère. Nous admettons que l'atmosphère est homogène, isotherme et de composition quelconque, seule la hauteur d'échelle nous intéresse.

L'angle d'ouverture ψ_o est la grandeur géométrique définissant la région de l'atmosphère effectivement traversée par les rayons échantillons à un niveau de pression donné. Ce niveau est dit de transition si la profondeur optique y est égale à 1 le long du rayon concerné. Cet angle dépend donc du niveau de transition, du rayon planétaire (ou à 10 Bar) et de l'extension spatiale de l'atmosphère, et donc sa hauteur d'échelle. Le jeu d'équation nécessaire, pour l'ensemble des calculs à venir, est fourni par la loi hydrostatique qui donne la dépendance en z de la pression (Eq. (A.1)), la loi des gaz parfait qui lie la pression à la densité moléculaire (Eq. (A.2)) et de l'expression de x , la position sur le chemin optique du rayon, et z l'altitude par les relations géométriques (Eq. (A.3)) :

$$P(z) = P_s \exp \left(-\frac{z}{H_0} \frac{1}{1 + \frac{z}{R_p}} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$n(z) = \frac{P(z)}{k_B T} = \frac{P(z)}{H_0 \mu g_0} \quad (\text{A.2})$$

$$x^2 = (R_p + z)^2 - (R_p + z_t)^2 \quad (\text{A.3})$$

$$dx = \frac{z dz}{\sqrt{(R_p + z)^2 - (R_p + z_t)^2}} \quad (\text{A.4})$$

A partir de l'équation Eq. (A.1), nous pouvons retrouver l'altitude de transition z_t en remplaçant

Cette définition n'est pas complète. Que penses tu de :
...est la grandeur géométrique définissant la région de l'atmosphère (définie comme un milieu de pression supérieure à une pression du toit P_h) traversée par un rayon étoile-observateur à un niveau de pression donné.

dans l'expression $P(z)$ par la pression de transition P_h et z par z_t :

$$P_h = P_s \exp \left(-\frac{z_t}{H_0} \left(\frac{1}{1 + \frac{z_t}{R_p}} \right) \right) \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{z_t}{H_0} \left(\frac{1}{1 + \frac{z_t}{R_p}} \right) = \ln \left(\frac{P_s}{P_h} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$z_t = \frac{\alpha}{1 + \frac{\alpha}{R_p}} \quad \text{avec} \quad \alpha = H_0 \ln \left(\frac{P_s}{P_h} \right) \quad (\text{A.7})$$

De la même manière, nous calculons l'altitude du toit de l'atmosphère z_h :

$$z_h = \frac{\alpha}{1 + \frac{\alpha}{R_p}} \quad \text{avec} \quad \alpha = H_0 \ln \left(\frac{P_s}{P_h} \right) \quad (\text{A.8})$$

Pour finir, l'angle d'ouverture ψ s'obtient par :

$$\psi(R_p, H_0, P_h) = \arccos \left(\frac{R_p + z_t}{R_p + z_h} \right) \quad (\text{A.9})$$

ψ_o est une également une fonction de la pression de toit puisque l'altitude associée intervient directement dans son calcul. La diminuer, et donc augmenter l'épaisseur de l'atmosphère a évidemment pour conséquence d'augmenter l'angle d'ouverture. En fixant P_h à 10^{-4} Pa, nous nous assurons du compromis entre ne pas descendre excessivement bas et atteindre la convergence du transfert radiatif quelles que soient la composition chimique et les propriétés optiques de la dite atmosphère. La figure Figure A.2 donne cet angle d'ouverture pour :

- 4 niveaux de transition aux pressions : 10^1 , 10^2 , 10^3 , et 10^4 Pa. Le premier correspondant aux atmosphères les plus opaques (ou longueur d'onde pour une même atmosphère), et le dernier aux plus transparentes.
- Pour une pression de transition donnée, la hauteur d'échelle varie entre 3 000 et 800 000 m.
- Pour une pression de transition et une hauteur d'échelle donnée, le rayon à 10 Bar entre 0,1 et 2 R_J .

Nous avons superposé aux figures quelques exemples de planètes à partir de la seule connaissance du rayon planétaire et de la hauteur d'échelle. Nous n'affirmons pas que les angles en questions correspondent exactement puisque pour certaines, la pression de surface par exemple n'est pas toujours de 10 Bar et le rayon planétaire n'est pas non plus le rayon à 10 Bar, mais ils donnent un ordre de grandeur. Dans le cas de GJ 1214 b, nous avons indiqué, aux pressions de transition pour lesquelles cela était possible, les molécules ainsi que les longueurs d'onde s'effectuant à ces niveaux dans la simulation de Charnay et al. (2015).

En connaissant le pas en longitude de la dite simulation, nous déduisons de ces figures le nombre de colonnes traversées à l'équateur par les rayons échantillons (voir Chapitre ??).

A.2 Angles de pénétration ψ_p

L'angle de pénétration, ψ_p , unique dans le cas d'une atmosphère homogène et double dans le cas hétérogène, correspond à l'angle délimitant le parcours du rayon échantillon contenant l'essentiel de

Sigma_P, lambda ?

- auquel on attribue une valeur unique dans le cas d'une atmosphère homogène et un doublet de valeurs, de part et d'autre du terminateur, dans le cas d'une atmosphère hétérogène -

Il dépend de la longueur d'onde mais est quasiment indépendant de la pression de toit (si celle-ci est suffisamment faible)

tu veux dire "nous souhaitons une formulation indépendante de" ?

comment varie l'angle de pénétration avec le rapport R_p/H_0 .

l'absorption atmosphérique, et donc, l'essentiel de son information. Il dépend également du rayon planétaire (ou à 10 Bar), de la hauteur d'échelle, et du niveau de transition considéré. Il dépend à moindre mesure de la pression de toit et contrairement à l'angle d'ouverture, il dépend des propriétés optiques de l'atmosphère.

Reprenons nos exemples d'atmosphères. Pour déterminer cet angle, il nous faut tout d'abord estimer la profondeur optique totale du rayon échantillon passant par le niveau de transition. Par définition, à ce niveau est défini comme étant le point de pression et d'altitude pour lesquels $\tau = 1$, mais notre approche est indépendante de la composition chimique et du choix de section efficace. Nous contournons cela de la manière suivante. Par définition, la profondeur optique le long d'un rayon échantillon est définie comme :

$$\tau = \int_0^\infty n(x) \sigma_{mol} dx \quad (\text{A.10})$$

Nous pouvons réexprimer Eq. (A.10) comme une intégrale sur l'altitude à partir des équations Eq. (A.1), Eq. (A.2) et Eq. (A.4).

$$\tau = 2 \frac{P_s \sigma_{mol} N_A}{H_0 \mu g_0} \int_{z_t}^{z_h} \exp \left(-\frac{z}{H_0} \left(\frac{1}{1 + \frac{z}{R_p}} \right) \right) \frac{z dz}{\sqrt{(R_p + z)^2 - (R_p + z_t)^2}} \quad (\text{A.11})$$

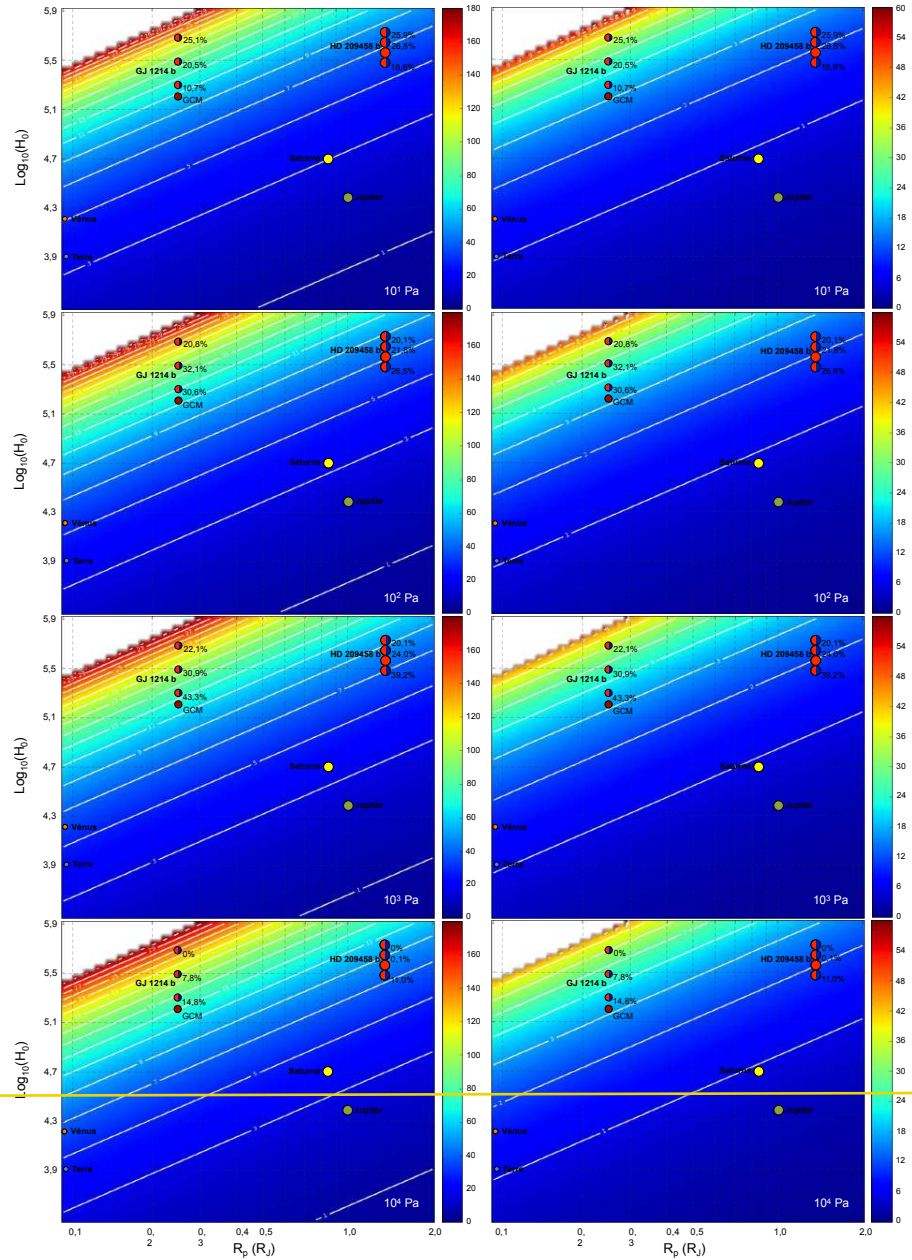
En supposant la section efficace constante, le facteur $P_s \sigma_{mol} N_A / H_0 \mu g_0$ l'est également. Nous nous désintéressons des propriétés optiques de l'atmosphère, nous cherchons juste à montrer comment évolue l'angle de pénétration lorsque nous modifions le rapport R_p/H_0 . Pour un niveau de transition, une hauteur d'échelle et un rayon à 10 Bar considéré, nous intégrons l'exponentielle de l'expression Eq. (A.11) entre z_t et z_h , et nous écartons le facteur d'intégration. Le résultat sur l'ensemble du chemin optique nous permet d'en déduire $P_s \sigma_{mol} N_A / H_0 \mu g_0$ comme $1/\tau$. Nous intégrons ensuite sur z jusqu'à répondre au critère que nous nous sommes fixé.

L'essentiel de l'absorption est comprise dans la région délimitée par l'angle de pénétration si la profondeur optique du parcours qu'il contient τ_p engendre un décalage dans le spectre inférieur ou égal au niveau de bruit. Ce même bruit va dépendre de l'étoile hôte et des dimensions de l'exoplanète. Un bruit de 50 ppm dans une atmosphère comme celle de la simulation GJ 1214 b correspond à un décalage d'un peu moins d'une demi-couche des transmittances. Comme elles évoluent sur une dizaine d'entre elles, cela représente donc un décalage de l'ordre de 1/15. Nous intégrons donc l'équation Eq. (A.11) jusqu'à une altitude z_p à partir de laquelle $\exp \tau < \exp(-1) + 1/15$. Intégrer plus loin n'engendrerait pas d'écart significatif sur les spectres. Nous avons appliqué ce critère pour toutes les combinaisons (R_p, H_0) . La figure Figure A.2 donne une estimation de cet angle de pénétration pour les 4 niveaux de transition considérés.

A.3 Description de la figure Figure A.2

La figure Figure A.2 est une application directe des équations Eq. (A.9) et Eq. (A.11). Elle donne l'angle d'ouverture (les cartes de gauche) et l'angle de pénétration (les cartes de droite) pour :

- 4 niveaux de transition aux pressions : 10^1 , 10^2 , 10^3 , et 10^4 Pa. Le premier correspondant aux atmosphères les plus opaques (ou longueur d'onde pour une même atmosphère), et le dernier aux plus transparentes. Nous calculons le toit du modèle est l'altitude des transitions à partir de Eq. (A.7) qui dépendent de la hauteur d'échelle et du rayon planétaire.



- Pour une pression de transition donnée, la hauteur d'échelle varie entre 3 000 et 800 000 m.
- Pour une pression de transition et une hauteur d'échelle donnée, le rayon à 10 Bar entre 0,1 et 2 R_J .

Les échelles évoluent entre 0 et 180° d'ouverture et entre 0 et 60° de pénétration. Les isocontours indiquent le nombre de colonnes en longitude traversée par les rayons au sein de ces angles centrés sur le terminateur. Donc dans toutes la région comprise entre les isocontours 1 et 3, l'angle d'ouverture ou de pénétration y évolue entre 1 et 3 fois le pas en longitude pour une simulation à 64 points de longitude (soit un pas de $5,625^\circ$). Les régions blanches sur les cartes correspondent à des atmosphères qui divergent, pour lesquelles nous ne pouvons pas calculer les altitudes z_t et z_h avec la loi hydrostatique (Eq. (A.7) et Eq. (A.8)).

Nous avons superposé aux figures quelques exemples de planètes à partir de la seule connaissance du rayon planétaire et de la hauteur d'échelle. Nous n'affirmons pas que les angles en questions correspondent exactement puisque pour certaines, la pression de surface par exemple n'est pas toujours de 10 Bar et le rayon planétaire n'est pas non plus le rayon à 10 Bar, mais ils donnent un ordre de grandeur. Dans le cas de GJ 1214 b, nous avons placé la simulation (hauteur d'échelle à 10 Bar) ainsi que ses 3 atmosphères synthétiques. Le doublet 300 - 650 K correspond au cas de plus faible hauteur d'échelle, et le doublet 1000 - 1500 K à celui de plus grande hauteur d'échelle. Les pourcentages indiquent la proportion de raies dans le spectre dont les rayons effectifs sont compris autour du niveau de pression P_h , et donc z_t . Ceci nous permet de mettre en évidence le poids de ces niveaux sur le spectre en transmission. Nous avons utilisé les données pour un angle de transition $\beta = 45^\circ$. Lorsque la somme des 4 pourcentages ne contient pas 100%, cela veut dire que les raies manquantes sondes des niveaux de pression encore plus bas (ou plus haut en altitude). La même opération a été exécutée pour HD 209459 b. En l'absence de simulation, nous avons utilisé les valeurs de la littérature. De la même, le cercle de plus faible hauteur d'échelle correspond au cas 500 - 1000 K et le plus important à 1000 - 1800 K (voir Chapitre 5).

Notons que les variations les plus notables concernent essentiellement les objets aux plus forts rapport R_p/H_0 .

A.4 Application à une simulation atmosphérique

Nous pouvons utiliser le même principe que dans les paragraphes précédents dans le cas d'une simulation atmosphérique. Les atmosphères précédentes étaient homogènes tandis que les simulations atmosphériques ne le sont plus. La conservation des différents résultats intermédiaires lors de la génération d'un spectre en transmission va nous permettre d'évaluer les angles de pénétration ψ_* et ψ_+ , respectivement l'angle de pénétration jour (l'étoile indiquant le côté étoile), et nuit (le + indiquant le côté observateur sur Terre).

Pour évaluer ces angles, pour chaque angle θ de la maille cylindrique et pour chaque longueur d'onde :

- Nous déterminons la couche, caractérisée par l'indice i_p , pour laquelle la transmittance est la plus proche de $\exp(-1)$. La valeur exacte est conservée (T_i). Nous considérerons qu'il s'agira du niveau sondé.
- Nous repérons de la même manière les couches pour lesquelles la transmittance est très proche respectivement de 0,95 et 0,05. Les valeurs exactes sont conservées ($T_{0,95}$ et $T_{0,05}$). Ceci nous permettra d'évaluer le critère de contribution.

Il s'agit de la légende de la figure.

une structure atmosphérique 3D hétérogène

- Pour tous les rayons échantillons correspondant, nous calculons les deux angles de pénétration ré-intégrant la profondeur optique au sein des parcours mais en soustrayant à la profondeur optique totale un morceau du début du parcours pour ψ_* ou de la fin du parcours pour ψ_+ .

Cette soustraction s'effectue jusqu'à ce que la profondeur optique réponde au critère de contribution. Il s'agit en somme d'un ΔT évalué à partir de la pente, à la longueur d'onde et à l'angle θ donnés, de la courbe de transmittance calculée à partir de $T_{0,95}$ et $T_{0,05}$, et du bruit de photon de l'étoile simulé. Si nous notons ce bruit Δf , $R_{\text{eff},ip}$ le rayon effectif associé à la couche sondée, R_* le rayon de l'étoile hôte, alors :

$$\Delta R_{\text{eff}} = \frac{R_*^2 \Delta f}{2R_{\text{eff},ip}} \quad (\text{A.12})$$

où ΔR_{eff} est donc l'écart en rayon effectif correspondant à un écart de Δf du flux relatif. En première approximation, nous considérons que la pente de transition de la transmittance est assimilable à une droite, et nous en calculons la pente a comme :

$$a = \frac{T_{0,95} - T_{0,05}}{R_{\text{eff}}(T_{0,95}) - R_{\text{eff}}(T_{0,5})} \quad (\text{A.13})$$

où $R_{\text{eff}}(T_{0,95})$ et $R_{\text{eff}}(T_{0,5})$ correspondent aux rayons effectifs des couches sélectionnées pour T proche de 0,95 et de 0,05. Le décalage autorisé en flux se traduit donc par une tolérance en transmittance ΔT telle que :

$$\Delta T = a \Delta R_{\text{eff}} \quad (\text{A.14})$$

Donc du côté jour, nous retirons progressivement à la profondeur optique la contribution du début de parcours et ce jusqu'à une distance au terminateur d_* à partir de laquelle $\exp(-\tau) > T_t + \Delta T/2$. Du côté nuit, ne faisons de même mais avec la fin de parcours, sur une distance d_+ . Nous en déduisons dans les deux cas l'angle de pénétration correspondant :

$$\psi_{*|+} = \arctan \left(\frac{\sqrt{(R_p + h)^2 - R_{\text{eff},ip}^2} - d_{*|+}}{R_{\text{eff},ip}} \right) \quad (\text{A.15})$$

Le couple (ψ_*, ψ_+) dépend de la longueur d'onde par deux aspects : premièrement par le niveau de transition, et deuxièmement par la pente a . Si la transition de transmittance entre 0 et 1 est brusque (suivant la dépendance en T et P des sections efficaces correspondantes, mais aussi de la molécule dominante et des hétérogénéités atmosphériques), le critère ΔT sera plus grand et l'angle de pénétration plus faible puisque nous devons nous soustraire d'une plus grande partie du parcours et l'essentiel de l'absorption est plus concentrée vers le terminateur. Il en va de même si le bruit, et donc plus les variations acceptables en flux, est important. Et inversement si la transition est plus étalée dans l'espace ou si le bruit est faible.

Lorsque nous travaillons avec une carte de transmittance obtenue en mode semi-intégré, la détermination des positions d_* et d_+ est simple puisque nous pouvons rapidement repérer le sous-parcours au sein duquel se produit la vérification du critère de contribution pour ensuite le réintégrer par pas jusqu'à déterminer très précisément ces distances (voir § 2.2.6). En mode discret, la densité est considérée constante au sein des cellules de la grille sphérique et s'identifie à celle de son centre. Donc nous déterminons de la même manière que précédemment le sous-parcours vérifiant le critère de contribution, mais cette fois nous n'avons plus qu'à estimer la fraction de ce sous-parcours nécessaire pour que $\exp(-\tau) = T_t + \Delta T/2$.

Dans le cas d'exoplanètes en rotation synchrone, la dissymétrie de température engendre le plus clair du temps une dissymétrie systématique de l'angle de pénétration. Et en l'absence d'hétérogénéités de composition très fortes, ψ_* est presque toujours supérieur à ψ_+ . Cet angle est un outil assez fabuleux permettant de comprendre l'origine des biais observés sur les spectres, mais aussi celles des difficultés que peut rencontrer un algorithme de traitement du signal à trouver une solution satisfaisante pour l'ensemble des paramètres d'inversion.

Appendix B

Interprétation des angles de pénétration dans la simulation de GJ 1214 b

Dans cette partie, nous détaillons les différents points qui sont utilisés dans les chapitres Chapitre 5 et Chapitre 4. Nous effectuons cette étude à part afin de rendre plus fluide la lecture des chapitres précédemment cités. Nous appliquons ce que nous avons décrit dans § A.4 à la simulation de GJ 1214 b (Charnay et al. 2015) sur une intégration discrète des chemins optiques. La Figure B.1 donne les résultats obtenus pour chaque angle θ et chaque longueur d'onde dans la gamme 1 - 10 μm .

B.1 Des valeurs cohérentes avec l'étude homogène

Les angles de pénétration (ψ_* , ψ_+) ont des valeurs essentiellement comprises entre 3° et 10° . Ils peuvent dans certains cas exceptionnels, sur lesquels nous reviendront, présenter des valeurs beaucoup plus importantes (jusqu'à 25°) ou même négative (jusqu'à -14°). Mais en moyenne, nous trouvons des angles inférieurs à 10° , soit un angle total du même ordre de grandeur que celui que nous avons prédit, étant donné la hauteur d'échelle et le rayon planétaire de l'exoplanète, de l'ordre de 17° (voir Figure A.2). Nous pouvons donc raisonner sur la base d'un angle d'environ 20° lorsqu'il s'agit de fournir une explication quant aux observations faites sur les spectres en transmission de cette simulation. La Figure B.2 correspond à la différence entre $\psi_* - \psi_+$, l'échelle de couleur est choisie de manière à ce que tout ce qui est négatif ($\psi_* < \psi_+$) apparaissent en une nuance de magenta/violet, tandis que tout le reste est positif ($\psi_* > \psi_+$). Notons que dans la gamme 1 - 2 μm , cette différence est la moitié du temps positive, l'autre moitié négative, et presque essentiellement comprise entre -5° et 5° . Dans la gamme 2 - 10 μm , à quelques gammes et régions de l'atmosphère près, elle est majoritairement positive et présente les écarts les plus conséquents. Les effets de température sur l'angle de pénétration ne dominent pas sur l'ensemble du spectre et dans toutes les régions de l'atmosphère. Nous devons, pour chaque anomalie clairement identifiée comme étant la signature d'une hétérogénéité de nature différente, étudier la simulation, repérer les régions de l'atmosphère véritablement traversées par les rayons échantillons et trouver des effets systématiques.

Outre les remarques précédentes, si nous revenons sur la Figure B.1, et que nous nous concentrons sur la partie la moins hétérogène de l'atmosphère, à savoir son hémisphère Ouest, on constate une oscillation de l'angle de pénétration en phase avec le spectre d'absorption. Les bandes les moins absorbantes ont des angles de pénétration plus grands de quelques $^\circ$ et inversement. Ceci rejoint les remarques formulées lors de l'étude précédente, pour un même rayon planétaire et une hauteur d'échelle identique, sonder plus bas augmente la région imposant sa signature sur le spectre de part et d'autre du terminateur, sonder

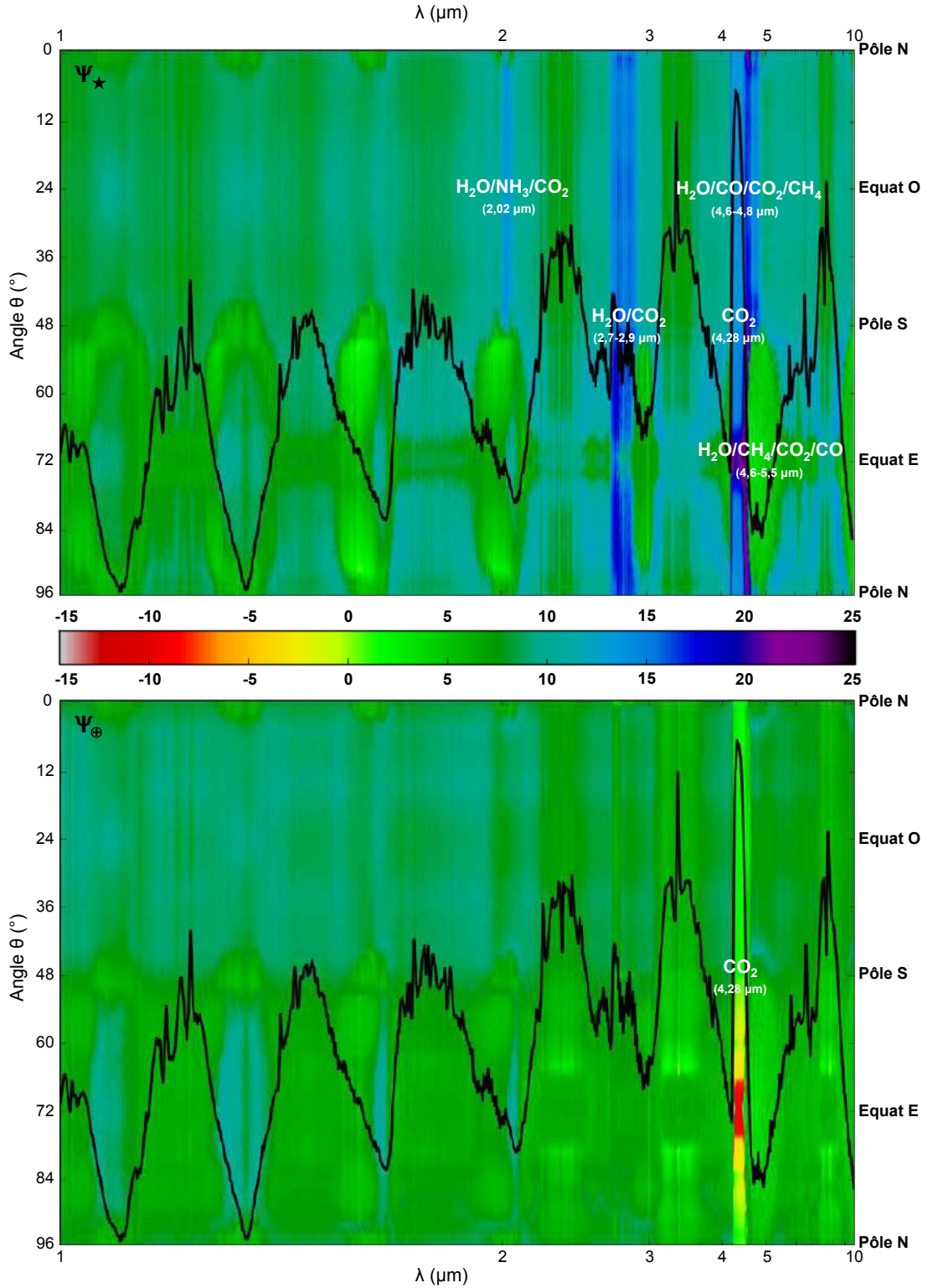


Figure B.1: Angles de pénétration (en °) obtenus à partir de la simulation GJ 1214b d'après [Charnay et al. \(2015\)](#) dans la gamme 1 - 10 μm . En haut : Angle de pénétration jour (Ψ_*) pour chaque angle azimutale θ (exprimé en indice) et chaque longueur d'onde (exprimée en μm). En bas : Angle de pénétration nuit (Ψ_{\oplus}) pour chaque angle azimutale θ (exprimé en indice) et chaque longueur d'onde (exprimée en μm). Sur les deux cartes nous avons superposé le spectre en transmission (courbe noire).

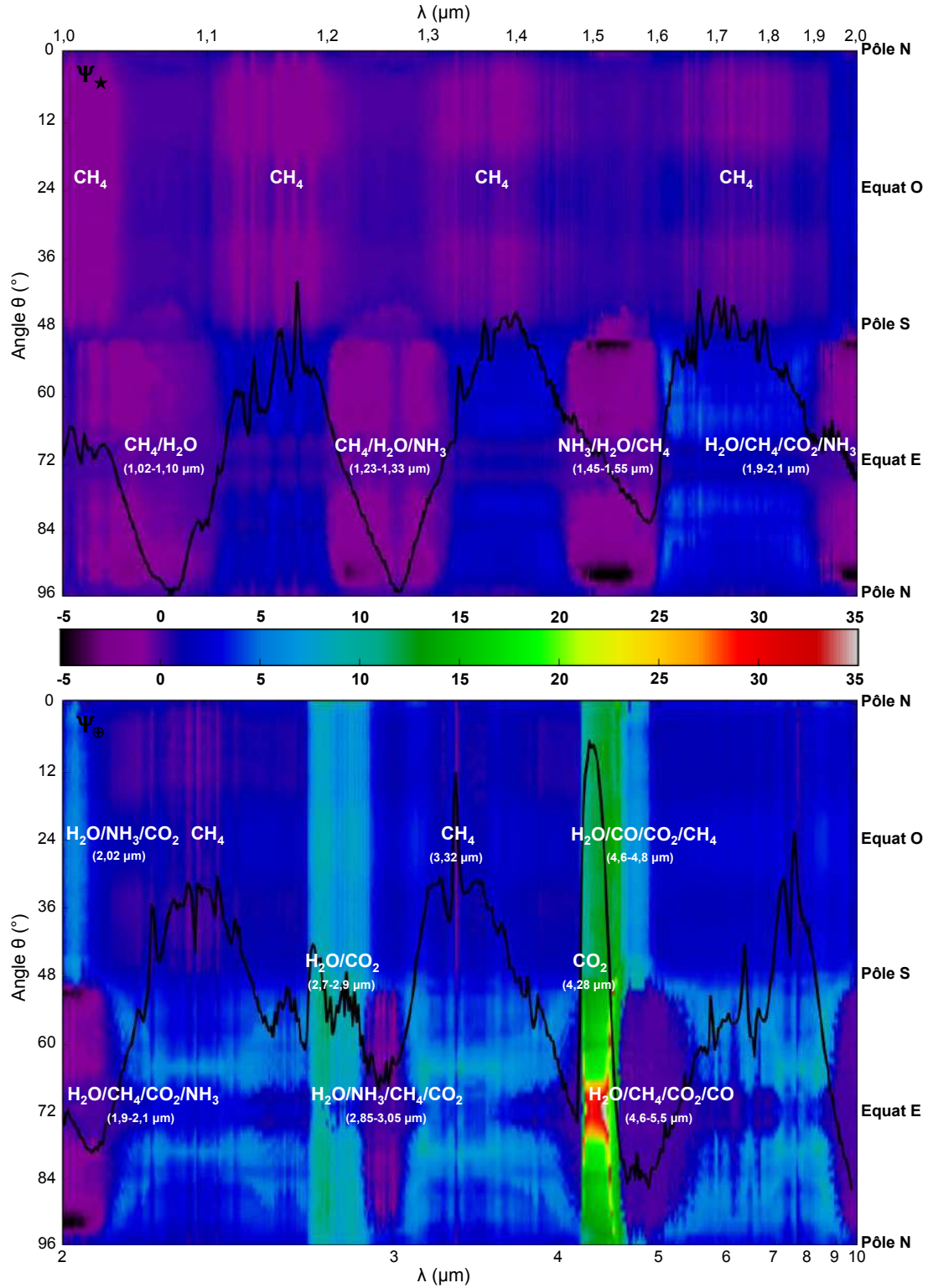


Figure B.2: Dissymétrie des angles de pénétration (en °) obtenus à partir de la simulation GJ 1214b d'après Charnay et al. (2015) dans la gamme 1 - 10 μm ($\Psi_{\star} - \Psi_{+}$). Nous avons superposé à la carte le spectre en transmission (courbe noire). Sont indiquées également les anomalies discutées dans les sections § B.2.1 et § B.3.

plus haut la réduit. Si nous nous référons à la Figure A.2, nous ne devrions remarquer qu'à peine 1° de différence entre les niveaux extrêmes, or nous avons des écarts plus importants de 1 à 2°, et ce seulement sur la moitié de l'angle de pénétration. Nous l'expliquons pas la chute de température entre les niveaux les plus bas (environ 600 K) et les niveaux les plus représentés (environ 480 K), induisant par la même occasion, une baisse importante et rapide de la hauteur d'échelle, que la dépendance avec l'altitude de la gravité ne compense pas totalement. Baisser le rapport (R_p, H_0) a également pour conséquence de diminuer l'angle de pénétration, et la somme d'au moins ces deux effets explique les variations spectrales et/ou locales aussi importantes alors même que le spectre y est dominé essentiellement par la même molécule.

Enfin, toutes les régions et gammes spectrales pour lesquelles l'angle de pénétration est inférieur à 5° et positif (en vert clair) et ne présente pas de dissymétrie jour/nuit ne portent pour information que celle du terminateur. C'est la majorité le cas et les inversions réalisées sur la simulation complète et sur un spectre obtenu à partir du terminateur devrait le mettre en évidence.

B.2 Des hétérogénéités en composition qui renforcent les effets de la dissymétrie thermique

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux anomalies dans les angles de pénétration soulignant un effet renforcé des hétérogénéités de température et donc aux cas pour lesquels ψ_* est très grand devant ψ_+ .

B.2.1 CO₂ à 4,28 μm

Dans l'hémisphère Ouest comme dans l'hémisphère Est, la bande à 4,28 μm est associée aux ψ_* les plus importants, évoluant entre 15° et 25° environ suivant l'hémisphère. A l'Ouest, l'angle de pénétration est extrême et atteint 25°, ce qui est 2,5 fois plus grand que la moyenne. *A contrario*, ψ_+ atteint ses valeurs minimales, se rapprochant de 0° dans l'hémisphère Ouest, et étant majoritairement négatif dans la région Est. Nous sommes clairement dans un cas où l'information spectroscopique et atmosphérique est peu voire plus du tout portée par le terminateur. Ici, les hétérogénéités en abondance de la molécule, très intenses entre le côté jour et le côté nuit et particulièrement du côté Est, dominent très fortement les effets de températures plus qu'elles ne les accentuent car nous sondons vraiment très profondément dans l'hémisphère jour.

Dans cette région qui entoure l'équateur Est, l'appauvrissement drastique en CO₂ perdure sur une douzaine de ° en longitude à l'équateur (voir Figure B.3), ce qui est très proche de ψ_+ . L'information sur le CO₂ est donc contenue dans la région entre -(4-15)° et -(15-20)° par rapport au terminateur et est donc uniquement portée par le côté jour. Ceci n'est possible que parce que la molécule est clairement dominante sur cette longueur d'onde, qu'elle est en abondance suffisante, et parce que le contraste entre la fraction molaire au terminateur et celle plus profonde du côté jour est gigantesque (7 - 8 ordres de grandeur). Du point de vue thermique, la région sondée dans cette bande est associée à des températures également plus élevée, et sa signature spectroscopique est en conséquence plus chaude que pour toutes les autres gammes et régions resserrées autour du terminateur.

Du côté Ouest, ψ_+ n'est jamais négatif, mais proche de 1-3°. Donc le central est clairement décalé par rapport au terminateur mais de manière moins brutale que pour le côté Est. En cause encore, les hétérogénéités horizontales en composition de la molécule qui est plus abondante du côté jour. Le gradient en fraction molaire ne varie plus que sur 4 ordres de grandeur, mais la zone de transition entre les deux abondances est dans le même temps très brutale, ne s'étalant que sur une dizaine de °. Donc,

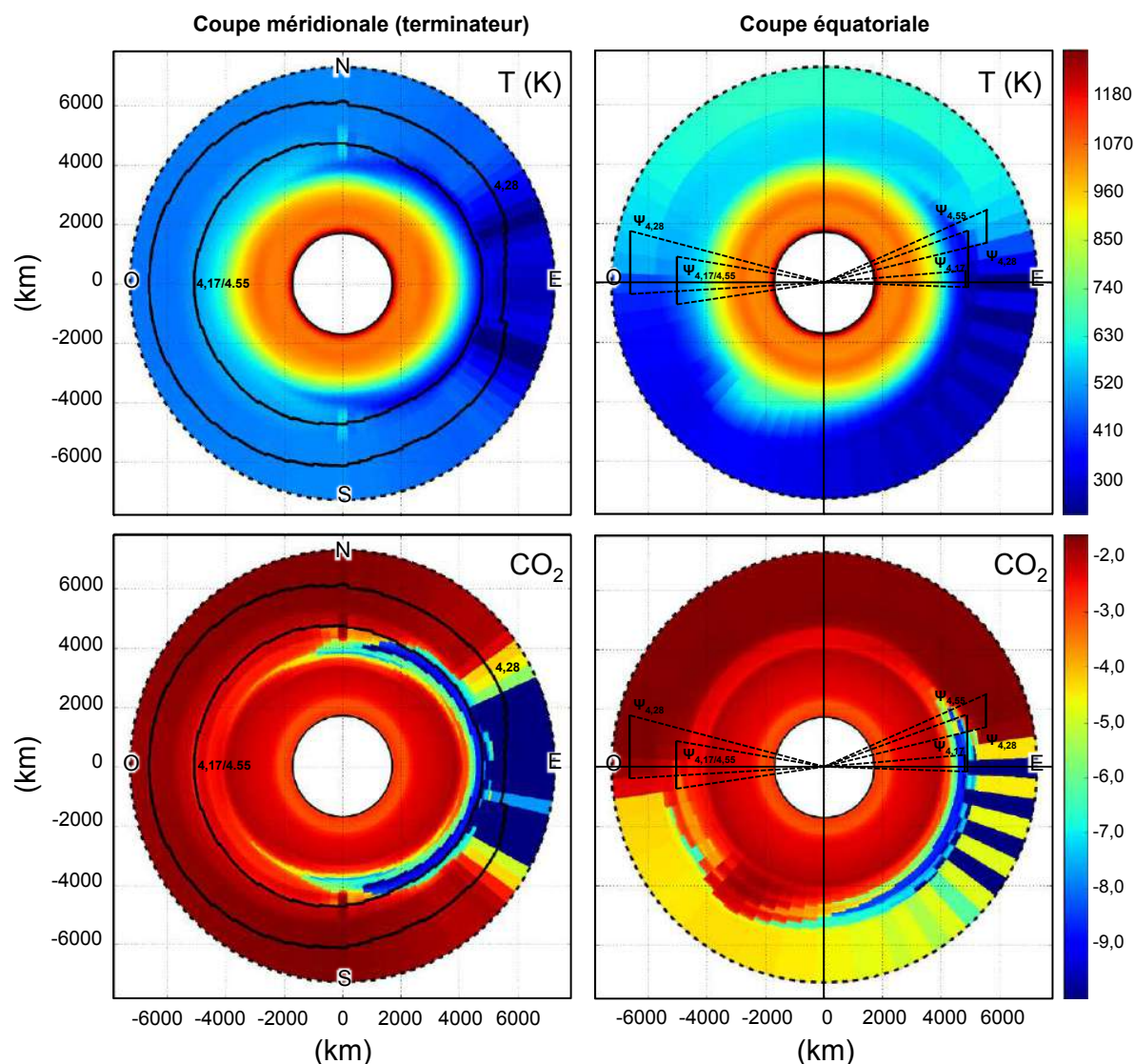


Figure B.3: En haut : Coupes en température, méridionales (terminateur) à droite et équatoriales à gauche, de la simulation GJ 1214 b. En bas : Coupes en abondance du CO₂, méridionale (terminateur) à droite et équatoriale à gauche, de la simulation GJ 1214 b. Les iso-contours noirs sur les coupes méridionales indiquent les niveaux pour lesquels la transmittance est égale à $\exp(-1)$ aux longueurs d'onde 4,17 ; 4,28 et 4,55 μm . Les portions de rayons échantillons associées à une transmittance proche de $\exp(-1)$ pour les 3 longueurs d'onde précitées et comprises dans les angles de pénétration sont représentées par des traits noirs sur les coupes équatoriales. Les points cardinaux sont définis par rapport à l'observateur.

à un niveau sondé donné, la moitié jour est plus absorbante du fait des plus hautes températures qui y règnent et des fortes fractions molaires et ψ_+ s'amoindrit fortement au profit de ψ_* . Le fait que la fraction molaire au terminateur se rapproche de celles du côté jour permet de conserver la signature de sa colonne, qui s'étale de part et d'autre justement sur $2-3^\circ$. Donc dans cette partie de l'atmosphère, le CO_2 ne porte l'information que du terminateur lui-même et du côté jour. En moyenne sur l'ensemble des θ , la molécule devrait donc reposer sur une signature spectroscopique discordante par rapport aux autres molécules et être à l'origine de biais lors de l'inversion des spectres.

Sur la Figure B.3, nous proposons également une visualisation des angles de pénétration sur les coupes atmosphériques pour le pied de la bande du CO_2 . Nous les avons placés respectivement à $4,17$ et $4,55 \mu\text{m}$ car les cartes de transmittance associées sont très proches et le flux relatif identique mais ne traduisent cependant pas de la même information spectroscopique. En effet, si les deux raies sondent exactement la même région du côté Ouest, celle à $4,17 \mu\text{m}$ est très serrée autour du terminateur tandis que celle à $4,55 \mu\text{m}$ sonde plus profondément. Dans le premier cas, la molécule entre en compétition avec le méthane qui, on en parle dans les paragraphes à venir, a un effet inverse à CO_2 et ramène la zone sondée au terminateur. Dans le deuxième cas, la compétition fait intervenir le CO , H_2O , et CH_4 à moindre mesure. Les effets cumulés du dioxyde de carbone et du monoxyde de carbone l'emportent clairement du côté jour, tout en étant partiellement amoindris par ceux du méthane. La partie nuit sondée est la même pour les deux molécules.

B.2.2 CO_2 mixé à d'autres molécules, $2,7 - 2,9 \mu\text{m}$ et $2,02 \mu\text{m}$

Les deux autres bandes manifestant une situation semblable font toute deux intervenir le CO_2 . D'abord dans la gamme $2,7 - 2,9 \mu\text{m}$ pour laquelle la molécule est en compétition avec H_2O . Cette dernière est plutôt homogène dans cette simulation avec au maximum un facteur 5 entre les régions les plus riches et les plus pauvres. Qui plus est, ses variations suivent une tendance inverse à celle du CO_2 puisqu'elle est légèrement plus abondante du côté nuit. De part sa répartition en abondance, elle tend plutôt à décaler la région de pénétration vers le côté nuit (indépendamment de l'effet thermique sur les sections efficaces). L'Ouest est une fois de plus impacté par une contribution très profonde de CO_2 qui domine sur celle de H_2O . L'Est propose des angles de pénétration plus faibles pour les mêmes raisons soulignées avec la bande à $4,28 \mu\text{m}$ mais les bandes d'absorption du dioxyde de carbone étant moins intenses, elles ne dominent pas complètement la gamme, ce qui explique une dissymétrie beaucoup moins impressionnante.

Viens enfin la gamme autour de $2,02 \mu\text{m}$ dans laquelle 3 molécules sont en compétition : CO_2 , H_2O et NH_3 . ψ_* a une valeur de nouveau très élevée du côté Ouest pour les mêmes raisons que pour les gammes précédentes, à moindre mesure car CO_2 y possède une bande de faible intensité, contrastée par deux autres molécules dont la distribution horizontale en abondance est inversée. Cet effet se perd complètement du côté Est par la domination nette de NH_3 qui gagne 4 ordres de grandeur en fraction molaire, réduisant ψ_* à seulement quelques $^\circ$, tout comme ψ_+ , et ne laissant plus que le terminateur s'exprimer dans cette région. En moyenne, sur les deux gammes précitées, la signature spectroscopique devrait être légèrement altérée par rapport au reste du spectre, mais à bien moindre mesure par rapport à la bande à $4,28 \mu\text{m}$.

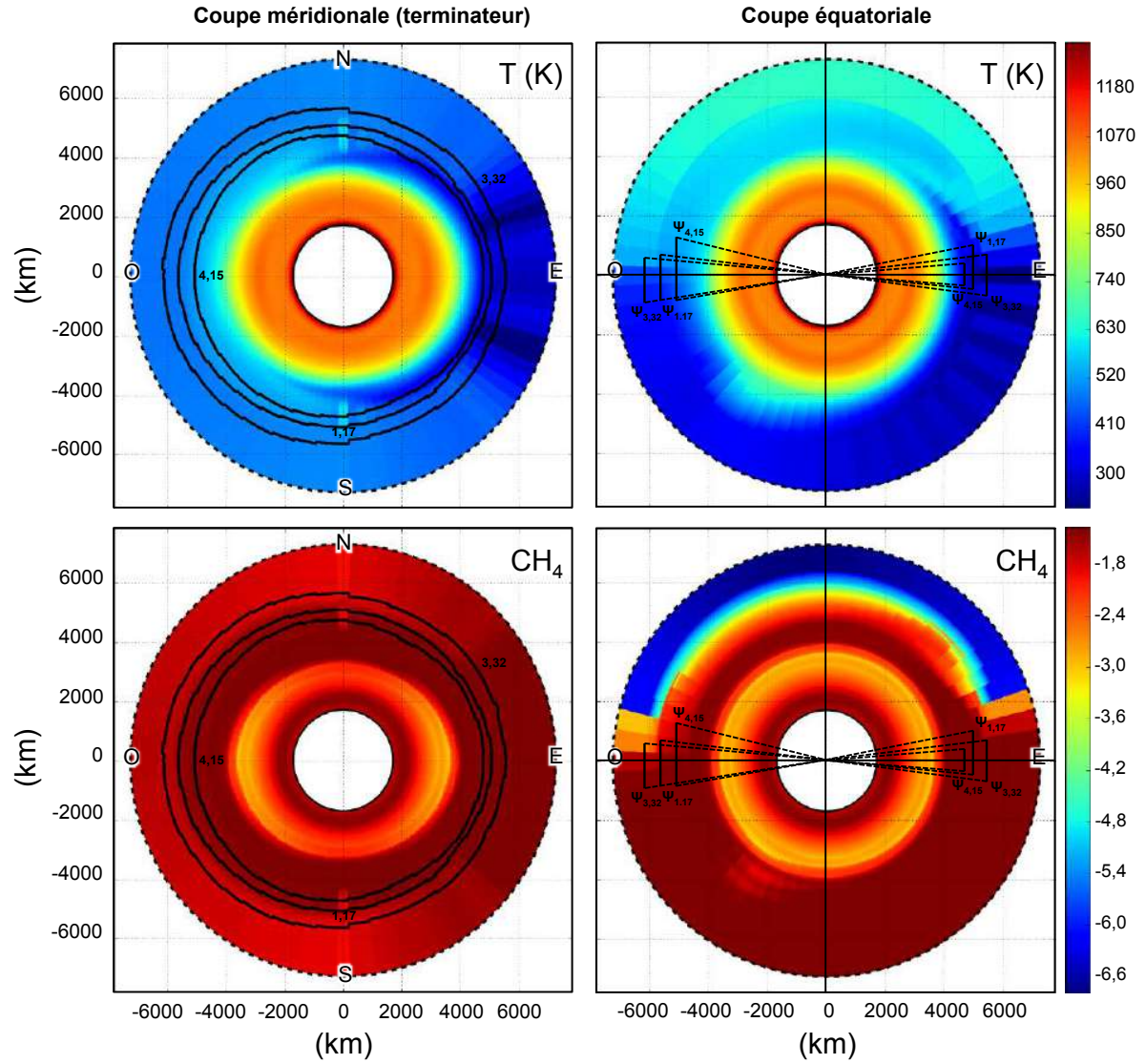


Figure B.4: En haut : Coupes en température, méridionales (terminateur) à droite et équatoriales à gauche, de la simulation GJ 1214 b. En bas : Coupes en abondance du CH_4 , méridionale (terminateur) à droite et équatoriale à gauche, de la simulation GJ 1214 b. Les iso-contours noirs sur les coupes méridionales indiquent les niveaux pour lesquels la transmittance est égale à $\exp(-1)$ aux longueurs d'onde 1,17 ; 3,32 et 4,15 μm . Les portions de rayons échantillons associées à une transmittance proche de $\exp(-1)$ pour les 3 longueurs d'onde précitées et comprises dans les angles de pénétration sont représentées par des traits noirs sur les coupes équatoriales. Les points cardinaux sont définis par rapport à l'observateur.

Les hétérogénéités compositionnelles dominent les hétérogénéités thermiques.

B.3 Les hétérogénéités qui compensent ou surpassent les effets thermiques

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe aux anomalies dans les angles de pénétration soulignant un effet compensé ou inversé par les hétérogénéités en composition et donc aux cas pour lesquels ψ_* est très proche ou inférieur à ψ_+ .

B.3.1 CH₄ aux multiples hétérogénéités

marquées

Le méthane est la molécule dominante du spectre de GJ 1214 b et présente des hétérogénéités très intenses évoluant sur 5 ordres de grandeur. Elles sont de natures verticales, horizontales et azimutales et globalement plus intenses que celles du CO₂, exception faite de la région Est autour du terminateur. Malgré, elles ne sont pas ou très peu détectées lors de l'inversion par l'algorithme de traitement du signal contrairement au dioxyde de carbone. La molécule est en fait un compensateur global des effets thermiques à en juger par les angles de pénétration dans les gammes qu'il domine.

Du côté Ouest, la molécule souffre d'un appauvrissement du côté jour sur un angle de transition très dissymétrique. Sa fraction molaire passe ainsi de $10^{-1,8}$ à $10^{-5,5}$ sur 15° en longitude côté jour et à $10^{-1,3}$ sur 5° côté nuit en haute atmosphère. En plus basse atmosphère, la fraction molaire diminue légèrement du côté jour (10^{-2}) et sur un angle de transition plus important. Ainsi, les bandes les plus absorbantes sondent dans la haute atmosphère et, comme nous pouvons le constater sur la Figure B.2.2, voient le fort gradient de composition. En conséquence, le plus gros de l'absorption est porté par le côté nuit, plus riche, et les effets thermiques sont surpassés. Les bandes qui absorbent plus bas dans l'atmosphère voient des hétérogénéités beaucoup plus faibles, en plus d'être en compétition avec les autres molécules de l'atmosphère, et donc, d'autres types d'effet sur l'angle de pénétration. La variation jour/nuit en abondance de la molécule n'est pas assez intense pour contrebalancer les effets thermiques et $\psi_* > \psi_+$. La dissymétrie $\psi_* - \psi_+$ reste néanmoins faible, 0 - 3° suivant l'angle θ et ψ_* évolue entre 7 et 10° .

Du côté Est, l'air froid qui s'enfonce dans le côté jour et les basses températures qui persistent entraînent une accumulation du méthane et une hétérogénéité horizontale plus tardive sur la ligne de visée. Si elle est de même intensité que celle du côté Ouest, elle est aussi décalée de 6° en longitude, ce qui est proche des angles de pénétration moyens. par conséquent, cet hémisphère ne souffre pas des effets de composition, que ce soit en basse ou en haute atmosphère. Les bandes d'absorption les plus intenses, ne voyant qu'une composition homogène de la molécule, ne subissent que les effets thermiques et $\psi_* > \psi_+$. Les bandes les moins intenses ne sont toujours pas affectées par les effets de composition du méthane, mais la compétition avec les autres molécules, et essentiellement NH₃ et CO₂ vont sceller la tendance de l'angle de pénétration.

B.3.2 Les compétitions moléculaires du méthane avec ...

... le dioxyde de carbone

sur

Comme nous l'avions souligné précédemment, le CO₂ s'exprime sur 3 gammes de longueur d'onde : entre 1,9 et 2,1 μm , entre 2,7 et 3,05 μm et entre 4,17 et 5,5 μm . Nous avons déjà discuté des 3 gammes pour le côté Ouest qui voit le CO₂ l'emporter les autres molécules, très nettement sur les deux dernières gammes et de manière plus modérée pour la première, imposant de par ses hétérogénéités une pénétration profonde dans l'hémisphère jour et une signature à plus haute température sur le spectre en

transmission. La gamme 1,9 - 2,1 μm est plus resserrée autour du terminateur par l'effet du méthane, principal compétiteur. Du côté Est, l'appauvrissement en CO_2 est tel qu'en dehors de sa bande principale centrée sur 4,28 μm et toute la gamme 2,7 et 3,05 μm , la molécule ne domine plus le transfert radiatif et la contribution majoritaire n'est plus portée par le côté jour mais reste cantonnée autour du terminateur. Les hétérogénéités de l'eau, du méthane et de l'ammoniac sont trop faibles aux niveaux de transitions concernés (faible absorption) pour avoir un effet, et de même pour les hétérogénéités de température. En conséquence, l'angle de pénétration est symétrique (ce qui transparait par une différence nulle).

... l'ammoniac

Sur les gammes 1,23 - 1,33 μm , 1,45 - 1,55 μm et 1,9 - 2,1 μm , du côté Est, l'enrichissement en NH_3 induit également sa domination sur les autres molécules dans cette région. Suivant l'angle θ , l'enrichissement est plus ou moins marqué le long du chemin optique. L'accumulation est plus marquée autour des pôles et correspond également à des niveaux sondés plus élevés, là où les hétérogénéités horizontales sont nettes. A ces angles, et pour ces gammes, la fraction molaire du côté nuit est de 4 ordres de grandeur plus grande que celle du côté jour, ce qui est suffisant pour effacer les effets thermiques et même les surpasser. En conséquence, l'information spectroscopique est contenue en partie par le terminateur et majoritairement par le côté nuit (ce qui transparait par les régions noires sur la Figure B.1).

Pour conclure, l'angle de pénétration permet de mieux comprendre les spectres en transmission de par les régions qui sont réellement sondées à chaque gamme spectrale, mais il ne permet pas quantifier les biais qui en résulteront. Dans le chapitre Chapitre 4, nous faisons référence à ces résultats pour expliquer les deux indices de la présence de fortes hétérogénéités lorsque le spectre inversé n'arrive pas à contraindre le méthane sur la bande à 3,32 μm et la bande principale du dioxyde de carbone. Nous expliquons par ailleurs que les biais thermiques ne sont pas détectés lors de l'inversion, et que nous retrouvons finalement des résultats proches, notamment en température, du terminateur. Dans notre exemple, les effets thermiques sont effectivement globalement, et plus ou moins fortement, compensés par les hétérogénéités horizontales du méthane sur les gammes où la molécule est dominante. Les gammes pour lesquelles les effets thermiques ne sont pas compensés ou sont exacerbées souffrent d'une faible représentation dans les spectres, insuffisantes pour s'exprimer mais assez marquées pour être détectées comme des anomalies dans le processus d'inversion (CO_2 , voir Chapitre 4).

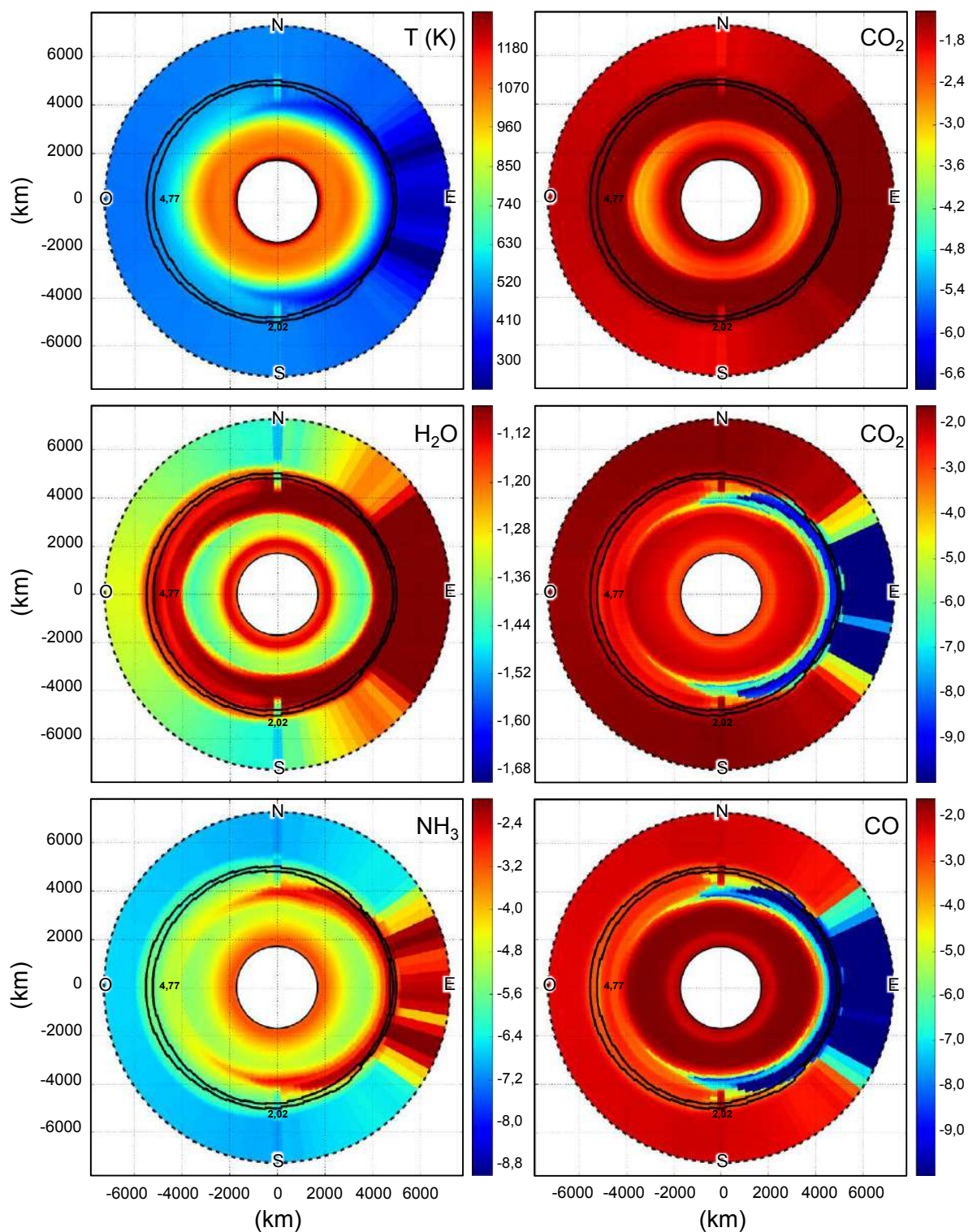


Figure B.5: Coupes méridionales (terminateur) de la simulation GJ 1214 b : en température (K), en abondance pour CH_4 , H_2O , CO_2 , NH_3 et CO (puissance de 10). Les portions de rayons échantillons associées à une transmittance proche de $\exp(-1)$ et comprises dans les angles de pénétration sont représentées par des traits noirs pour les longueurs d'onde 2,02 et 4,77 μm . Les points cardinaux sont définis par rapport à l'observateur.

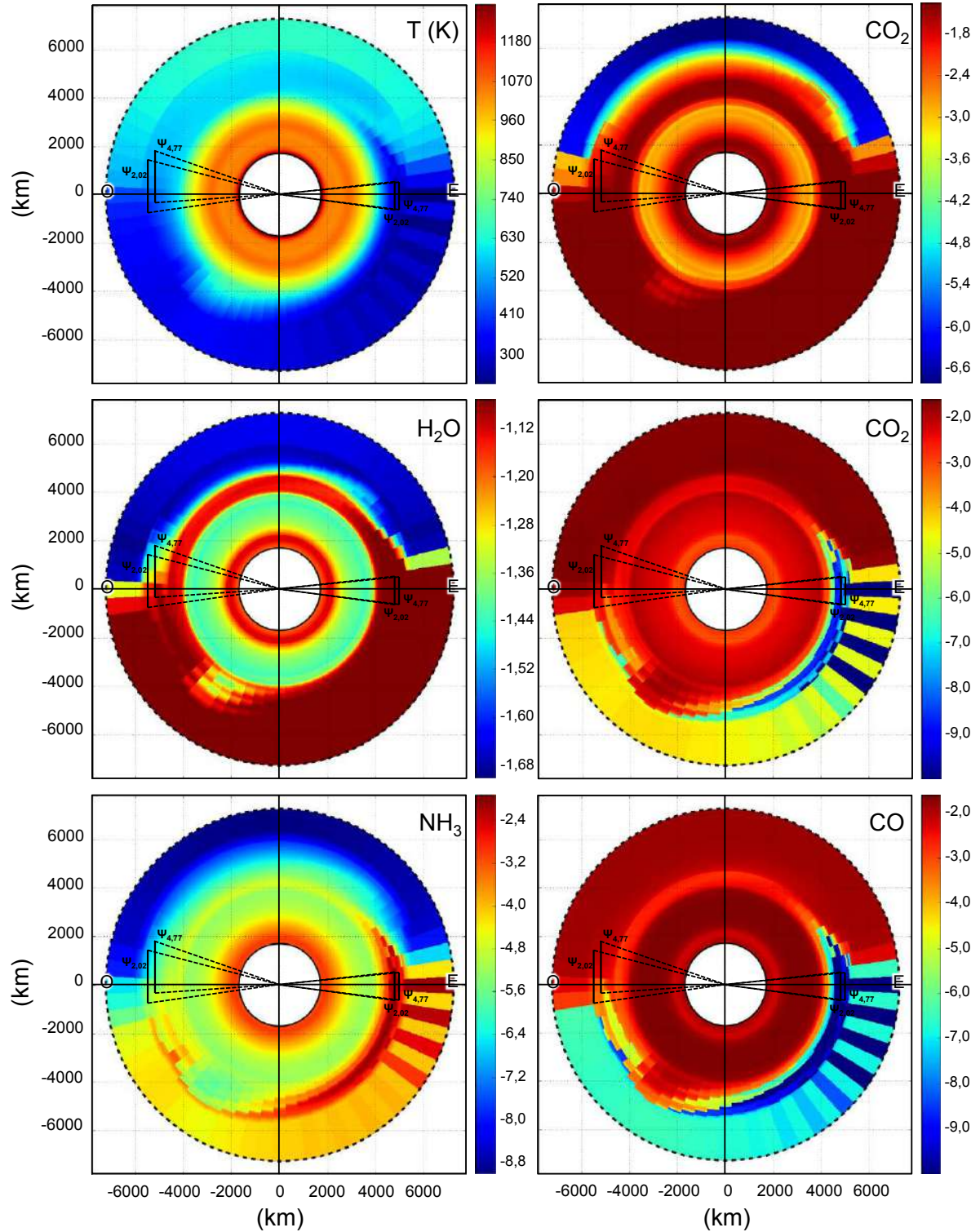


Figure B.6: Coupes équatoriales de la simulation GJ 1214 b : en température (K), en abondance pour CH₄, H₂O, CO₂, NH₃ et CO (puissance de 10). Les iso-contours noirs indiquent les niveaux pour lesquels la transmittance est égale à $\exp(-1)$ aux longueurs d'onde 2,02 et 4,77 μm . Les points cardinaux sont définis par rapport à l'observateur.

