

Université de Montréal

Modélisation d'observations spectroscopiques, résolues en phase, d'exoplanètes de type Jupiter chaudes avec NIRISS à bord du télescope spatial JWST

par
Geneviève Arboit

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en astrophysique

31 août, 2017

© Geneviève Arboit, 2017.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Modélisation d'observations spectroscopiques, résolues en phase, d'exoplanètes de type Jupiter chaudes avec NIRISS à bord du télescope spatial JWST

présenté par:

Geneviève Arboit

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

René Doyon,	président-rapporteur
David Lafrenière,	directeur de recherche
Julie Hlavacek-Larrondo,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Nous présentons des simulations d'observations spectroscopiques infrarouges de la courbe de phase d'exoplanètes en transit avec le *Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph* (NIRISS) en mode *Single-Object Slitless Spectroscopy* (SOSS), afin de déterminer quels systèmes sont susceptibles de détection positive de modulation de phase et quels paramètres planétaires peuvent et ne peuvent pas être contraints par les observations. Nous combinons des spectres d'émission, basés sur des modèles pour naines brunes, BT-Settl, modulés par la phase d'une planète autour de son étoile hôte, ainsi que des spectres de réflexion de la lumière de l'étoile. Étant donné notre connaissance de NIRISS, des bruits de photon et de lecture sont ajoutés aux observations simulées. Nous supposons que la planète est une Jupiter chaude qui peut être modélisée de deux façons.

Un premier modèle utilise deux températures, chacune caractérisant un des hémisphères de l'exoplanète, de l'ordre de 10^3 K. Ces observations simulées sont ensuite comparées à des modèles théoriques pour contraindre la température de la planète. Une simulation pour WASP-43b (une exoplanète découverte par le programme *Wide-Angle Search for Planets*) montre que les températures de ses hémisphères peuvent être contraintes à mieux que 50 K.

Un deuxième modèle utilise plusieurs températures selon une répartition en « quartiers d'orange ». Les algorithmes développés peuvent également ajuster le déphasage de l'hémisphère chaud sur l'exoplanète, l'albédo de l'exoplanète et la variabilité de l'étoile. Des simulations montrent que ces températures peuvent être contraintes, pour WASP-43b et HD-189733b, à 200 K près et, pour WASP-19b, à 350 K près.

Mots clés: James Webb, infrarouge, simulations, courbe de phase, Jupiter chaud à courte période.

ABSTRACT

We present simulations of infrared spectroscopic observations of the phase curve of exoplanets in transit with the *Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph* (NIRISS) in the *Single-Object Slitless Spectroscopy* mode (SOSS) in order to determine which systems can provide positive detections of phase modulation and which planetary parameters can and cannot be constrained by the observations. We combine emission spectra, based on a model for brown dwarf, BT-Settl, modulated by the phase of a planet around its host star, as well as reflection spectra of the star light. Given our knowledge of NIRISS, photon noise and read noise are added to the simulated observations. We assume that the planet is a hot Jupiter that can be modeled in two ways.

A first model uses two temperatures, each characterizing one of the hemispheres of the exoplanet, which values are of the order of 10^3 K. These simulated observations are then compared to theoretical models to constrain the temperature of the planet. A simulation for WASP-43b (a exoplanet found by the *Wide-Angle Search for Planets* program) shows that the temperatures of its hemispheres can be constrained to better than 50 K.

A second model uses several temperatures according to a distribution in “orange slices”. The algorithms developed may also adjust the hot hemisphere phase shift on the exoplanet, the albedo of the exoplanet and the variability of the star. Simulations show that these temperatures can be constrained, for WASP-43b and HD-189733b, with an uncertainty of 200 K and, for WASP-19b, with one of 350 K.

Keywords: James Webb, infrared, simulations, phase curve, short period Hot Jupiter.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES	xviii
NOTATION	xix
DÉDICACE	xxi
REMERCIEMENTS	xxii
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Exoplanètes	2
1.1.1 Résumé de l'état des connaissances	3
1.1.2 Planètes à petite séparation de leur étoile	12
1.1.3 Planètes en transit	14
1.1.4 Bilan thermique	20
1.1.5 Spectre d'émission des Jupiter chaudes	24
1.1.6 Courbe de phase	25
1.2 L'instrument NIRISS du JWST	30
1.2.1 Description de JWST	32
1.2.2 Spécifications techniques de JWST/NIRISS	33
1.3 Ce travail de mémoire	37
1.3.1 But	37

1.3.2	Cas type : le système WASP-43	38
CHAPITRE 2 : SIMULATION DES OBSERVATIONS DE NIRISS		41
2.1	Spectres modèles de la planète et de l'étoile	41
2.1.1	Spectre de l'étoile	41
2.1.2	Spectre de l'exoplanète	41
2.1.3	Modèles en hémisphères et en quartiers d'orange	41
2.1.4	Albédo et lumière réfléchie	43
2.1.5	Spectre total du système	44
2.2	Simulation des observations NIRISS	44
2.2.1	Calcul du flux de photons	44
2.2.2	Limite de bruit théorique	48
2.2.3	Autres sources de bruit et bruit total	48
2.3	Définitions des données simulées et traitées	50
2.3.1	Observations simulées sur une orbite complète et leur traitement	50
2.3.2	Traitement des données simulées	51
2.4	Recherche de modèle optimal	51
2.4.1	Les paramètres ajustés	53
2.4.2	Ajustement de modèle sur les données avec le log vraisemblance	54
2.4.3	Ajustement de modèle sur les données avec MCMC	55
CHAPITRE 3 : RÉSULTATS		57
3.1	Modèle simple pour WASP-43	57
3.1.1	Spectres de naines brunes	63
3.1.2	Spectres de corps noirs	66
3.2	Modèle en quartiers d'orange pour WASP-43b	69
3.2.1	Observations simulées avec deux hémisphères	69
3.2.2	Observations simulées avec six quartiers d'orange	73
3.2.3	Ajout d'autres paramètres	75
3.3	Autres cibles	80
3.3.1	WASP-19b	80

3.3.2 HD-189733b	84
CHAPITRE 4 : CONCLUSION	87
4.1 Résumé des résultats	87
4.2 Développements futurs	89
BIBLIOGRAPHIE	92

LISTE DES TABLEAUX

1.I	Longueurs d’onde utiles de NIRISS SOSS	33
1.II	Modes de NIRISS, avec magnitudes de saturation et T_{\square} , le temps de cadre (<i>frame time</i>), où l’indice rectangulaire symbolise un cadre	34
1.III	Valeurs des données de systèmes planétaires pour la simulation de sa spectroscopie [55], [44], [62]; les températures d’équilibre T_{eq} de la littérature ci-dessous diffèrent un peu de celles calculées via l’équation 1.6; la magnitude m en bande J est dénotée mag ; les valeurs des albédos de Bond sont supposées	39
3.I	Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données et modèle qu’à la figure 3.6 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation. Le 50e percentile à 2σ est la valeur médiane avec un degré de confiance de 95 %. . .	64
3.II	Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées sur un modèle à deux hémisphères qu’à la figure 3.9 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K, avec les deux spectres de la planète remplacés par ceux de corps noirs. Les statistiques sont calculées sur 2 200 itérations suivant 2 000 itérations de stationnarisation.	67
3.III	Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées qu’au tableau 3.I et figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d’orange : $T_1 = T_2 = T_3 = 1550$ K et $T_4 = T_5 = T_6 = 1000$ K. Les statistiques sont calculées sur 1 800 itérations suivant 1 200 itérations de stationnarisation.	69

3.IV	Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées qu'au tableau 3.I et figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d'orange : $T_1 = T_2 = T_3 = 1550$ K et $T_4 = T_5 = T_6 = 1000$ K. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.	72
3.V	Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d'orange à des températures différentes. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.	75
3.VI	Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, avec en plus l'ajustement du déphasage du terminateur, ϕ_d . Les statistiques sont calculées sur 40 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.	76
3.VII	Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, avec en plus l'ajustement de l'albédo, A_p . Les statistiques sont calculées sur 40 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.	80
3.VIII	Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-19b sur des données simulées sur un modèle à 6 quartiers d'orange à des températures différentes. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.	82
3.IX	Résultats d'une exécution de MCMC sur HD-189733b sur des données simulées sur un modèle à 6 quartiers d'orange, chacun avec une température différente. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation. . .	85

4.I	Résumé : méthode vs sensibilité atteignable sur la température, avec le modèle à deux hémisphères, pour WASP-43, WASP-19 et HD-189733. Le MCMC est pour WASP-43 seulement avec le modèle à deux hémisphères.	88
4.II	Résumé : exoplanète vs sensibilité atteignable sur la température, avec le modèle à six quartiers d’orange et la méthode MCMC, sur 22 000 itérations suivant la stationnarisation.	88
4.III	Données connues sur les températures des trois exoplanètes simulées en 2016, selon [35].	88

LISTE DES FIGURES

- 1.1 Graphique en nuage de points des exoplanètes connues, masse versus période, toutes deux en échelle logarithmique, généré par [55]. 4
- 1.2 Illustration des intervalles possibles de compositions primordiales des planètes du Système solaire, en graphique à trois axes, selon leurs proportions de roche, glace et gaz, ainsi que, en profondeur, selon l'échelle logarithmique de leur masse en multiples de masses terrestres, dénotées M_{\oplus} . Reproduction de [58, section 2.3, figure 7]. 8
- 1.3 La force de gravité entre l'étoile et le renflement A est plus grande que celle entre l'étoile et le renflement B, ce qui cause un moment de force par rapport au centre de la planète qui est non nul tant que le désalignement $2\varepsilon \neq 0$. Ce moment de force fait que la rotation de la planète sur elle-même décélère, ce qui explique la rotation synchrone au final. Inspiré de [48, figure 10.17], mais non à l'échelle, avec l'orbite de l'exoplanète en pointillés orangés. 13
- 1.4 La courbe de lumière du transit de la Jupiter chaude WASP-19 b, en haut, et les résidus par rapport au modèle (en rouge), en bas, prises par TRAPPIST–South subséquentement à sa découverte [21, Creative Commons Attribution 4.0 International License]. WASP-19 b a une période de 0,79 jour, l'une des plus courtes trouvées à ce jour. 15
- 1.5 Schéma de l'orbite d'une exoplanète, avec le plan de référence tangent à la sphère céleste pour l'observateur, reproduit de [48, figure 2.2]. Une orbite prograde est illustrée : $0 \leq i < 90^\circ$ et la direction de la planète est celle des angles croissants. L'anomalie vraie $v(t)$ est l'angle entre la position du péricentre et la position courante de la planète sur son orbite. 17

1.6	Schéma de deux phases d'une exoplanète en transit, reproduit de [58, section 2.1.2, figure 5]. Lorsque des corps sont de grandeurs angulaires très différentes, on dit transit lorsque le plus petit corps passe devant le gros et éclipse secondaire pour l'inverse [48, section 6].	18
1.7	Flux du spectre synthétique BT-Settl et de corps noir qui seraient reçus d'une Jupiter chaude à 1 500 K.	26
1.8	Flux de corps noir qui seraient reçus du Soleil, d'une Jupiter chaude et de Jupiter, avec les flux non à l'échelle pour mieux visualiser : celui de la Jupiter chaude est multiplié par 10 000 et celui de Jupiter, par 10^{10} . Pour les deux planètes, l'émission thermique et la réflexion sont additionnées, d'où les deux pics. La réflexion est celle de la lumière solaire, d'où l'alignement, en longueurs d'onde, avec le pic du Soleil. Inspiré de [58, section 2.1.1, figure 4].	27
1.9	Schéma et courbe de lumière pour sept pas de phase au cours de l'orbite complète d'une exoplanète qui transite devant son étoile, reproduit de [75].	28
1.10	Fraction de la planète illuminée selon la phase, calculée selon l'équation 1.9.	28
1.11	Spectres de WASP-43b pour 15 phases, où la phase $p = 0$ correspond au transit. Les mesures sont en bleu ; le modèle médian est en rouge avec une incertitude de 1σ , en gris. Reproduit de [65, figure S3].	29
1.12	Carte de températures de WASP-43b, selon plusieurs longueurs d'onde entre 1,14 et 1,63 microns. Reproduit de [65, figure 4]. . .	31

1.13	Disposition des ordres de diffraction sur le détecteur pour le mode SOSS. En pratique, on analyse seulement les ordres 1 et 2. L'intervalle pertinent pour l'ordre 1 est de 0,85 à 2,8 microns et, pour l'ordre 2, de 0,60 à 1,0 micron. Les pixels sont de largeur spectrale de 0,0010 et 0,0005 micron, respectivement ($R = \lambda/\Delta\lambda$ entre 500 et 1500). Reproduit schématiquement de [74], où les longueurs d'onde illustrées correspondent à l'ordre 1.	34
1.14	Courbes de transmission totale pour le mode SOSS, ordre 1 en bleu et ordre 2 en rouge, reproduit avec les données de [53]. . . .	35
1.15	Rampe pour un nombre de lectures $N_g = 4$, reproduit de [2, section 6.4].	36
1.16	Illustration de WASP-43b par F. Pont, selon [31, figure 9] et [65, figure S2]. Le côté de la planète le plus près de l'étoile, à gauche de l'image, est plus chaud.	38
1.17	WASP-43b à une phase orbitale de 0, basé sur des observations avec HST [65]. Le panneau en haut à gauche montre le spectre d'émission de la planète ; celui en haut à droite montre le profil vertical de pression-température. Les deux panneaux montrent aussi des incertitudes de 1σ . Celui de gauche indique également une région d'absorption de l'eau entre 1,35 et 1,6 microns, marquée « H ₂ O ». Les sphères en bas montrent la distribution du flux longitudinal, chacune dans un intervalle de longueurs d'onde donné.	40

2.1	Zoom sur la figure 1.9 montrant un exemple de phase de l'exoplanète selon deux modèles-jouets. Le zoom de gauche (a) illustre le modèle le plus simple pour traiter les différences de température sur une Jupiter chaude : deux hémisphères, le côté jour est plus chaud et le côté nuit, plus froid. Le zoom de droite (b) illustre un modèle-jouet plus ajusté pour traiter les différences de température sur une Jupiter chaude : en quartiers d'orange. C'est un modèle en gradient de température, variant selon les longitudes.	42
2.2	Bruit de lecture de NIRISS en fonction du nombre de groupes N_g , reproduit avec les données de [73, table 1]. Par exemple, pour $N_g = 2$, on a un bruit de lecture d'écart-type de $\sigma_l(N_g) = 17$ électrons par pixel.	50
2.3	Diagramme du flot de traitement des données, les entrées et sorties étant en violet, les traitements de données en orange et les décisions (section 2.4), en vert. Le lien pointillé entre le module de décision et les paramètres utilisés pour générer les modèles théoriques reflète l'une des approches de recherche de modèle optimal, via une méthode de type Monte-Carlo à chaîne de Markov (<i>Monte Carlo Markov Chain</i> , MCMC, section 2.4.3), tandis qu'il n'y a pas de tel lien pour la méthode du maximum de log vraisemblance (section 2.4.2).	52
3.1	Données d'observations SOSS simulées pour l'exoplanète WASP-43b à la phase p de la figure 1.11. L'ordre 1 est en noir, avec une résolution de $0,032 \mu\text{m}$, et l'ordre 2, en gris, avec une résolution de $0,0165 \mu\text{m}$. La durée totale d'une période d'observation est de $19,5 \text{ h} / 15 = 1,3 \text{ h}$. Les barres d'erreur correspondent à l'amplitude du bruit à 1σ	58
3.2	Comme la figure 3.1 pour les phases 0,31, 0,38, 0,44 et 0,50. . . .	59
3.3	Comme la figure 3.1 pour les phases 0,56, 0,62, 0,69 et 0,75. . . .	60

3.4	Comme la figure 3.1 pour les phases 0,81, 0.88 et 0,94.	61
3.5	Évolution, au cours d'une orbite simulée de WASP-43b, des niveaux de flux de bandes centrées autour des longueurs d'onde 0,70, 1,65, 1,80 et 2,20 microns et de 0,025 micron de largeur. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type calculé à partir des incertitudes sur les points combinés.	62
3.6	Résultat d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-43b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées sur un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (1550, 1000) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (1550,1150) K. Les probabilités marginalisées pour chaque paramètre individuel montrent la probabilité pour ce paramètre seulement (i.e. la probabilité est intégrée sur l'autre paramètre). Les probabilités sont en fait des log probabilités, donc le pic est beaucoup plus prononcé lorsqu'on inverse le logarithme.	63
3.7	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.I, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.	64
3.8	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.I, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.7. Les traits en noirs sont des ajustements lissés de ces distributions.	65
3.9	Résultats d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-43b sur les mêmes données simulées sur un modèle à deux hémisphères qu'à la figure 3.6 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K, mais avec les deux spectres de la planète remplacés par ceux de corps noirs aux mêmes températures. Le point maximum correspond bien pour la température chaude, mais pas pour la froide, dont le pic est beaucoup plus haut.	66

3.10	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.II, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 2 200 itérations suivant la stationnarisation. Pour une meilleure convergence, un temps de stationnarisation plus élevé pourrait être souhaitable, mais l’efficacité du code informatique doit être améliorée pour ce faire.	67
3.11	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.II, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.10.	68
3.12	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.III, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 1 800 itérations suivant la stationnarisation.	70
3.13	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.III, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.12. Si les paramètres sont indépendants, les graphes de points noirs suivent une distribution normale en deux dimensions ; ceci ne devrait pas et ne semble pas être le cas dans tout exemple à partir de celui-ci.	71
3.14	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.IV, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.	72
3.15	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.IV, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.12.	73
3.16	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.V, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.	74
3.17	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.V, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.16.	74

3.18	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.VI, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 40 000 itérations suivant la stationnarisation.	76
3.19	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.VI, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.18.	77
3.20	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.VII, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 40 000 itérations suivant la stationnarisation.	78
3.21	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.VII, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.20.	79
3.22	Résultat d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-19b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées avec un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (2300, 1950) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (2300, 1950) K.	81
3.23	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.IX, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements.	83
3.24	Résultat d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur HD-189733b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées avec un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (1350, 850) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (1350, 850) K.	84
3.25	Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.IX montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements.	86

LISTE DES SIGLES

AMI	<i>Aperture Masking Interferometry</i> , un mode de NIRISS
cgs	unités cgs, données en centimètres, grammes et secondes
GJ	catalogue astronomique Gliese–Jahreiß
HAT/HATNet	<i>Hungarian Automated Telescope</i>
HD	catalogue astronomique Henry Draper
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
iREx	Institut de recherche sur les exoplanètes
JWST	<i>James Webb Space Telescope</i>
KIC	catalogue astronomique <i>Kepler Input Catalog</i>
MCMC	Monte-Carlo à chaîne de Markov (<i>Monte Carlo Markov Chain</i>)
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NIRCam	<i>Near-Infrared Camera</i> , un instrument du JWST
NIRISS	<i>Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph</i> , un instrument du JWST
OGLE	<i>Optical Gravitational Lensing Experiment</i>
SNR	<i>signal-to-noise ratio</i> , rapport signal sur bruit
SOSS	<i>Single-Object Slitless Spectroscopy</i> , un mode de NIRISS
TrES	<i>Trans-Atlantic Exoplanet Survey</i>
UAI	Union Astronomique Internationale
2MASS	<i>Two Micron All-Sky Survey</i> , un relevé astronomique
WASP/SuperWASP	<i>Wide-Angle Search for Planets</i>
WFSS	<i>Wide-Field Slitless Spectroscopy</i> , un mode de NIRISS

NOTATION

a	séparation ou demi-grand axe
A	l'amplitude de la variabilité de l'étoile
A_p	albédo de Bond de la planète
b	paramètre d'impact
c	vitesse de la lumière, soit 299 792 458 m/s
$\varepsilon_{\alpha(p)}$	fraction du flux de la planète par rapport à celui de l'étoile, à la phase p
f	efficacité de circulation atmosphérique
F_p	flux de la planète
F_{jour}	flux de la planète, côté jour
F_{nuit}	flux de la planète, côté nuit
F_{\star}	flux de l'étoile
$g_{\alpha(p)}$	fraction de la surface de la planète qui est vue comme illuminée, à la phase p
G	constante de la gravitation universelle, soit $6,67408(31) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
h	constante de Planck, soit $6.626070040(81) \times 10^{-34} \text{ J s}$
i	inclinaison de l'orbite d'une planète par rapport à l'observateur
Jy	Jansky, soit $1 \text{ Jy} = 1 \text{ Erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ A}^{-1}$
k	constante de Boltzmann, soit $1.38064852(79) \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
K	degré Kelvin
L	une intensité lumineuse, par exemple dans la loi de Planck
λ	une longueur d'onde
log g	logarithme en base 10 de la gravité de surface
M_J	unité de masse de Jupiter, soit $1M_J = 1,898 \times 10^{27} \text{ kg}$
M_{\oplus}	unité de masse de la Terre, soit $1M_{\oplus} = 5,9722 \times 10^{24} \text{ kg}$
M_p	masse de la planète
M_{\star}	masse de l'étoile
M_{\odot}	masse du Soleil

- p phase d'une planète, $0 < p < 2\pi$ et $p = 0$ si l'étoile, la planète et l'observateur sont alignés
- P période de révolution d'une planète autour de son étoile
- ppm parties par million, soit $1 \text{ ppm} = 0,0001 \%$
- ϕ décalage de la variabilité de l'étoile
- ϕ_d déphasage de l'hémisphère chaud sur une exoplanète
- R_p rayon de la planète
- R_* rayon de l'étoile
- R_\odot rayon du Soleil
- s seconde
- σ constante de Stefan-Boltzmann, soit $5,670367 \times 10^{-8} \text{ kg s}^{-3} \text{ K}^{-4}$
- τ_{advect} échelle de temps de circulation de chaleur, en advection
- τ_{rad} échelle de temps de circulation de chaleur, en radiation
- τ_{vert} échelle de temps de circulation de chaleur, verticalement
- T une température
- T_{eff} température effective
- T_{eq} température d'équilibre
- t_T temps total de transit
- t_F temps de la partie plate (*flat*) du transit
- u.a unité astronomique, i.e. distance Terre-Soleil, soit $1 \text{ u.a.} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$
- ω la fréquence de la variabilité de l'étoile

Aux gens de ma famille, de physique et du kendo.

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements aux personnes qui m'ont aidé dans la réalisation de ce mémoire. En premier lieu, je remercie M. David Lafrenière, professeur à l'Université de Montréal. En tant que Directeur de mémoire, il m'a guidé dans mon travail et m'a aidé à trouver des solutions pour avancer. De même, l'aide de MM. Étienne Artigau et Loïc Albert, chercheurs à l'Université de Montréal, m'a été très précieuse, de même que celle de M. Jason Rowe, professeur à l'Université Bishop.

Je remercie aussi M. Daniel Nadeau, professeur à l'Université de Montréal, pour ses justes conseils pour des études en physique et en astrophysique, ainsi que pour m'avoir fait découvrir ce domaine.

Je souhaite particulièrement remercier Mme Frédérique Baron, candidate au doctorat à l'Université de Montréal, pour sa précieuse aide à la relecture et à la correction de mon mémoire.

De plus, je remercie le Département de physique et la Faculté des études supérieures et postdoctorales de l'Université de Montréal d'avoir assez cru en moi pour financer ma recherche et de m'avoir permis de réaliser ce projet sans avoir à me préoccuper du côté financier.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'existence de planètes hors du Système solaire est une question qui fascine les humains depuis longtemps. Elle est formellement invoquée aux XVI^e siècle et XVII^e siècle, notamment par Giordano Bruno, reprenant les idées de Nicolas Copernic, et par Bernard Le Bouyer de Fontenelle reprenant celles de René Descartes et de Copernic : “Que les étoiles fixes sont autant de Soleils, dont chacun éclaire un monde.” [22, Cinquième soir]. Puis, Isaac Newton reprend l'idée dans ses *Principes mathématiques de philosophie naturelle* : “And if the fixed stars are the centers of similar systems, they will all be constructed according to a similar design and subject to the dominion of One.” [45, Livre III]

Aux XIX^e siècle et XX^e siècle, des détections d'exoplanètes sont annoncées, puis rétractées [28][59][70]. Deux publications des années 1980 se révéleront, plus tard, contenir des détections [55]. Dans la décennie suivante, le premier système planétaire, de pulsar¹, est détecté en 1991 [77] et la première planète dont l'étoile hôte est de la séquence principale², 51 Pegasi b, en 1995 [42].

L'étude des exoplanètes se résume par l'interrogation “Sommes-nous seuls dans l'univers?”. À un niveau fondamental, l'intérêt est celui de l'origine du monde et de la vie. De la vapeur d'eau a déjà été détectée sur certaines exoplanètes et, avec les technologies à venir, telles que le télescope spatial James Webb (JWST), la présence d'oxygène, d'ozone et de méthane, entre autres, pourra être mesurée. Ces gaz sont particulièrement intéressants, car ils peuvent indiquer une activité biologique [26]. Cette quête de la vie est la motivation de beaucoup de chercheurs [58, section 1.1]. D'un autre côté, il y a beaucoup d'autres questions intéressantes à propos des exoplanètes, au-delà de la re-

¹Un pulsar est un type de “cadavre” d'étoile, i.e. un objet astronomique issu des phases non à l'équilibre de la fin de vie d'une étoile. Ces objets sont caractérisés par une pulsation, c'est-à-dire un signal périodique que l'on peut détecter.

²Une étoile de la séquence principale produit de l'énergie par fusion nucléaire et est en équilibre hydrostatique : la pression du gaz découlant de la haute température maintenue par cette production d'énergie est compensée exactement par la pression de la gravité de l'étoile même.

cherche de la vie. Par exemple, un type de planètes étranger à notre système solaire, les planètes géantes dites Jupiter chaudes, est important pour l'étude de la naissance et l'évolution des systèmes planétaires, par exemple pour les processus de migration [48, section 10.8.1]. Le travail présenté ici se concentre sur la simulation de détection d'atmosphères de Jupiter chaudes par l'instrument *Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph* (NIRISS) du JWST.

1.1 Exoplanètes

1.1.0.1 Définition de planète et naine brune

Les planètes du Système solaire satisfont la définition suivante [69] :

1. Une **planète** est un corps céleste qui : (a) est en orbite autour du Soleil, (b) a une masse suffisante pour que sa gravité dépasse les forces du corps solide et qu'il se maintienne par équilibre hydrostatique sous une forme quasi sphérique, et (c) a nettoyé le voisinage autour de son orbite.
2. Une **planète naine** est un corps céleste qui : (a) est en orbite autour du Soleil, (b) a une masse suffisante pour que sa gravité dépasse les forces du corps solide et qu'il se maintienne par équilibre hydrostatique sous une forme quasi sphérique, (c) n'a pas nettoyé le voisinage autour de son orbite, et (d) n'est pas un satellite.

Ensuite, les exoplanètes, qui sont en orbite autour d'une étoile autre que le Soleil, sont définies d'une part selon les phénomènes physiques qui les distinguent des objets astronomiques de plus grandes masses [48, section 10.2] :

- Une **étoile** est caractérisée par la fusion thermonucléaire de l'hydrogène de façon stable en son cœur, ce qui est possible pour des masses supérieures à environ 75 – 95 masses de Jupiter, dénotées M_J , dépendamment de la métallicité.
- En deçà de ceci, mais avec une masse assez grande pour satisfaire la définition précédente de l'Union Astronomique Internationale (UAI), se trouvent les objets sous-stellaires, soient les naines brunes et les planètes. Une **naine brune** a une

masse de $13 - 80 M_J$, insuffisante pour fusionner l'hydrogène de façon stable, mais permettant la fusion thermonucléaire du deutérium ; les naines brunes les plus massives ($\geq 65 M_J$) peuvent aussi fusionner le lithium. Une **exoplanète** a une masse d'au plus $13 M_J$ et ne fait pas de fusion thermonucléaire. À la limite de $12 - 13 M_J$, les réactions thermonucléaires ne contribuent pas à la luminosité de l'objet.

Une autre école de pensée distingue plutôt les naines brunes et exoplanètes selon leur formation [4] :

- Une **naine brune** résulte de l'effondrement d'un nuage moléculaire, i.e. une nébuleuse.
- Une **planète** naît de l'accrétion de débris dans un disque circumstellaire, i.e. présent autour d'une étoile.

En appliquant la définition de l'UAI aux exoplanètes, on note que 1(c) est non vérifiable présentement.

Il y a aussi des cas ambigus, soient les **objets libres de masse planétaire** aussi appelés **planémos** ou **sous-naines brunes**, qui sont des objets sous-stellaires isolés, c'est-à-dire sans étoile hôte [48, section 9.2].

1.1.1 Résumé de l'état des connaissances

À ce jour, quelques milliers d'exoplanètes ont été détectées, en grande partie grâce aux missions Kepler et K2 [30], associées au télescope spatial Kepler de la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA), lancé en 2009, principalement en vue de détecter des exoplanètes, sur un champ de vue fixe. Les relevés par vitesses radiales ont aussi permis la découverte de centaines d'exoplanètes [5]. La figure 1.1 montre l'ensemble des exoplanètes dont la détection est confirmée en juillet 2017.

1.1.1.1 Méthodes de détection

Plusieurs méthodes pour détecter les exoplanètes sont connues. Elles peuvent être divisées en quatre catégories : effets dynamiques, microlentilles, photométrie et autres [48, section 1.3.1].

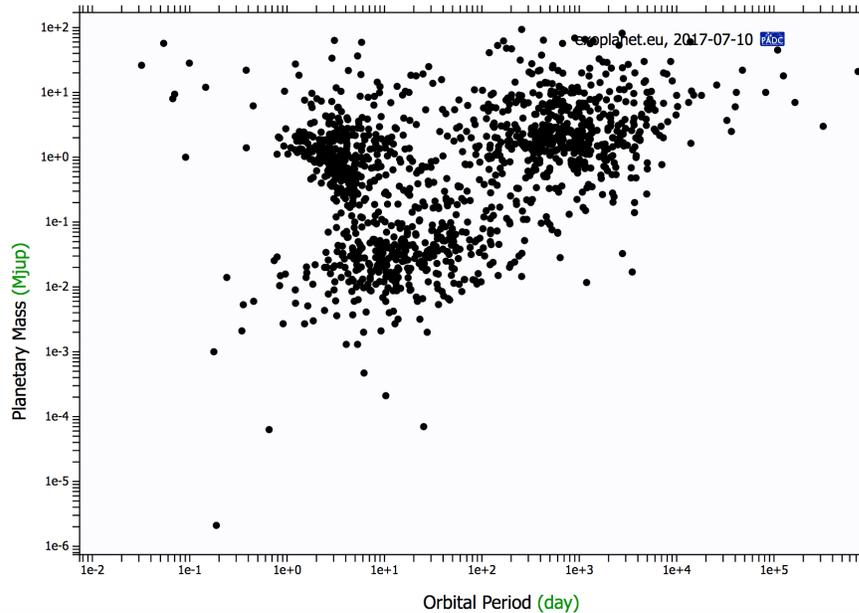


Figure 1.1 – Graphique en nuage de points des exoplanètes connues, masse versus période, toutes deux en échelle logarithmique, généré par [55].

D’abord, les effets dynamiques incluent les méthodes suivantes :

- Chronométrie (*timing*) : si l’étoile hôte présente un signal photométrique périodique très précis et que celui-ci est modulé par la présence d’une planète, il est possible d’en faire la détection, comme pour les planètes de pulsar détectées en 1991. Cette modulation (effet Doppler) est due à ce que les deux corps orbitent leur centre de masse commun, ce qui fait que le pulsar s’éloigne et se rapproche périodiquement de l’observateur : lorsqu’il s’éloigne les pulsations sont plus distancées et lorsqu’il se dirige vers l’observateur, plus rapprochées.
- Vitesses radiales : il s’agit de détecter le décalage (effet Doppler) du spectre ³ de l’étoile hôte, dû à la présence d’une planète ou naine brune, dont la masse et le mouvement orbital donnent une vitesse à l’étoile selon que celle-ci soit entraînée vers l’arrière ou l’avant, par rapport à nous. Environ un quart des exoplanètes ont été découvertes ainsi, mais leur masse déduite de cette façon uniquement demeure ambiguë : on ne peut déduire que la masse minimale, soit $M_p \sin i$, où M_p est la

³Seront développés, à la section 1.1.4, les spectres des étoiles, naines brunes et planètes.

vraie masse de la planète et i est l'inclinaison de l'orbite de la planète par rapport à la ligne de visée de l'observateur, un paramètre dont la valeur est inconnue (l'inclinaison i est illustrée à la figure 1.5).

- Astrométrie : par mesure de positions et de mouvements propres d'étoiles, on peut directement détecter le mouvement de va-et-vient utilisé par la chronométrie et les vitesses radiales ; des précisions du millième de seconde d'arc sont nécessaires et à ce jour, seulement une planète est rapportée avoir été découverte ainsi, soit HD 176051 b, en 2010 [43],[55].

Deuxièmement, une lentille gravitationnelle est créée quand une masse suffisamment grande produit un champ gravitationnel qui fait courber la lumière, formant ainsi, à toute fin pratique, une lentille. Lorsque la gravité d'une étoile produit une telle lentille, une exoplanète qui orbite cette même étoile peut être détectée si une seconde, distante et en arrière-plan, est alignée. La première étoile est donc la lentille et la seconde étoile, la source lumineuse. Quand un tel alignement se produit, la masse de l'exoplanète ajoute à la magnification et ce petit excès de luminosité de l'étoile lointaine peut être détecté. Cette méthode fonctionne indépendamment du type spectral ou de la luminosité de l'étoile hôte.

Troisièmement, la photométrie :

- Transits : la photométrie de transit est la méthode ayant été la plus prolifique pour la découverte d'exoplanètes. Celle-ci sera développée dans la section 1.1.3, mais en bref, l'observateur cherche à détecter, de son point de vue, la baisse de flux lumineux lorsqu'une planète est en transit devant le disque de son étoile hôte (transit primaire) ou est éclipsée derrière l'étoile (transit secondaire). En 1999, HD 209458 b est la première exoplanète découverte par transit [25],[55]. La méthode des transits permet aussi de trouver le rapport des rayons étoile-planète. C'est ce type de détections qui sera d'intérêt dans ce travail.
- Imagerie directe : les plus grandes difficultés pour directement obtenir une image d'un système planétaire sont le faible contraste entre l'étoile et la planète et les

très petites séparations angulaires en jeu. Pour y remédier, les techniques d'optique adaptative et de coronographie sont appliquées. L'optique adaptative permet de corriger en temps réel les distorsions du front d'onde causées par la turbulence atmosphérique, en permettant d'améliorer la résolution angulaire des observations. La coronographie consiste à placer un masque qui bloque la lumière de l'étoile tout en laissant passer celle de sa planète. Cette méthode fonctionne bien avec les planètes de grands rayons, chaudes, brillantes (i.e. des planètes de type Jupiter et jeunes) et à grande séparation (i.e. plus de 10 u.a.). En 2004, 2M1207 b est la première exoplanète découverte par imagerie directe infrarouge, puisque la lumière qui est émise (thermique) par la planète est donc plus brillante dans l'infrarouge que dans le visible [14]. En 2008, le système planétaire de HR 8799 est le premier système multiple imagé directement [39] et le seul à ce jour.

Finalement, les méthodes diverses incluent la détection de disques protoplanétaires, lesquels indiquent la naissance d'un système planétaire, ainsi que d'autres méthodes prévues pour les prochains 10 à 15 ans, telles de nouveaux types d'imagerie directe, soient l'interférométrie spatiale (qui exploite l'information provenant de l'interférence de la lumière mesurée à plusieurs endroits, mais provenant d'une même source) [48, section 7.4.2], les émissions radio de la magnétosphère d'exoplanètes [48, section 7.6.2], ainsi que la dispersion du disque d'accrétion de l'étoile due à des collisions de planétésimaux [48, section 10.3.4].

1.1.1.2 Observations d'exoplanètes en transit

Ce travail porte sur des exoplanètes en transit. Une demi-douzaine de programmes d'observation de planètes en transit ont été menés à des observatoires terrestres : *Hungarian Automated Telescope* (HAT/HATNet), *Optical Gravitational Lensing Experiment* (OGLE), *Trans-Atlantic Exoplanet Survey* (TrES), *Wide-Angle Search for Planets* (WASP/SuperWASP), XO, *MEarth*. Plus de cent transits ont ainsi été découverts [18]. Ces télescopes sont limités à des transits de changement relatif de flux, $\Delta F/F$, d'au moins 1 % et n'ont pas la capacité de détecter les éclipses secondaires [48, section 6.3]. Ceci est

dû à la variabilité de l'extinction atmosphérique, c'est-à-dire de l'absorption et la diffusion de la lumière par l'atmosphère, conjuguée à la scintillation. Cette dernière consiste en la variation rapide de la lumière due aux turbulences de l'atmosphère, qui font que les télescopes au sol ont une précision limitée [48, section 6.2.5].

Incidentement, le système planétaire type sur lesquels les algorithmes de ce mémoire ont été d'abord testés, celui de WASP-43, a été découvert par le programme WASP en 2011 [24],[55], tel qu'élaboré à la section 1.3.2.

Puis, ont été encore plus prolifiques les télescopes spatiaux qui permettent d'éviter les problèmes d'extinction variable par l'atmosphère (environ 0,1 %) et la scintillation (environ 0,01 %), en plus de permettre de longues observations sans interruptions : CONvection, ROTation et Transits planétaires (CoRoT) et *Kepler* (original et K2). Collectivement, plusieurs centaines de transits ont ainsi été découverts [18], jusqu'à des profondeurs d'aussi peu que $\Delta F/F \approx 3,4 \times 10^{-4}$ [48, section 6.2.5]. De plus, les télescopes Hubble (*Hubble Space Telescope*, HST), Spitzer et MOST (*Microvariability and Oscillations of Stars*), qui ne sont pas utilisés pour la détection d'exoplanètes, le sont pour leur caractérisation.

1.1.1.3 Types de planètes

Tout comme pour l'étude des étoiles, où tous les éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium sont appelés métaux, en science des planètes et exoplanètes, la description de la composition des corps fait usage d'une terminologie particulière. Tout matériau volatil dont le point de fusion est entre 100 et 200 K est appelé **glace**, peu importe s'il s'agit d'eau ou s'il est froid ou solide. Est appelé **gaz** tout matériau très volatil avec un point de fusion en deçà de 100 K. Finalement, la **roche** a une phase solide, un point de fusion élevé ainsi que des propriétés minéralogiques. Le diagramme de composition et de masse des planètes du Système solaire est reproduit à la figure 1.2 [48, section 1.4]. Donc en ordre de métallicité croissante de même qu'en ordre de masse décroissante, on trouve les planètes gazeuses, de glaces et rocheuses. Les planètes géantes gazeuses, comme Jupiter et Saturne, ont une composition semblable à celle du Soleil, soit principalement de l'hydrogène et de l'hélium. Les planètes géantes de glaces, comme Uranus

et Neptune, sont des géantes pauvres en gaz, avec seulement de 10 à 20 % de leur masse en hydrogène et hélium. Les planètes rocheuses sont, comme la Terre, principalement composées de silicates et de métaux. Une synthèse de la composition des corps solaires est présentée dans [38].

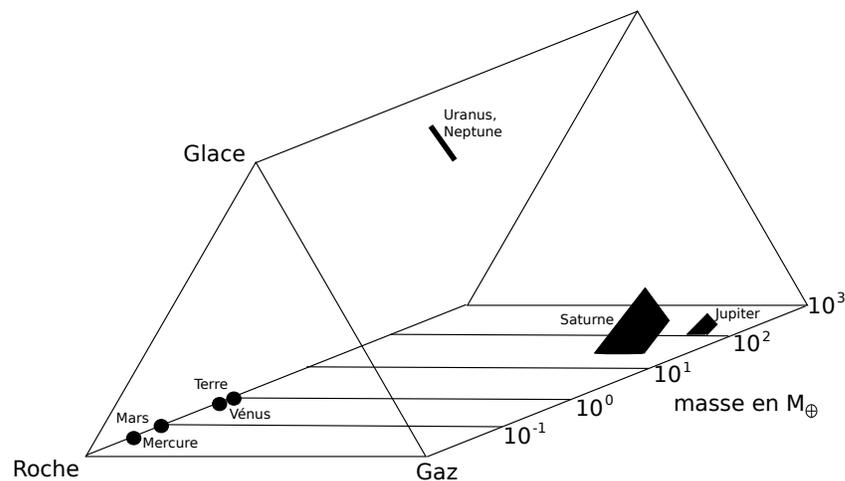


Figure 1.2 – Illustration des intervalles possibles de compositions primordiales des planètes du Système solaire, en graphique à trois axes, selon leurs proportions de roche, glace et gaz, ainsi que, en profondeur, selon l'échelle logarithmique de leur masse en multiples de masses terrestres, dénotées M_{\oplus} . Reproduction de [58, section 2.3, figure 7].

On retrouve ces mêmes grandes classes chez les exoplanètes, en plus de nouvelles non observées dans le système solaire. Les découvertes d'exoplanètes produites grâce aux différentes méthodes ci-haut permettent d'estimer des statistiques sur les populations d'exoplanètes. Les statistiques sont plus précises pour les étoiles comparables au Soleil, observées avec la méthode des vitesses radiales : plus de 50 % sont l'hôte d'au moins une planète (de toute masse) avec une période de moins de 100 jours [41]. Ces étoiles, c'est-à-dire de type spectral⁴ G, ont 10 ± 4 % de chances d'être l'hôte d'une planète comparable à la Terre, pour ce qui est de sa masse et de son niveau d'énergie reçue [49]. Plus précisément, par comparable, on entend une planète de 1 à 2 masses terrestres qui est située dans une zone recevant des niveaux d'énergie de 0,25 à 4 fois le flux solaire

⁴Le type spectral d'une étoile donne une mesure de la température et la densité de son atmosphère de surface (photosphère) [48, section 6.2], de laquelle il est possible de déduire la distance à laquelle une planète peut comporter de l'eau liquide, c'est-à-dire être habitable ; les naines de type M sont plus petites et plus froides que le Soleil.

reçu par la Terre [49]. L'analyse de Dressing et Charbonneau de 2015 indique quant à elle qu'il y a $0.24^{+0.18}_{-0.8}$ planète de masse comparable à celle de la Terre dans la zone habitable des naines de type spectral M [20]. Une planète comparable à la Terre est un cas particulier du type d'exoplanètes dites **planètes telluriques**, qui sont composées principalement de roches et de métaux.

À l'autre extrême des types d'exoplanètes, se trouvent les **planètes géantes gazeuses**, composées principalement de gaz, donc d'hydrogène et d'hélium. Il est estimé que pour des séparations de 0,5 à 10 u.a., on trouve ces planètes de type Jupiter, soit de masses $0,3 - 10 M_J$, autour de 17^{+6}_9 % des étoiles, via les données des microlentilles [8]. Pour ce qui est du type semblable des **géantes de glace**, comparables à Neptune, mais moins massif et avec des proportions différentes dans sa composition, les études par vitesses radiales indiquent les taux d'occurrence suivants [41] :

- 50 % autour des étoiles comparables au Soleil, pour des masses de $10 - 30 M_{\oplus}$ avec des périodes de moins de 100 jours ;
- 14 % autour des étoiles comparables au Soleil, pour des masses de plus de $50 M_{\oplus}$ avec des périodes de moins de 10 ans.

Pour ces mêmes étoiles de type G, et qui sont de plus à l'intérieur du champ de vue de Kepler, on trouve que $1,6 \pm 0,4$ % d'entre elles sont les hôtes de planètes avec des rayons comparables à celui de Jupiter ($8-16$ rayons terrestres, dénotés R_{\oplus}) et de périodes de $5-100$ jours [49].

Un cas particulier est celui des **Jupiter chaudes**. Ce sont des planètes géantes gazeuses à très petite séparation de leur étoile, la plus courte période orbitale ayant été observée étant de 0.79 jour (terrestre), pour WASP-19 b [23], et la plus grande est de 111 jours, pour HD 80606 b [76]. Par exemple, la célèbre 51 Pegasi b mentionnée ci-haut est une Jupiter chaude de masse $^5 M_p \sin i$ de $0,45 M_J$ et de période de 4,2 jours [40]. Contrairement aux planètes géantes gazeuses du Système solaire, le bilan énergétique de ces planètes est dominé par l'irradiation intense qu'elles reçoivent de leur étoile. Leur

⁵Tel qu'expliqué pour la méthode de détection des vitesses radiales, la masse déduite n'est que la masse minimale, $M_p \sin i$.

température est typiquement de 1000 à 2000 K, mais peut être plus élevée. Leur petite séparation et température élevée rendent favorable l'étude de leur atmosphère [58, section 1.2]. En infrarouge, leur contraste avec leur étoile est de l'ordre de $1 : 10^3$, en comparaison avec $1 : 10^{10}$ pour une planète de type terrestre orbitant une étoile de type solaire [58, section 2.1.2]. Les caractéristiques des planètes à petites séparations de leur étoile seront développées en détail à la section 1.1.2.

Parmi les planètes telluriques, on retrouve une autre catégorie d'exoplanètes exotique à notre système solaire, soient les super-Terres, parfois appelées mini-Neptunes, lesquelles ont des masses $\lesssim 10 M_{\oplus}$ [48, 11.5]. C'est le type le plus fréquent de planètes pour les étoiles comparables au Soleil et observées par Kepler [33]. Découverte en 2009, une telle planète plus connue est GJ 1214 b, avec une masse de $0,021 M_J$ et une période de 1,6 jours [55]. C'est une super-Terre qui pourrait être couverte d'eau [11].

1.1.1.4 Atmosphères de planètes : observations

Les atmosphères des planètes solaires sont étudiées depuis le XIX^e siècle, pour leur existence, et aux XX^e siècle et XXI^e siècle, pour les détails de leur composition. Par contre, l'étude des atmosphères d'exoplanètes diffère puisque celles-ci sont beaucoup moins brillantes, étant beaucoup plus loin. Ceci implique que le rapport signal sur bruit est d'autant plus petit et fait que les observations et le traitement des données doivent être adaptés [58, section 1.1]. La découverte des Jupiter chaudes ainsi que celle des planètes en transit ont fait que l'imagerie directe n'est pas nécessaire à l'observation d'atmosphère d'exoplanètes ⁶ [58, section 2.1.1].

La première détection d'une atmosphère d'exoplanète est celle du sodium atomique sur HD 209458 b, par spectroscopie de transit (détails à la section 1.1.3) [13]. Au tournant du siècle, on modélise en température-pression l'atmosphère verticale (en une dimension) des Jupiter chaudes, en empruntant aux modèles et observations de naines brunes. Suivent des modèles de nuages, de circulation atmosphérique (détails à section 1.1.4), de courbes de phase (détails à la section 1.1.6), de courbes de polarisation et

⁶La section 1.1.3 montre que la probabilité d'une observation d'une Jupiter chaude qui transite est d'environ 10 %.

de spectres de transmission. Ainsi, la théorie nécessaire à l'observation de spectroscopie de transit est établie. Suivent des mesures de plus en plus précises, par les télescopes spatiaux Spitzer et HST [58, section 1.2].

De la vapeur d'eau, du méthane, du monoxyde et du dioxyde de carbone ont été détectés avec HST et Spitzer dès 2007, et avec des spectrographes au sol dès 2010. Pour HD 209458 b, on a même détecté des vents de près de 3 km/s, dus aux grandes différences de températures entre les hémisphères de la planète.

1.1.1.5 Atmosphères de planètes : modélisation

La modélisation d'atmosphère de planètes cherche à déterminer, par exemple, le profil vertical de pression-température de la couche extérieure, le gradient de température jour-nuit et la circulation de chaleur, ainsi que la composition. Ces modèles sont liés à ceux de formation et d'évolution [48, section 11.7].

Dans les couches extérieures des planètes très irradiées, un grand contraste de température peut être maintenu lorsqu'une planète est en rotation synchrone autour de son étoile (*tidally locked*, plus de détails sur ces planètes à la section 1.1.2). Ces différences de température peuvent engendrer des vents puissants qui peuvent alors redistribuer la chaleur. Si la chaleur ne pénètre pas les couches plus profondes de l'atmosphère, la chaleur est surtout perdue en radiation ; si, au contraire, la chaleur pénètre des couches plus profondes de l'atmosphère, la redistribution dans l'atmosphère domine. L'observation d'une Jupiter chaude synchrone⁷ permet donc de déterminer s'il s'y trouve des vents qui redistribuent efficacement la chaleur [48, section 6.5] [36]. Ce type d'observation est simulé dans ce travail. La circulation de la chaleur est davantage développée à la section 1.1.4.

⁷WASP-43b est une Jupiter chaude synchrone ayant été observée [65] et de plus nombreuses observations de la population de ce type de planète sont attendues [60].

1.1.2 Planètes à petite séparation de leur étoile

Le type de planète qui est d'intérêt dans ce travail est les Jupiter chaudes. C'est un type de planètes à petite séparation de leur étoile, avec un demi-grand axe, a ,⁸ typiquement de 0,05 u.a. ou moins. À moins de 0.2 u.a. de leur étoile, les planètes en subissent grandement l'influence, en particulier sous la forme de forte irradiation, qui entraîne une température élevée, ainsi qu'un fort effet de marée, qui peut entraîner une rotation synchrone (*tidal locking*), une orbite circulaire et une conversion de l'énergie orbitale en réchauffement par effet de marée, tel qu'illustré à la figure 1.3.

On trouve une dérivation de la force de marée entre deux corps en orbite, de masse m et de masse supérieure M , dans [6, section 19.2], par exemple. Cette force agit autant sur chacun des deux corps. La différence de force ΔF entre deux points de la surface d'un des corps, séparés en latitude d'un angle θ , est

$$\Delta F \approx \frac{GMmR}{r^3} (2 \cos \theta \hat{\mathbf{i}} - \sin \theta \hat{\mathbf{j}})$$

où G est la constante gravitationnelle, r est la distance entre les corps, R est le rayon du corps donné et $\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{j}}$ sont les vecteurs unitaires dans les directions perpendiculaires des axes des x et des y , respectivement. Pour un système étoile-planète, d'autant plus à petite séparation, cette force de marée, ΔF , est significative, puisque dans ce cas, le facteur $1/r^3$ est grand et cette force de marée cause des renflements sur chacun des corps. Si les renflements d'un premier corps ne sont pas alignés avec la ligne allant à l'autre corps, le désalignement $2\varepsilon \neq 0$ dans la figure 1.3 et un moment de force non nul est produit, tel que présenté en détail dans [27, chapitre 2]. Au final, les renflements d'un corps et le moment de force qu'ils subissent rendent la rotation synchrone, pour ce même corps. Ce processus a une échelle de temps plus courte (voir la section 1.1.2.2) lorsque l'étoile agit sur les renflements d'une exoplanète qui l'orbite, par rapport à l'inverse, puisque l'étoile est plus massive que l'exoplanète. Ceci fait que l'exoplanète devient synchrone à son étoile bien avant que l'étoile et l'exoplanète finissent par toutes les deux se faire face continuellement du même côté.

⁸Les paramètres de description d'une orbite, tels a et e , seront développés à la section 1.1.3.

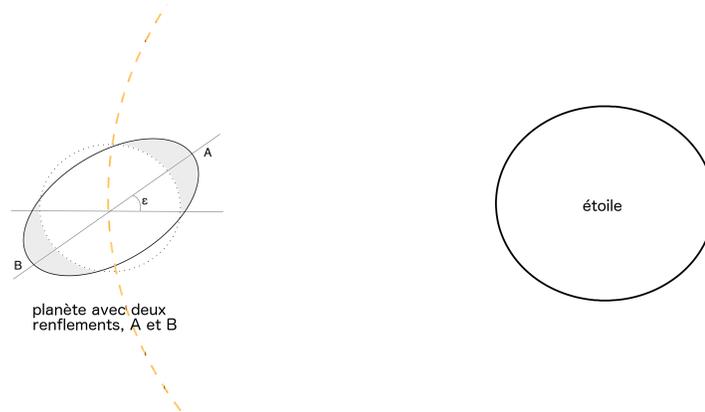


Figure 1.3 – La force de gravité entre l'étoile et le renflement A est plus grande que celle entre l'étoile et le renflement B, ce qui cause un moment de force par rapport au centre de la planète qui est non nul tant que le désalignement $2\epsilon \neq 0$. Ce moment de force fait que la rotation de la planète sur elle-même décélère, ce qui explique la rotation synchrone au final. Inspiré de [48, figure 10.17], mais non à l'échelle, avec l'orbite de l'exoplanète en pointillés orangés.

1.1.2.1 Circularisation de l'orbite

Pour les planètes à petite séparation de leur étoile, on observe que pour $a < 0.2$ u.a., l'excentricité est petite, soit en moyenne $e \approx 0,09$, donc l'orbite est presque circulaire. La circularisation de l'orbite est due à l'effet net des forces de marée et, typiquement, ceci fait que l'excentricité diminue. Ce processus dépend de l'équilibre entre les forces de marées et les forces radiales et s'accomplit sur des échelles de temps de l'ordre du milliard d'années [48, section 10.9.1].

1.1.2.2 Rotation synchrone

La rotation synchrone d'une planète (résonance spin-orbite 1 : 1) est l'effet du moment de force de marée et s'accomplit sur des échelles de temps d'un ordre inférieur au million d'années, peut-être même de l'ordre de 10^1 ou 10^2 années [48, section 10.9.2]. Ce processus implique un côté jour et un côté nuit permanents.

D'autres résonances que la rotation synchrone sont possibles, e.g. Mercure a une résonance spin-orbite de 3 : 2, i.e., sa période de révolution est égale à 1,5 fois sa période de rotation. On compte quatre possibilités pour de telles résonances [48, section 10.9.2].

1.1.2.3 Irradiation

Pour les géantes gazeuses ou de glace, l'apport en énergie de l'étoile affecte le profil vertical de pression-température de la couche extérieure, et donc la relation masse-rayon de la planète [48, section 11.7]. Les températures peuvent atteindre 1000-3000 K à cause de la forte irradiation.

De plus, à une petite séparation, soit $0,01 - 0,1$ u.a., une planète géante peut perdre son atmosphère de façon significative, par échappement hydrodynamique, i.e. le cas limite, à hautes température et pression, de l'échappement thermique de l'hydrogène. Celui-ci entraîne aussi des atomes plus lourds. Une planète de type **chthonien** est une planète géante devenue tellurique par ce processus, mais ce type demeure encore hypothétique quoique des candidates soient avancées [48, section 11.8.2].

1.1.3 Planètes en transit

On considère ici un système planétaire avec une planète à petite séparation sur une orbite dont le plan est aligné avec notre ligne de visée. Le flux total diminue lorsque la planète passe devant ou derrière son étoile, de notre point de vue, alors qu'autrement on observe une addition des deux flux. Cette diminution dépend du ratio des aires (en coupe transversale) des deux corps. En imagerie directe, on obtient de l'information en séparant les photons spatialement ; en détection par transit, en séparant les photons temporellement.

Une courbe de lumière, telle qu'illustrée à la figure 1.4 consiste en l'addition de tous les photons captés, vus en fonction du temps. Toutes les longueurs d'onde à l'intérieur de la bande spectrale de l'instrument ou du filtre utilisé sont confondues, pour chaque point. Dans ce travail, les longueurs d'onde sont au contraire considérées séparément. Autrement dit, un spectre de longueurs d'onde est considéré ; cette notion de spectre est détaillée à la section 1.1.4.

En 1999, HD 209458 b est la première exoplanète découverte par transit [12],[55]. La confirmation d'une découverte par transit d'une planète candidate est généralement faite via la méthode des vitesses radiales (section 1.1.1, section 1.1.1.1). Plusieurs bases

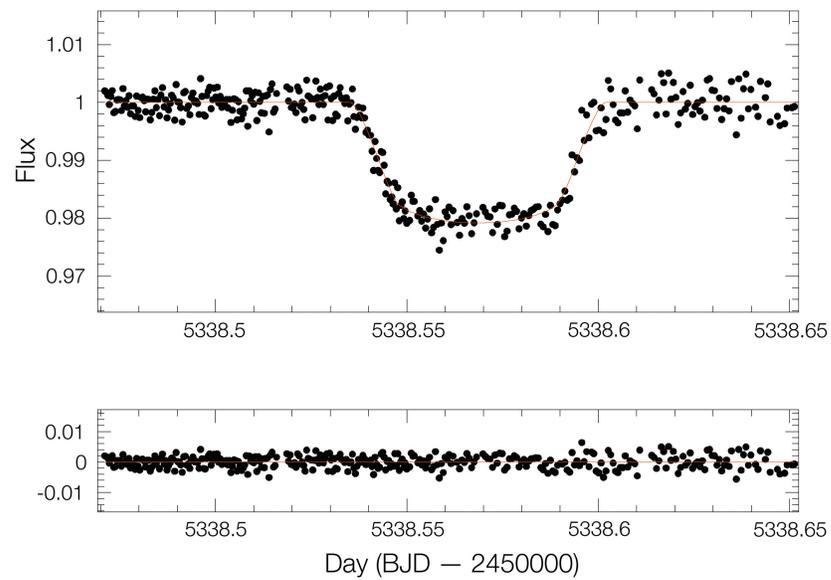


Figure 1.4 – La courbe de lumière du transit de la Jupiter chaude WASP-19 b, en haut, et les résidus par rapport au modèle (en rouge), en bas, prises par TRAPPIST-South subséquentement à sa découverte [21, Creative Commons Attribution 4.0 International License]. WASP-19 b a une période de 0,79 jour, l’une des plus courtes trouvées à ce jour.

de données sont dédiées à la collection des mesures de planètes en transit [48, section 6.1].

Pour une planète sur une orbite de demi-grand axe a autour d'une étoile de rayon R_* , la probabilité d'un transit est R_*/a ; c'est environ 10 % pour les Jupiter chaudes [58, section 1.2]. La section 1.1.3.2 élabore sur ce sujet.

1.1.3.1 Spectroscopie

Pour les exoplanètes en transit, trois types de spectres sont observables : de transmission (en transit), de réflexion et d'émission (phases non en transit). Juste avant et après l'éclipse secondaire, le spectre de la planète peut être déduit en soustrayant, du spectre total, le spectre de l'étoile seule (pris durant l'éclipse secondaire). En transit, le spectre de transmission de la planète peut être obtenu en divisant le spectre total par celui pris avant ou après le transit.

Le spectre de transit et/ou d'émission de la planète indique sa composition et sa température. Aussi, dans l'infrarouge, le flux de la planète indique son gradient de température, puisque les spectres des températures planétaires ont des pics d'émission dans l'infrarouge. Dans le visible, le flux de la planète indique son albédo, puisque la lumière visible de la planète est un produit de sa réflexion de la lumière de son étoile [58, section 2.1.1]. La première détection d'une atmosphère contenant du sodium, mentionnée à la section 1.1.1, a été faite via la spectroscopie de transit.

1.1.3.2 Description de l'orbite d'une planète

En coordonnées cartésiennes, par rapport au centre, une orbite suit une ellipse décrite par $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$, avec un demi-grand axe a et d'excentricité e tel que $b^2 = a^2(1 - e^2)$. Les paramètres a et e décrivent la grandeur et la forme d'une orbite. Une orbite est décrite complètement par sept paramètres : $a, e, T, t_p, i, \Omega, \omega$, où T est la période, reliée à a par la 3^e loi de Kepler, t_p est le temps à une position de référence de la planète sur l'orbite (généralement le passage au péricentre), i est l'inclinaison de l'orbite par rapport au plan du ciel (i.e. le point de vue de l'observateur), qui est la première composante des

trois angles (i, Ω, ω) décrivant la projection de la vraie orbite sur l'orbite apparente, les deux derniers étant Ω , la longitude du nœud ascendant, et ω , l'argument du péricentre. Autrement dit, l'inclinaison est l'angle entre le plan de référence et le plan de l'orbite, c'est-à-dire, avec un angle de $i = 0^\circ$, on observe l'orbite de face et, avec un angle de $i = 90^\circ$, on observe l'orbite de profil ; les angles $0 \leq i < 90^\circ$ donnent une orbite prograde et $90^\circ < i < 180^\circ$, rétrograde [48, section 2.1]. Ceci est illustré à la figure 1.5.

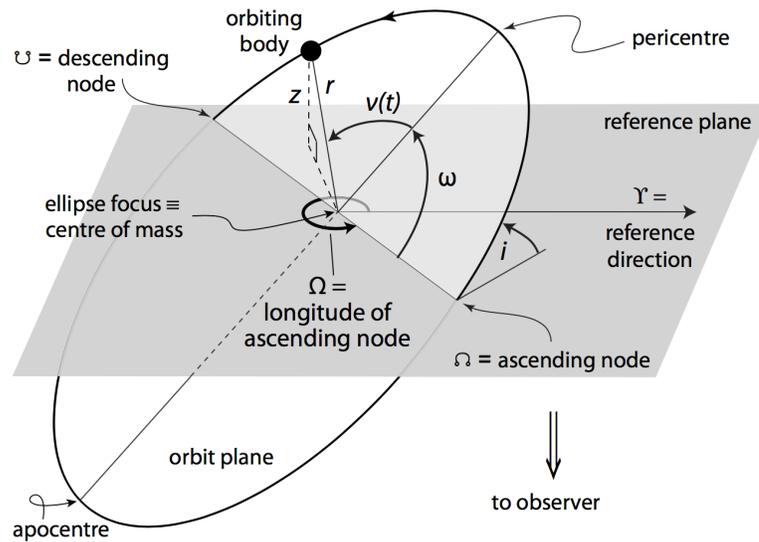


Figure 1.5 – Schéma de l'orbite d'une exoplanète, avec le plan de référence tangent à la sphère céleste pour l'observateur, reproduit de [48, figure 2.2]. Une orbite prograde est illustrée : $0 \leq i < 90^\circ$ et la direction de la planète est celle des angles croissants. L'anomalie vraie $v(t)$ est l'angle entre la position du péricentre et la position courante de la planète sur son orbite.

1.1.3.3 Observables d'une planète en transit.

Lorsque la géométrie de l'orbite d'une planète le permet, on dit qu'elle transite : comme à la figure 1.6, une partie de la lumière du système est bloquée et ne parvient plus à l'observateur. De plus, si l'orbite est circulaire et qu'il y a un transit de notre point de vue, alors il y aura aussi une éclipse secondaire.⁹

⁹Il est aussi possible qu'une orbite elliptique montre une éclipse secondaire.

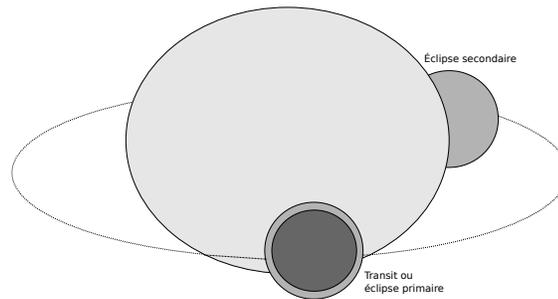


Figure 1.6 – Schéma de deux phases d’une exoplanète en transit, reproduit de [58, section 2.1.2, figure 5]. Lorsque des corps sont de grandeurs angulaires très différentes, on dit **transit** lorsque le plus petit corps passe devant le gros et **éclipse secondaire** pour l’inverse [48, section 6].

La profondeur du transit, c’est-à-dire, la baisse de flux relatif, $\Delta F/F$, est de l’ordre de 10^{-2} pour une planète de rayon R_J , le rayon de Jupiter, orbitant une étoile de rayon R_\odot , le rayon solaire [48, section 6.1]. La différence de flux relatif est dépendante de la longueur d’onde, donc on a autant de $\Delta F/F$ que de longueurs d’onde, λ , si les données sont spectroscopiques ; sinon, l’effet est intégré sur les longueurs d’onde détectées. Souvent $\Delta F/F$ est donné en termes de parties par million (ppm).

Ce qui suit, jusqu’à la prochaine section, est un résumé de [48, section 6.4.1]. On peut mesurer quatre quantités à partir d’une courbe de transit, soient la période P , la profondeur du transit $\Delta F/F$, ainsi que les intervalles de temps entre les contacts, c’est-à-dire les quatre moments où la planète entre ou sort d’un transit, ce qui se réduit à deux durées de temps, soient t_F et t_T . La durée de temps entre le moment où la planète commence le transit devant son étoile (premier contact) et celui où ce transit se termine (quatrième contact) est t_T (**temps total**) et parfois T_{14} ; la durée entre le moment où la planète est complètement superposée au disque de l’étoile (deuxième contact) et celui où cette superposition complète se termine (troisième contact) est t_F (**temps plat, flat**).

Si R_\star est connu, par exemple via le type spectral¹⁰ de l’étoile, alors on peut déduire

¹⁰Le type spectral d’une étoile donne une mesure de la température et la densité de son atmosphère de surface (photosphère), de laquelle il est possible de déduire la masse et le rayon via des modèles d’évolution stellaire [48, section 6.2].

le rayon de la planète, R_p , de la relation

$$\Delta F \approx \left(\frac{R_p}{R_\star} \right)^2 \quad (1.1)$$

qui suit des ratios des aires projetées (pour l'observateur) de la planète et de son étoile.

On appelle **paramètre d'impact**, b , la distance entre le centre de l'étoile et le point de l'orbite de la planète à mi-transit, projeté du point de vue de l'observateur,

$$b = \frac{a}{R_\star} \cos i, \quad (1.2)$$

où le demi-grand axe, a , se dérive directement de la période orbitale, P , via la troisième loi de Kepler. Pour une orbite circulaire et pour une masse de la planète, M_p , qui est négligeable par rapport à celle de l'étoile, la troisième loi dit que $\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM_\star}$ où G est la constante de la gravitation universelle, et M_\star , la masse de l'étoile.

Pour simplifier, on prend souvent $b = 0$, c'est-à-dire $i \approx 90^\circ$. Si on prend $b = 0$ et si l'orbite est circulaire, on peut déduire M_\star ou R_\star de la relation

$$t_T \approx 13 \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{a}{1 \text{ u.a.}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right) \text{ heures.} \quad (1.3)$$

1.1.3.4 Assombrissement centre-bord et taches solaires

D'une part, deux phénomènes ont un effet significatif sur les courbes de phase et de transit : l'assombrissement centre-bord et les taches solaires. L'assombrissement centre-bord est la baisse de flux de l'étoile vers son bord, due à un effet de profondeur optique, de densité et de température. Ceci arrondit la courbe de lumière du transit, ajoutant de l'incertitude à t_T et t_F , ce qui se traite avec une modélisation et un ajustement [48, section 6.2]. Les taches solaires sont des régions plus froides de la surface de l'étoile qui font varier la courbe de lumière du transit [48, section 5.4]. Une telle région plus froide de l'étoile et une planète passant dans le champ de vue sont indistingables de par leur effet de baisse de flux dans les longueurs d'onde plus courtes. Toutefois, le fait que les taches sont généralement multiples est détectable, car ceci cause des patrons d'anomalies avec

des déviations multiples ; vu qu'une telle anomalie causée par un transit donne un patron avec une déviation simple, on brise ainsi cette dégénérescence [9].

1.1.4 Bilan thermique

Le bilan thermique d'une planète est l'étude des échanges d'énergie qui s'y produisent. Par exemple, la Terre reçoit majoritairement de la radiation à courtes longueurs d'onde du Soleil, mais réémet plus de radiation à grandes longueurs d'onde. La réémission est, à toutes fins pratiques, à l'équilibre avec la radiation du Soleil qu'elle absorbe et, bien que la Terre ne soit pas un corps noir, on peut lui assigner une température d'équilibre qui correspond à la température qu'aurait un corps noir qui émettrait la même quantité d'énergie. Autrement dit, la température d'équilibre, T_{eq} , est la température effective de réémission de radiation, T_{eff} . La température d'équilibre d'une planète n'est pas la température à sa surface, car l'effet de serre peut être significatif [57, section 9.4].

1.1.4.1 Albédo

L'albédo (blancheur) d'un objet mesure sa capacité à réfléchir la lumière. Deux définitions sont d'usage fréquent en astrophysique. D'un côté, pour une longueur d'onde donnée, l'albédo géométrique est un ratio de deux brillances : c'est le ratio entre la brillance observée à la source lumineuse, c'est-à-dire avec un l'angle de réflexion nul, et la brillance d'une surface idéale, plate, parfaitement réfléchissante dans toutes les directions et de même coupe transversale. D'un autre côté, et c'est la définition dont ce travail fait usage, **l'albédo de Bond** d'une planète, A_p , (aussi bolométrique ou astronomique) est un ratio entre la puissance de radiation réfléchie et incidente. Plus précisément, considérant la surface d'une planète, c'est le total de la lumière réfléchie (sur les longueurs d'onde et les directions) sur le total de la lumière incidente. Donc $(1 - A_p)$ est la fraction de radiation qui est absorbée et ce terme apparaît dans l'équation du bilan thermique d'une planète [48, section 11.7, p.278] (voir la section 1.1.4 ci-haut).

L'albédo de Bond peut être estimé si on connaît les températures des côtés jour et nuit. Pour les Jupiter chaudes, une étude statistique sur 24 exoplanètes avec transit [17],

favorise les albédos inférieurs à $A_p = 0,35$, avec un intervalle de confiance de 1σ . Cette études utilise des observations : de lumière thermique (donc en majorité émise par la planète) de l'éclipse secondaire, pour estimer la température du côté jour; de courbe de phase thermique, pour le côté nuit. C'est une confirmation indépendante que la non-détection de lumière réfléchié pour ces planète implique qu'elles ont une valeur basse d'albédo. Par ailleurs, même quand on peut trouver des bornes sur la lumière réfléchié, en déduire l'albédo de Bond nécessite aussi la connaissance de modèles détaillés des spectres de l'étoile et de la planète.

1.1.4.2 Température d'équilibre

Pour les planètes à petite séparation, les sources d'énergie sont dominées par le flux de l'étoile. À plus grandes séparations, la contraction (mécanisme de Kelvin-Helmholtz), la radioactivité et les marées à grande séparation peuvent être significatives. Le puits d'énergie est la radiation réémise par la planète.

Si on suppose qu'une planète a atteint un équilibre thermique, alors on peut en dériver la température d'équilibre, T_{eq} , tel que dans [48, section 6.5.1] et [57, sections 3.2 et 9.4] par exemple. Soient T_* la température de l'étoile, A_p l'albédo de Bond de la planète de température T (voir la section 1.1.4.1 ci-haut) et le flux émis $F = \sigma T^4$, par la loi de Stefan-Boltzmann où σ est la constante de Stefan-Boltzmann. Les expressions des énergies reçue et émise par la planète sont, respectivement, en termes de flux

$$E_r = (1 - A_p) F_* \left(\frac{R_*}{a} \right)^2 \pi R_p^2 = (1 - A_p) \sigma T_*^4 \left(\frac{R_*}{a} \right)^2 \pi R_p^2 \quad (1.4)$$

$$E_e = F_p \frac{4}{f} \pi R_p^2 = \sigma T_{eq}^4 \frac{4}{f} \pi R_p^2 \quad (1.5)$$

avec, dans l'énergie reçue, équation 1.4, le terme $(1 - A_p)$ étant la fraction d'énergie absorbée, F_* le flux de l'étoile, $(R_*/a)^2$ est le ratio de l'aire de la surface de l'étoile avec l'aire de la sphère à la distance du demi-grand axe a , donc la fraction par laquelle le flux est diminué à cette distance, et πR_p^2 est l'aire de la coupe transversale qui intercepte du flux sur la planète. Dans l'énergie émise, équation 1.5, le terme F_p est le flux de la

planète et $(4/f)\pi R_p^2$, l'aire de la surface de la planète qui émet, où f est l'efficacité de la circulation atmosphérique entre les côtés jour et nuit de la planète. Si la circulation fait que la température est uniforme sur tout le globe, alors $f = 1$. Si l'émission du côté nuit est négligeable, alors $f = 2$. Si ces énergies sont égales, alors ceci se réduit à

$$T_{eq} = T_{\star} \left(\frac{R_{\star}}{2a} \right)^{1/2} [f(1 - A_p)]^{1/4}. \quad (1.6)$$

Dans [65, Supplementary Materials], on dérive f à partir du flux émis par chacun des côtés, jour et nuit, de la planète, F_{jour} et F_{nuit} . Ceci revient à calculer ce **facteur de redistribution** en tant que

$$f = 2 \left(1 + \frac{F_{nuit}}{F_{jour}} \right)^{-1}. \quad (1.7)$$

Si $F_{jour} = F_{nuit}$, on retrouve effectivement $f = 1$; si $F_{nuit} = 0$, alors $f = 2$. Donc, au moins dans les cas limites, ce f est le même que celui de [48, section 6.5.1].

Il existe des observations de planètes qui comportent des $f = 1$ ainsi que d'autres, des $f = 2$. Ainsi, les données photométriques à bandes larges, c'est-à-dire avec un grand nombre de fréquences, pour HD189733b, indiquent une différence de température jour-nuit de 200 K et Upsilon Andromedae b (souvent abrégée ups And b), une différence de 1000 K [58, section 3.3].

1.1.4.3 Vents et dynamique d'atmosphère

Tel que mentionné dans la section 1.1.1, si la chaleur ne pénètre pas les couches plus profondes de l'atmosphère, la chaleur est surtout perdue en radiation du côté jour ; si, au contraire, la chaleur pénètre des couches plus profondes de l'atmosphère, la redistribution dans l'atmosphère domine [61].

Dans la direction verticale de l'atmosphère, les mouvements sont révélés par les régions en bandes et en zones¹¹. On prédit que les Jupiter chaudes possèdent des bandes

¹¹Pour Jupiter, les bandes parallèles à l'équateur s'appellent **zones**, si elles sont claires et **bandes** (*belts*), si elles sont sombres. Les zones seraient du gaz plus chaud, en ascension verticale ; les bandes, du gaz plus

parallèles à l'équateur, tout comme Jupiter, mais en beaucoup plus petit nombre ; le plus probablement, les Jupiter chaudes ne possèdent que une ou deux bandes, étendues en longitude et en latitude, du fait de leur courte rotation synchrone, qui est de l'ordre de quelques jours [58, section 3.3].

Dans la direction horizontale de l'atmosphère, les mouvements peuvent être étudiés grâce à des modèles [61, section 2]. On dérive l'uniformité, ou le contraste, des températures horizontales, à partir des échelles de temps d'échange de chaleur par advection¹², τ_{advect} et par radiation, τ_{rad} . Plus précisément, τ_{advect} est l'échelle de temps pour transporter de l'atmosphère du côté jour au côté nuit, ou de pôle en pôle ; τ_{rad} est l'échelle de temps pour que de grands changements en entropie soient dus à la radiation. En général, si $\tau_{rad} \ll \tau_{advect}$, alors on s'attend à de forts contrastes de température ; si $\tau_{rad} \gg \tau_{advect}$, alors on s'attend à de l'uniformité des températures horizontales. Pour les Jupiter chaudes, $\tau_{rad} \approx \tau_{advect}$ à des pressions de 0,1 – 1 bar. Au-delà de ce niveau de pression, les contrastes sont élevés ; en deçà, faibles. Des modèles parviennent ainsi à reproduire certaines particularités de la courbe de lumière observée sur une orbite complète de la planète, tel le déplacement vers l'est, par rapport au point substellaire (sur la ligne entre les centres de la planète et de l'étoile hôte), du point le plus chaud ; d'autres modèles reproduisent des bandes avec des courants-jets (*jet streams*) est-ouest, comme on en observe dans le Système solaire [61, section 3].

Par ailleurs, la comparaison entre τ_{rad} et τ_{advect} fonctionne seulement pour les Jupiter chaudes. Ceci vient du fait qu'une autre échelle de temps est dominante, soit celle de l'advection verticale, τ_{vert} , c'est-à-dire l'échelle de temps pour qu'une particule fluide d'atmosphère (un volume élémentaire, qui peut être de l'ordre de grandeur d'un micromètre, qui est considéré comme ponctuel) se déplace verticalement sur une distance Δh qui est la différence d'épaisseur d'atmosphère entre le côté jour et le côté nuit. Or, pour les Jupiter chaudes, $\tau_{advect} \approx \tau_{vert}$. Donc, comparer τ_{rad} et τ_{vert} revient approximativement à comparer τ_{rad} et τ_{advect} , pour les Jupiter chaudes [47]. Autrement dit, la comparaison revient à déterminer si la chaleur pénètre les couches plus profondes de

froid, en descente [15, section 7.1].

¹²Le phénomène d'advection est le transport mécanique de chaleur (ou de matière), par exemple de façon horizontale, par l'atmosphère ou un océan.

l’atmosphère ou si elle est surtout perdue en radiation.

Dans ce travail, la modélisation des côtés jour et nuit est détaillée à la section 2.1.3.

1.1.5 Spectre d’émission des Jupiter chaudes

Dans ce travail, pour modéliser les spectres d’émission requis, nous faisons usage de spectres synthétiques BT-Settl, donnant les spectres d’émission pour les étoiles, naines brunes et exoplanètes dont la température effective¹³ est telle que $400 \text{ K} < T_{eff} < 7\,000 \text{ K}$ et la gravité de surface¹⁴ est telle que $-0,5 < \log g < 5,5$. Le $\log g$ peut être donné en unité de dex, pour exposant décimal (*decimal exponent*), et est calculé avec la gravité en unités cgs. La physique derrière BT-Settl prend compte de paramètres additionnels dont ce travail ne se servira pas [3, section 6]. Les données des spectres sont téléchargeables : <https://phoenix.ens-lyon.fr/simulator-jsf22-26/index.faces>, option *Precomputed grids*.

Pour une naine brune, les hautes couches de l’atmosphère sont plus froides que les plus basses couches. Pour cette raison, les bandes d’absorption spectroscopiques des atomes, ions et molécules des couches supérieures apparaissent dans le spectre : la radiation des couches plus basses est absorbée en hauteur, à des longueurs d’onde correspondant aux espèces présentes. Elles réémettent la radiation absorbée, mais à des longueurs d’onde correspondant à leur température. Pour cette raison, les spectres synthétiques BT-Settl sont utiles, puisqu’ils prennent en compte la physique particulière aux naines brunes. Celle-ci est appliquée aux Jupiter chaudes qui ne sont pas trop fortement irradiées, lesquelles ont un régime de température et gravité similaire, qui est aussi inclus dans BT-Settl [3, section 5].

Pour une telle naine brune où les spectres synthétiques BT-Settl sont utiles, des raies d’absorption sont présentes, comme à la figure 1.8. Chaque espèce a une température où

¹³Comme à la section 1.1.4, la température d’équilibre, T_{eq} , est considérée comme étant la même que la température effective de réémission de radiation, T_{eff} .

¹⁴La gravité de surface est l’accélération d’une particule à la surface d’un corps de masse M et de rayon r , soit $g = GM/r^2$. Par exemple, la gravité est $g = 9,8 \times 10^2 \text{ cm/s}^2$ à la surface de la Terre. La surface d’une géante gazeuse est définie comme se situant à partir du rayon où le gaz est opaque. Il est habituel en astrophysique de considérer le logarithme en base 10 de la gravité, soit $\log g$. Par exemple, $\log g \approx 3$ à la surface de la Terre, en dex ou $\log (\text{cm/s}^2)$.

les raies (ou bandes) y correspondant sont plus marquées. Autrement dit, une diminution (ou augmentation) de température peut rendre une certaine raie (ou bande) plus ou moins marquée. D'un autre côté, si la gravité de surface augmente, la forme du spectre peut aussi changer.

1.1.5.1 Comparaison avec les spectres de corps noirs

Pour une planète fortement irradiée, il peut ne pas y avoir de stratification verticale de températures dans l'atmosphère : on dit qu'il y a **thermalisation de l'atmosphère**. Alors toute réémission de radiation se fait à la même température et le spectre correspond à celui d'un corps noir, c'est-à-dire selon la loi de Planck, l'intensité spécifique est :

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda kT)} - 1}, \quad (1.8)$$

où λ est la longueur d'onde de radiation du corps noir dans le vide, T est la température de la surface du corps noir, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et k est la constante de Boltzmann.

La comparaison entre le spectre de corps noir et le spectre synthétique de naine brune BT-Settl, les deux à une température de 1 500 K, est illustrée à la figure 1.7. Des spectres de corps noirs de différents objets, dont deux planètes, sont illustrés à la figure 1.8. Certains spectres d'émission d'exoplanètes qui ont été observés sont effectivement des spectres de corps noirs, notamment ceux de WASP-103b [7] et WASP-18b [46].

1.1.6 Courbe de phase

Une courbe de phase est une courbe de lumière telle que mesurée à la figure 1.4 et schématisée à la figure 1.9 (partie du bas). Lorsque du point de vue de l'observateur, il y a un transit ou une éclipse secondaire, une diminution du flux total est alors observée.

Plus précisément, à chaque phase p de l'exoplanète, une lunule est visible, c'est-à-dire une fraction de la surface de la planète est vue comme illuminée, du point de vue de l'observateur. Cette fraction correspond au côté jour de l'exoplanète et nous transmet la lumière de l'étoile, réfléchiée ou diffusée par l'exoplanète. Toute la face visible de

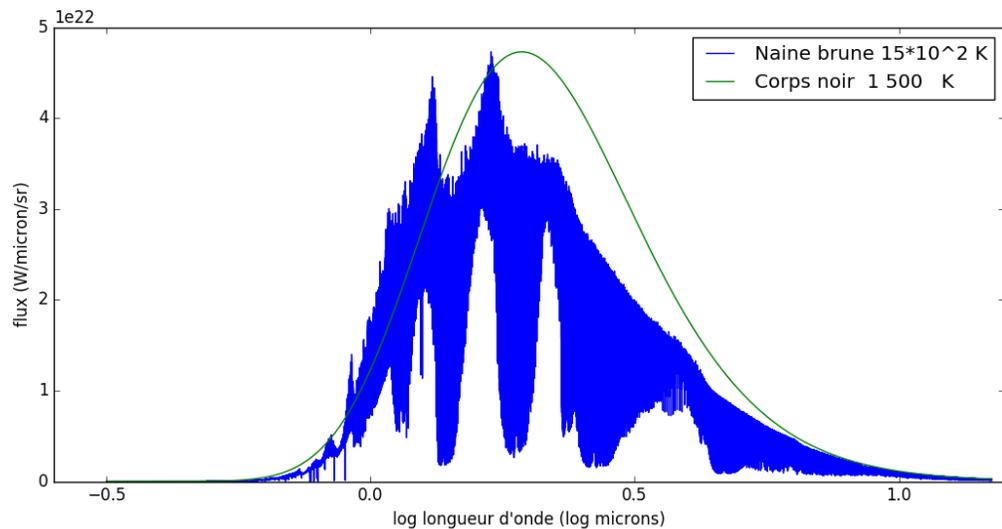


Figure 1.7 – Flux du spectre synthétique BT-Settl et de corps noir qui seraient reçus d’une Jupiter chaude à 1 500 K.

l’exoplanète émet elle aussi de la radiation selon les températures qui y sont présentes, ce qu’on appelle le **flux thermique**. Selon le cas, l’émission peut être modélisée comme un corps noir ou comme une naine brune, à une température donnée (section 1.1.4).

L’angle de phase α est mesuré entre la droite allant de l’étoile à l’observateur (le télescope) et la droite allant de l’étoile à l’exoplanète, tandis que la phase p de l’exoplanète décrit où elle se trouve sur son orbite, divisée en portions égales, soit de 0 à 1 ou de 0 à 2π . Alors, la fraction g_α de la surface de l’exoplanète qui est vue comme illuminée est calculée comme suit. Soit p la phase de l’exoplanète, $0 < p < 2\pi$ où $p = 0$ si l’étoile, l’exoplanète et l’observateur sont alignés, i.e. au milieu du transit, alors

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= -\sin i \sin p \\ g_\alpha(p) &= \frac{\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha}{\pi}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

où i est l’inclinaison orbitale. Cette formule est dérivée dans [63, équation (9.21)] et citée entre autres dans [10] et est illustrée à la figure 1.10.

Soit $\varepsilon_\alpha(p)$, le ratio de flux réfléchi de l’exoplanète par rapport à celui de l’étoile, à

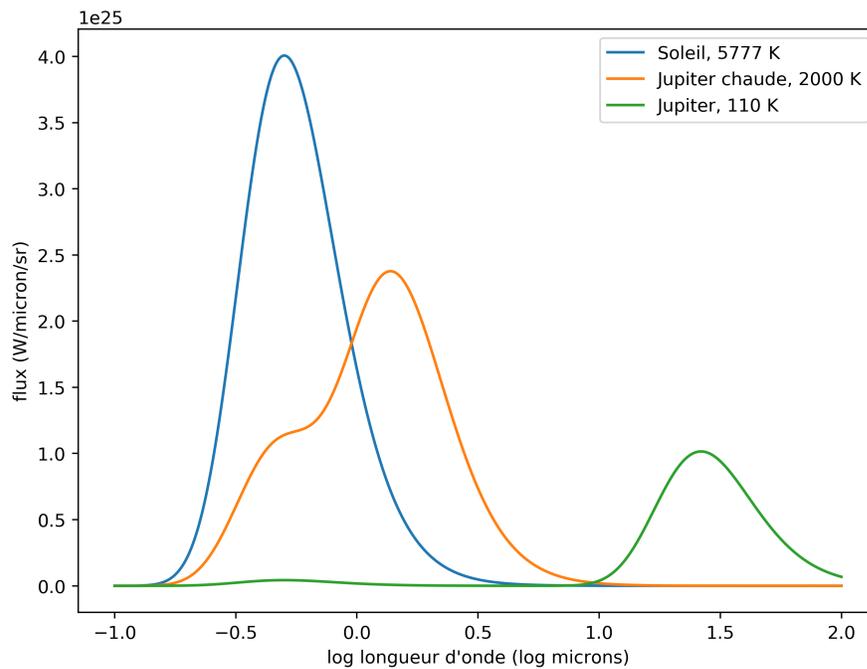


Figure 1.8 – Flux de corps noir qui seraient reçus du Soleil, d’une Jupiter chaude et de Jupiter, avec les flux non à l’échelle pour mieux visualiser : celui de la Jupiter chaude est multiplié par 10 000 et celui de Jupiter, par 10^{10} . Pour les deux planètes, l’émission thermique et la réflexion sont additionnées, d’où les deux pics. La réflexion est celle de la lumière solaire, d’où l’alignement, en longueurs d’onde, avec le pic du Soleil. Inspiré de [58, section 2.1.1, figure 4].

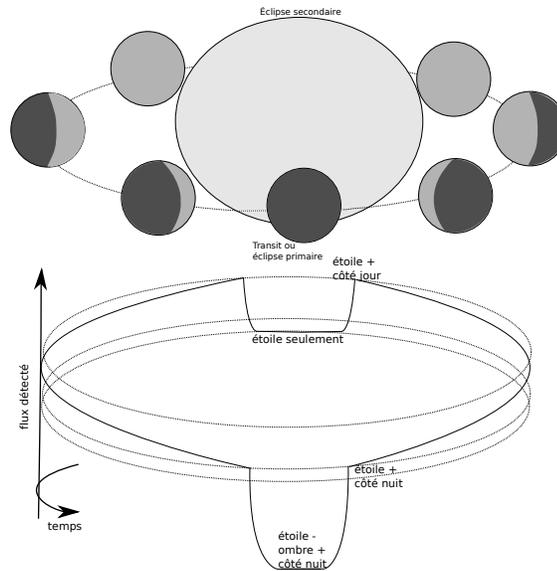


Figure 1.9 – Schéma et courbe de lumière pour sept pas de phase au cours de l'orbite complète d'une exoplanète qui transite devant son étoile, reproduit de [75].

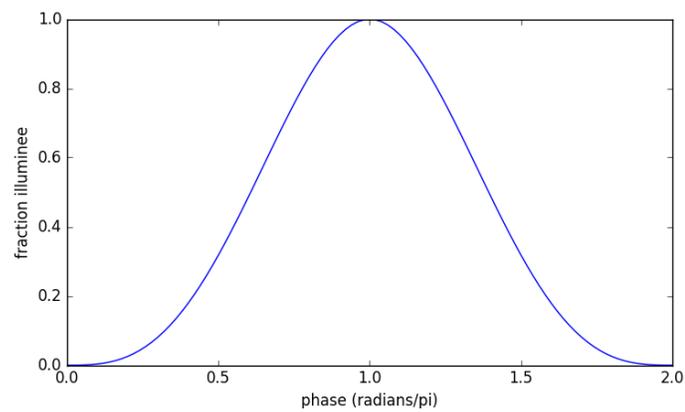


Figure 1.10 – Fraction de la planète illuminée selon la phase, calculée selon l'équation 1.9.

la phase p . Alors ce ratio de flux en fonction de la phase est donné par

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\alpha}(p) &= A_p \left(\frac{\pi R_p^2}{4\pi a^2} \right) g_{\alpha}(p) \\ &= \frac{A_p}{4} \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 g_{\alpha},\end{aligned}\tag{1.10}$$

tel que développé dans [48, équation (6.38)], mais avec l'albédo de Bond au lieu de l'albédo géométrique.

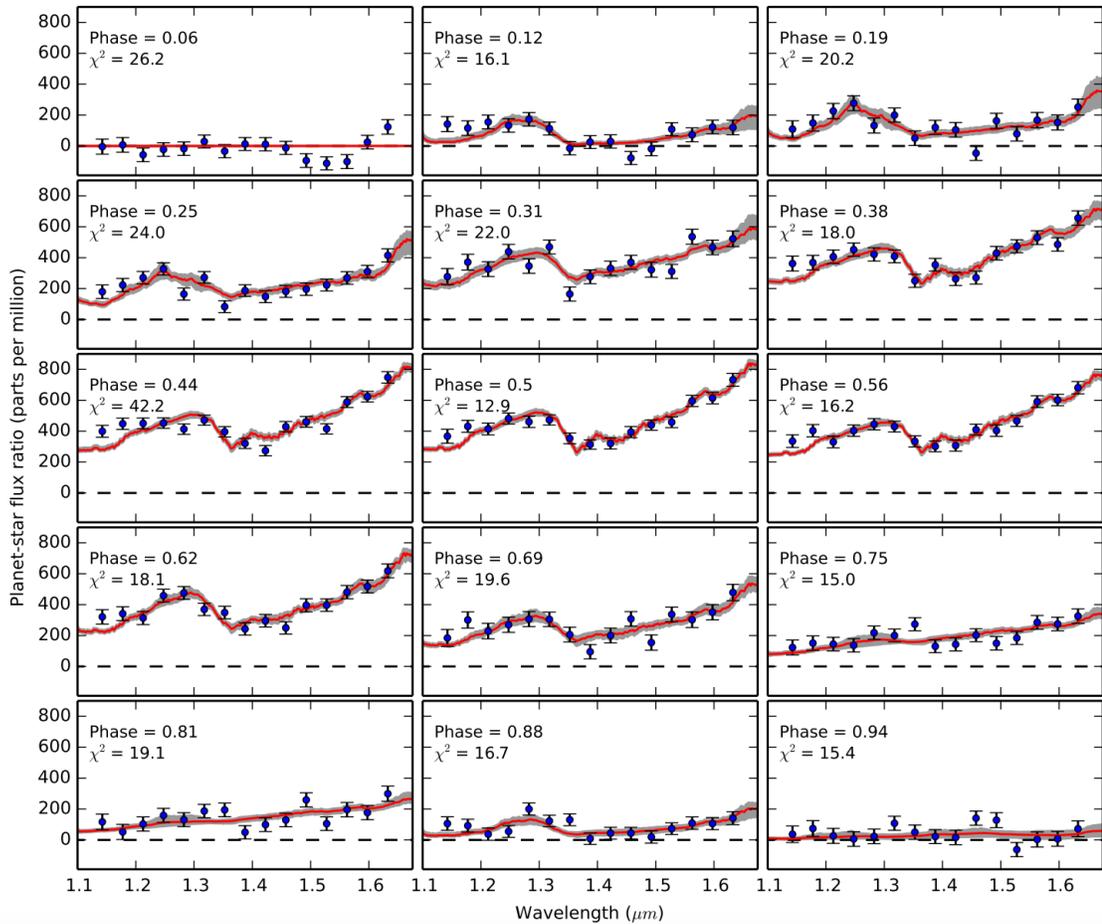


Figure 1.11 – Spectres de WASP-43b pour 15 phases, où la phase $p = 0$ correspond au transit. Les mesures sont en bleu ; le modèle médian est en rouge avec une incertitude de 1σ , en gris. Reproduit de [65, figure S3].

Du côté de la température d’atmosphère, quelques cartes planétaires de températures ont été produites grâce à des techniques utilisant les éclipses [48, section 6.5]. La méthode de [72] emploie des observations d’éclipses secondaires d’exoplanètes afin de confirmer ou de rejeter un modèle dynamique de son atmosphère, e.g. de forts jets vers l’est. À partir d’observations de phases sur une demi-orbite, une carte de températures pour HD-189733b est connue [32], cette même planète qui avait été mentionnée à la section 1.1.4 pour ses faibles différences de température, côtés jour et nuit. Une technique générale de cartographie de la brillance longitudinale, à partir de la courbe de phase d’une planète synchrone, est présentée dans [16], tandis que [51] argumente que la précision du JWST est nécessaire à ces techniques. Dans [65], sont produites une courbe de phase ainsi qu’une animation, en fonction de la phase, des mesures spectroscopiques correspondantes (1,1 à 1,7 microns). On y distingue une bande d’absorption de l’eau, de 1,35 à 1,6 microns, comme reproduit à la figure 1.17. La figure 1.11 montre des spectres pour 15 phases. Une carte de températures de WASP-43b, pour plusieurs longueurs d’onde, est aussi dérivée (figure 1.12), ainsi qu’un albédo de Bond de $0,18^{+0,07}_{-0,12}$.

1.2 L’instrument NIRISS du JWST

La technique de détection de l’imagerie directe est difficile d’application. Ceci est bien illustré par le fait que, par exemple, le Soleil est beaucoup plus brillant que la Terre : 10^7 fois plus dans l’infrarouge moyen et 10^{10} fois plus dans le visible. En 2008, HR 8799 b a été détectée par cette technique [39], avec un contraste de luminosités de $1 : 10^5$ et une séparation de 0,5 seconde d’arc, le meilleur tel résultat en date de 2010 [58, section 2.1.1]. Le contraste plus favorable aux planètes de ce système est dû au jeune âge du système [39].

Il est donc difficile de détecter une exoplanète plus elle est contrastée avec son étoile et plus elle en a une petite séparation. La spectroscopie de transit avec le JWST permet de contourner cette difficulté et de sonder plus aisément l’atmosphère des exoplanètes. Des spectres pourront révéler des caractéristiques d’exoplanètes moins lumineuses et plus près de leur étoile que la technique de l’imagerie directe.

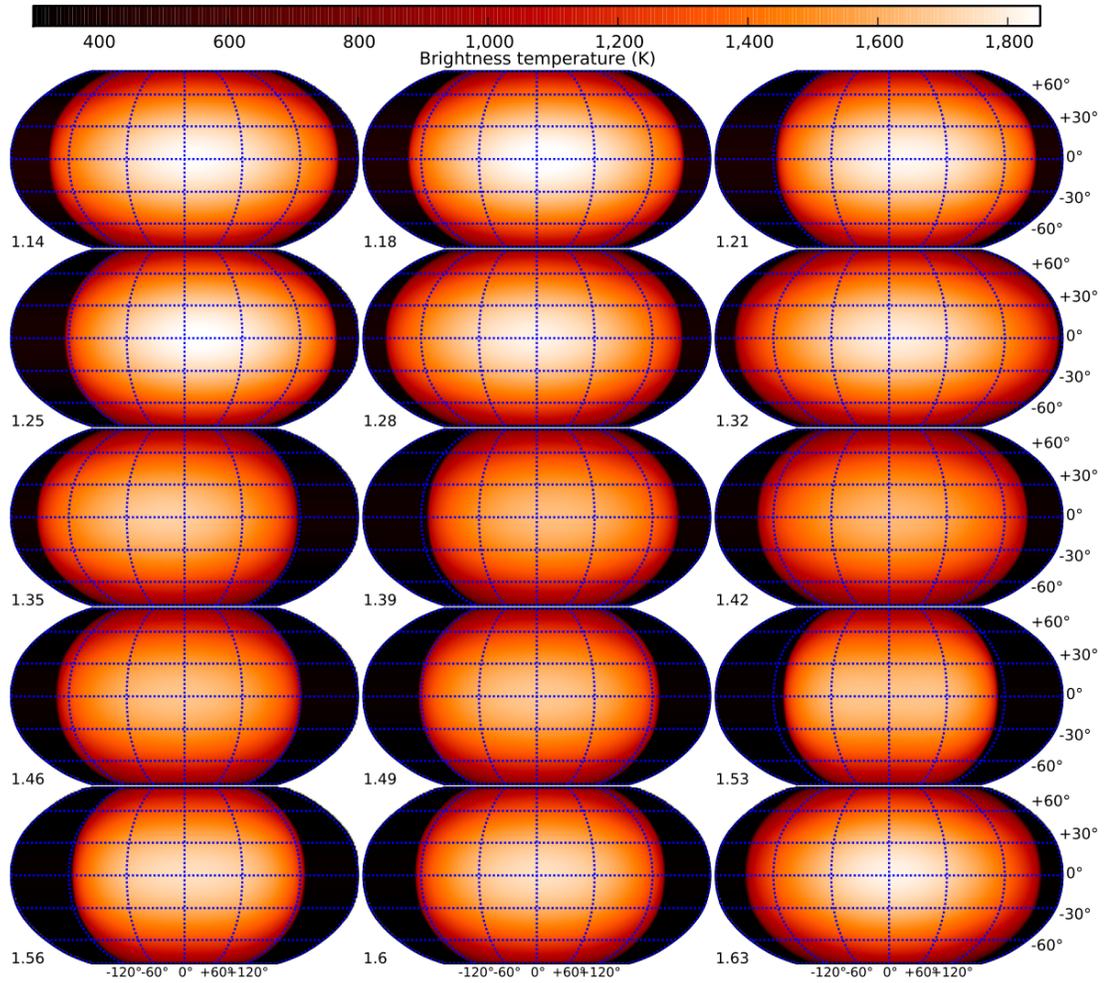


Figure 1.12 – Carte de températures de WASP-43b, selon plusieurs longueurs d'onde entre 1,14 et 1,63 microns. Reproduit de [65, figure 4].

1.2.1 Description de JWST

Le JWST, souvent perçu comme le successeur du télescope spatial Hubble, est un projet de la NASA, de l'Agence spatiale européenne et de l'Agence spatiale canadienne. Son lancement est prévu pour le printemps 2019 et, après un mois de voyage, il sera positionné sur une orbite suivant la Terre autour du Soleil, au point de Lagrange L2. Ses missions sont diverses, de l'observation de galaxies distantes à celle du voisinage du Système solaire.

Le diamètre du miroir primaire¹⁵ du télescope spatial Spitzer est de 0,85 m, celle de Hubble, de 2,4 m et celle du JWST, de 6,5 m. L'aire de la surface collectrice¹⁶ de Hubble est d'environ 4.5 m² et celle du JWST, de 25 m². La plus grande surface collectrice du JWST implique qu'il pourra déceler plus précisément de petites variations de brillance d'une source, telles que celles causées par une planète.

En orbite autour de la Terre, le HST est contraint à une interruption à chaque orbite de 96 minutes, à cause de l'occultation de cibles par la Terre [64]. Quant à JWST, dans un environnement pratiquement invariable au point de Lagrange L2, il pourra observer de façon continue pendant plusieurs heures, voire même des jours. Ceci fait que les données d'observations d'exoplanètes en transit seront plus complètes et plus précises.

L'intervalle de longueurs d'onde d'observation de Hubble couvre 0,1 à 2,5 microns, c'est-à-dire de l'ultraviolet à l'infrarouge proche. Celui du JWST est de 0,6 à 28 microns, c'est-à-dire du visible à l'infrarouge moyen. Encore une fois, des objets tels des exoplanètes, qui sont plus froides, sont favorisés par l'observation de ces longueurs d'onde plus grandes.

Le JWST comporte quatre instruments opérant dans l'infrarouge, dont celui qui sera d'intérêt pour ce travail, NIRISS, un acronyme pour *Near-InfraRed Imager and Slitless Spectrograph*, soit « caméra et spectrographe sans fente dans l'infrarouge proche ».

¹⁵*About Spitzer : Fast Facts*. <https://web.archive.org/web/20070202210921/http://www.spitzer.caltech.edu/about/fastfacts.shtml>.

¹⁶*JWST vs Hubble Telescope*. https://jwst.nasa.gov/comparison_about.html.

1.2.2 Spécifications techniques de JWST/NIRISS

Les différents modes d'observation de NIRISS sont les suivants : *Wide-Field Slitless Spectroscopy* (WFSS, pour spectroscopie sans fente à champ large), *Single-Object Slitless Spectroscopy* (SOSS, pour spectroscopie sans fente pour objet simple), *Aperture Masking Interferometry* (AMI, pour interférométrie à masquage d'ouverture du diaphragme) et imagerie [19]. Le mode AMI fait de l'interférométrie avec un masque à sept sous-ouvertures. Le SOSS est le mode de spectroscopie qui sera d'intérêt dans ce travail. Le WFSS en est un autre, à plus large champ de vue, mais plus petit intervalle de longueurs d'onde ; il permet d'observer potentiellement des milliers de sources en spectroscopie simultanément.

Ce travail s'intéresse au mode SOSS de NIRISS, lequel utilise un grisme¹⁷ qui est couplé à un prisme pour une dispersion croisée. Les deux premiers ordres de diffraction sont assez brillants sur le détecteur et donc utiles, tels qu'illustrés à la figure 1.13. Afin de pouvoir collecter davantage de photons avant qu'il n'y ait saturation et pour atténuer les erreurs de champ plat du détecteur, il y a un défocus dans la direction spatiale¹⁸. Pour le mode SOSS, le pouvoir de résolution $R = \lambda/\Delta\lambda$ varie entre 500 et 1500. Les plages de longueurs d'onde utiles et les largeurs spectrales des pixels pour les deux premiers ordres sont telles que résumées dans le tableau 1.I et telles qu'illustrées à la figure 1.13.

Tableau 1.I – Longueurs d'onde utiles de NIRISS SOSS

ordre	longueurs d'onde (microns)	$\Delta\lambda$, largeur spectrale (microns)
1	0,85 à 2,8	0,0010
2	0,6 à 1,4	0,0005

Deux modes de lecture sont disponibles pour le mode SOSS, c'est-à-dire deux tailles de fenêtre de capture (*subarray*), dont les tailles de fenêtre, les magnitudes de saturation et les temps de cadre (expliqué ci-dessous) sont donnés au tableau 1.II. Le mode brillant

¹⁷Un grisme, mot-valise provenant des mots anglais *grating* et *prism*, est un prisme usiné pour former un réseau de diffraction sur l'une de ses faces.

¹⁸Space Telescope Science Institute. *James Webb Space Telescope User Documentation*. <https://jwst-docs.stsci.edu/display/JTI/NIRISS+GR700XD+Grism>.



Figure 1.13 – Disposition des ordres de diffraction sur le détecteur pour le mode SOSS. En pratique, on analyse seulement les ordres 1 et 2. L'intervalle pertinent pour l'ordre 1 est de 0,85 à 2,8 microns et, pour l'ordre 2, de 0,60 à 1,0 micron. Les pixels sont de largeur spectrale de 0,0010 et 0,0005 micron, respectivement ($R = \lambda / \Delta\lambda$ entre 500 et 1500). Reproduit schématiquement de [74], où les longueurs d'onde illustrées correspondent à l'ordre 1.

(*bright*) ne peut que capturer l'ordre 1 seulement, alors que le mode *standard* n'est pas limité. La saturation apparaît à un niveau de 75000 électrons par pixel.

Tableau 1.II – Modes de NIRISS, avec magnitudes de saturation et T_{\square} , le temps de cadre (*frame time*), où l'indice rectangulaire symbolise un cadre

mode	ordre N	magnitude m_s	taille de fenêtre (pixels ²)	T_{\square} (s)
standard	1 et 2	bande J = 7,5	256 × 2048	5,2
brillant	1	bande J = 6,5	96 × 2048	2,0

Les courbes de transmission totale pour le mode SOSS sont illustrées à la figure 1.14 pour les ordres 1 et 2. Le calcul du nombre de photons par seconde à la section 2.2.1 en fait usage.

1.2.2.1 Nombre de groupes

Le nombre de groupe N_g correspond au nombre de lectures de cadre exécutée par intégration, ce cadre étant la fenêtre de capture, dépendante du mode, mentionnée ci-dessus. Une intégration, souvent appelée rampe, désigne l'accumulation de photons entre deux remises à zéro (*reset*) du détecteur.

Le temps de cadre T_{\square} (où l'indice rectangulaire, \square , rappelle un « cadre ») est le temps nécessaire pour lire complètement la fenêtre de capture, ce qui dépend du nombre de pixels dans le mode donné. La remise à zéro du détecteur nécessite aussi un temps

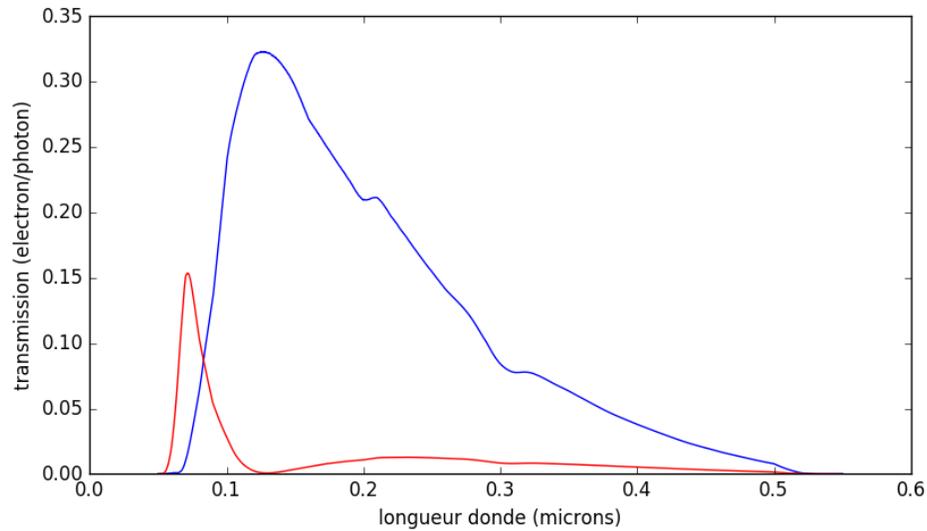


Figure 1.14 – Courbes de transmission totale pour le mode SOSS, ordre 1 en bleu et ordre 2 en rouge, reproduit avec les données de [53].

T_{\square} . Le temps d'intégration T_I correspond au temps durant lequel un pixel accumule des photons qui seront comptabilisés dans l'image produite pour une intégration donnée. Le temps de cycle T_{\odot} correspond au temps total d'exécution d'une intégration, soit N_g lectures du détecteur et une remise à zéro (*reset*) et se calcule donc comme

$$T_{\odot} = (N_g + 1) \cdot T_{\square}. \quad (1.11)$$

C'est donc le temps de cycle qui sert à déterminer le nombre d'intégrations possibles durant une période de temps donnée.

Le temps d'intégration est calculé différemment selon que l'on utilise un nombre de groupe $N_g = 1$ ou $N_g > 1$. Tel que mentionné plus tard, la réinitialisation du détecteur introduit un certain bruit pour chaque pixel, qu'on nomme le **biais**. Lorsque $N_g > 1$, la première lecture de l'intégration encode ce biais, et on peut donc éliminer ce biais en soustrayant cette première lecture des lectures subséquentes. Par contre ce faisant, on laisse tomber les photons accumulés lors de cette première lecture, et le temps d'intégration

pour un pixel correspond donc à

$$T_I = (N_g - 1)T_{\square}. \quad (1.12)$$

Si $N_g = 1$, on ne peut procéder de la même façon et on doit soustraire une approximation du biais obtenue d'une autre façon, mais ceci laisse un bruit résiduel de $\sigma_r = 50$ électrons par pixel, où l'indice r correspond à *reset*, ou remise à zéro. Dans ce cas, le temps d'intégration se calcule comme

$$T_I = N_g T_{\square}. \quad (1.13)$$

L'efficacité des observations est ainsi définie :

$$E = T_I / T_{\square}. \quad (1.14)$$

L'efficacité observationnelle est de 50 % pour $N_g = 1$, de 33 % pour $N_g = 2$, de 50 % pour $N_g = 3$, puis elle continue d'augmenter avec N_g par la suite.

Le processus général est illustré par la rampe de la figure 1.15.

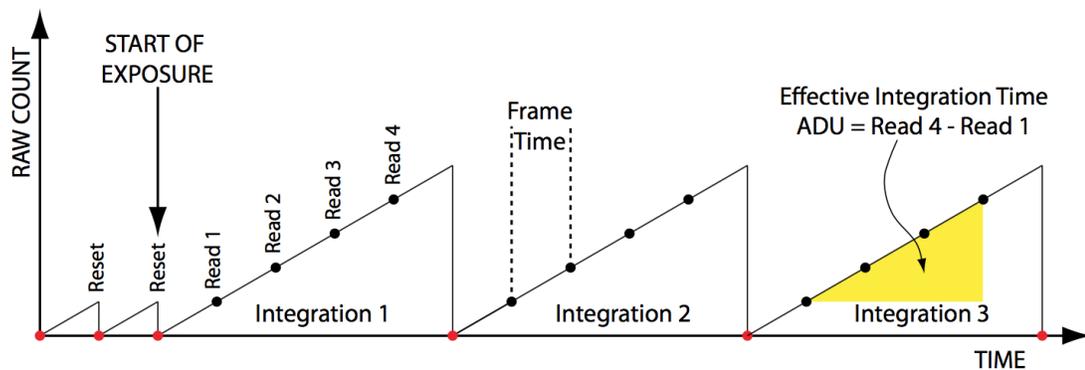


Figure 1.15 – Rampe pour un nombre de lectures $N_g = 4$, reproduit de [2, section 6.4].

1.3 Ce travail de mémoire

Nous déterminons dans ce travail les capacités de JWST/NIRISS à sonder les atmosphères d'exoplanètes par spectroscopie de phase en se concentrant sur les Jupiter chaudes synchrones qui transitent. Un des buts encadrant ce travail est de déterminer les paramètres physiques des planètes, soit la composition de leur atmosphère et leur température. Par exemple, quelles contraintes peut-on trouver sur les températures d'exoplanètes ?

1.3.1 But

1.3.1.1 Problématique

Avec l'instrument NIRISS du futur JWST, il sera possible d'observer des exoplanètes de type Jupiter chaude qui sont en transit autour de leur étoile. En particulier il sera possible d'observer leur courbe de phase en spectroscopie. Ces courbes fournissent des informations sur l'atmosphère des planètes d'une part via la lumière infrarouge émise par la planète, et d'autre part via la lumière visible réfléchie par la planète.

L'objectif de ce travail est de faire la simulation de ces futures observations spectroscopiques et de leur analyse.

1.3.1.2 Méthodologie

Pour ce faire, des spectres théoriques d'émission de naines brunes sont combinés, en fonction de différentes phases d'une planète autour de son étoile. Plus précisément, la planète est modélisée par une température non uniforme sur sa surface, selon différents modèles, ce qui conduit à des spectres d'émission différents selon la phase observée. La lumière réfléchie est aussi incluse dans ces modèles. La géométrie de l'orbite de la planète autour de son étoile détermine les modèles à combiner, selon la face et la portion illuminée de la planète qui nous sont visibles, ce qui est une fonction de la phase. Autrement dit, on modélise le spectre total émis par le système étoile-planète à diverses phases au cours de l'orbite.

Le signal résultant est alors normalisé et formaté selon les spécifications de NIRISS SOSS, ainsi que bruité en fonction de l'instrument. Principalement, il s'agit des bruits de photon et de lecture. Le processus consiste donc à produire du code informatique en fonction des modèles théoriques et, enfin, à valider ces modèles.

1.3.1.3 Retombées potentielles

Le but est d'abord de déterminer les meilleures cibles pour JWST, celles qui produiront les meilleures données et résultats, ainsi que les limites sur la précision des données qui seront observées par NIRISS.

Ensuite, on vise aussi à déterminer la meilleure méthode d'analyse de données pour limiter les bruits instrumentaux et enfin déterminer les paramètres physiques des planètes, soit la composition de leur atmosphère et leur température.

1.3.2 Cas type : le système WASP-43

Le système planétaire de WASP-43 b a été choisi à cause de sa très courte période orbitale (19,2 heures), qui facilite l'observation d'une période entière de la planète. De plus, la courbe de phase de cette planète a déjà été observée (voir figure 1.11) et montre une bonne amplitude. Les données nécessaires à la simulation de la spectroscopie d'une planète sont telles que données, pour l'exemple de WASP-43b, au tableau 1.III. Pour davantage de cas de test, on considère deux autres exoplanètes à périodes courtes et ratio flux planète : flux étoile assez élevé, soient WASP-19b et HD-189733b.

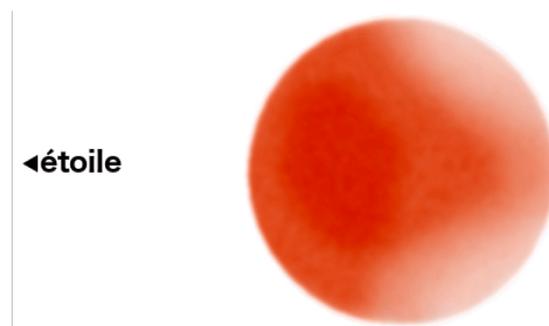


Figure 1.16 – Illustration de WASP-43b par F. Pont, selon [31, figure 9] et [65, figure S2]. Le côté de la planète le plus près de l'étoile, à gauche de l'image, est plus chaud.

Tableau 1.III – Valeurs des données de systèmes planétaires pour la simulation de sa spectroscopie [55], [44], [62]; les températures d'équilibre T_{eq} de la littérature ci-dessous diffèrent un peu de celles calculées via l'équation 1.6; la magnitude m en bande J est dénotée mag ; les valeurs des albédos de Bond sont supposées

donnée	unité	WASP-43b	WASP-19b	HD-189733b
M_*	M_\odot	$0,717 \pm 0,025$	$0,904 \pm 0,045$	$0,8 \pm 0,4$
R_*	R_\odot	$0,667 \pm 0,01$	$1,004 \pm 0,018$	$0,805 \pm 0,016$
T_*	K	4520 ± 120	5500 ± 100	4875 ± 43
T_{eq}	K	1350	2050	1201
a	u.a.	$0,01526 \pm 1,8 \times 10^{-4}$	$0,01616 \pm 2,6 \times 10^{-4}$	$0,03142 \pm 5,2 \times 10^{-4}$
mag		$9,995 \pm 0,024$	$10,911 \pm 0,026$	$6,07 \pm 0,03$
i	rad	$1,437 \pm 0,0003$	$1,39 \pm 0,007$	$1,503 \pm 0,0009$
A_p		0,2	0,2	0,2
M_p	M_J	$2,052^{0,05347}_{-0,0534}$	$1,114 \pm 0,04$	$1,142^{0,02516}_{-0,02515}$
R_p	R_J	$1,036 \pm 0,019$	$1,395 \pm 0,025$	$1,138 \pm 0,077$
T_{14}	jours	$0,0483 \pm 0,0011$	$0,06586 \pm 3,3 \times 10^{-4}$	$0,075152 \pm 9,6 \times 10^{-5}$
P	jours	$0,813473978 \pm 3,5 \times 10^{-8}$	$0,788838989 \pm 4,0 \times 10^{-8}$	$2,21858 \pm 0,00000$

Une vue d'artiste de WASP-43b [50] est reproduite à la figure 1.16. Les données du HST ont permis de produire les courbes de phase en spectroscopie de WASP-43b, ainsi que son profil pression-température et sa cartographie longitudinale [65, film S1], tel qu'illustré à la figure 1.17.

La majorité des données du télescope spatial Spitzer sur WASP-43b sont cohérentes avec celles du HST, en exhibant un fort contraste de températures entre ses côtés jour et nuit. Les autres données peuvent être expliquées avec des mouvements probables de son atmosphère produisant de la brume ou des nuages [66].

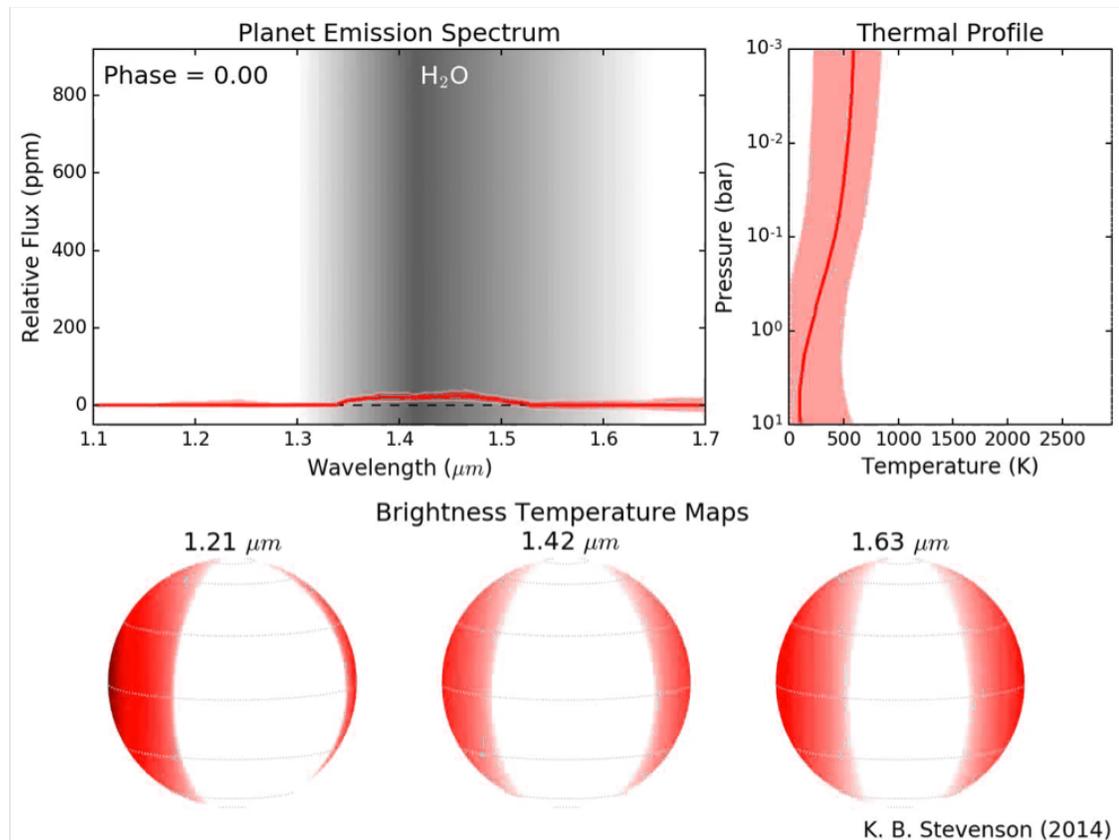


Figure 1.17 – WASP-43b à une phase orbitale de 0, basé sur des observations avec HST [65]. Le panneau en haut à gauche montre le spectre d'émission de la planète; celui en haut à droite montre le profil vertical de pression-température. Les deux panneaux montrent aussi des incertitudes de 1σ . Celui de gauche indique également une région d'absorption de l'eau entre 1,35 et 1,6 microns, marquée « H₂O ». Les sphères en bas montrent la distribution du flux longitudinal, chacune dans un intervalle de longueurs d'onde donné.

CHAPITRE 2

SIMULATION DES OBSERVATIONS DE NIRISS

On suppose que l'orbite de la planète étudiée est circulaire et que sa rotation, autour de son étoile hôte, est synchrone. L'orbite circulaire d'une exoplanète à courte période fait qu'elle est à la même distance de son étoile, pour toutes ses phases. Ceci simplifie les calculs, puisqu'on prend donc le demi-grand axe, a , comme séparation.

2.1 Spectres modèles de la planète et de l'étoile

2.1.1 Spectre de l'étoile

Comme les températures des étoiles sont couvertes par celles des modèles théoriques BT-Settl introduits à la section 1.1.5, alors on utilise ceux-ci.

2.1.2 Spectre de l'exoplanète

Pour chaque planète, on fait deux ensembles de simulations, l'un basé sur des spectres d'émission de naines brunes selon les modèles BT-Settl, et l'autre basé sur des spectres d'émission de corps noirs (section 1.1.5). Des simulations sont faites pour les deux cas afin de déterminer les contraintes possibles apportées par les observations pour chacun des cas.

2.1.3 Modèles en hémisphères et en quartiers d'orange

Le but est d'étudier la distribution de température à la surface de la planète. Il y a plusieurs possibilités de distribution et on en considère deux.

2.1.3.1 Modèle en hémisphères jour et nuit

Un premier modèle fixe deux hémisphères ayant chacun une température uniforme, un chaud vers l'étoile, un froid côté nuit. La figure 2.1 (a) montre ce premier "modèle

jouet”.

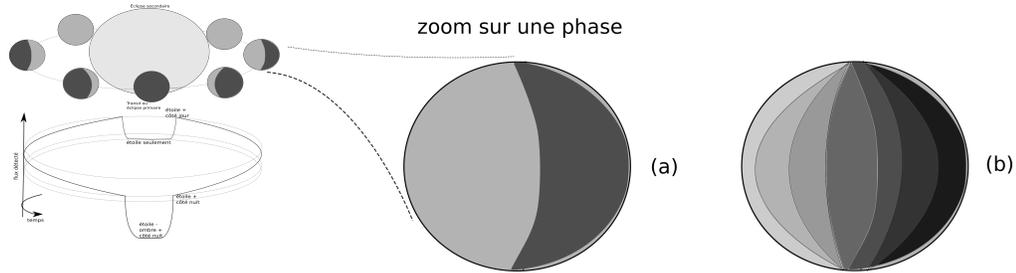


Figure 2.1 – Zoom sur la figure 1.9 montrant un exemple de phase de l'exoplanète selon deux modèles-jouets. Le zoom de gauche (a) illustre le modèle le plus simple pour traiter les différences de température sur une Jupiter chaude : deux hémisphères, le côté jour est plus chaud et le côté nuit, plus froid. Le zoom de droite (b) illustre un modèle-jouet plus ajusté pour traiter les différences de température sur une Jupiter chaude : en quartiers d'orange. C'est un modèle en gradient de température, variant selon les longitudes.

La fraction de l'exoplanète qui réfléchit la lumière de son étoile est la fraction visible de sa face éclairée, en projection. Cette surface est prise en projection, et non pas en surface bidimensionnelle totale, parce que la lumière de l'étoile est captée par la coupe transversale du côté jour de l'exoplanète. Il suit que le flux réfléchi est également proportionnel à cette coupe transversale, donc à l'aire illuminée en projection.

Quant à l'émission thermique, c'est l'aire non projetée de la surface qui l'émet. Plus précisément, on suppose que l'exoplanète est une sphère de Lambert, donc une surface qui émet dans toutes les directions de façon égale. Ceci est équivalent à ignorer l'effet d'assombrissement centre-bord¹ ; si on le prenait en considération, on aurait un spectre différent pour chaque point de la sphère. Donc, en prenant l'approximation que l'angle d'émission n'a pas d'impact, c'est toute l'aire de surface bidimensionnelle (et non sa projection, comme pour la lumière réfléchi) de la face visible de l'exoplanète qui émet thermiquement.

¹L'effet d'assombrissement centre-bord pour les atmosphères stellaires s'applique aussi aux atmosphères d'exoplanètes.

2.1.3.2 Modèle en quartiers d'orange

La figure 2.1 (b) montre un deuxième modèle jouet où les températures sont ajustables par “quartiers d'orange” (*Orange Slice Model*), de la même façon que [16, section 3.1], où les quartiers sont délimités par des intervalles égaux d'angles. Dans ce travail, on divise le globe de l'exoplanète en quartiers d'orange selon des angles égaux. Les fractions de la sphère qui sont visibles émettent thermiquement et proportionnellement à leur aire de surface bidimensionnelle (et non leur projection). Il suit que la fraction de surface qui émet à la température d'un certain quartier d'orange est la fraction du quartier qui est visible.

2.1.3.3 Déphasage de l'hémisphère chaud

On observe pour certaines exoplanètes que la limite entre l'hémisphère chaud et l'hémisphère froid ne correspond pas à la limite jour-nuit, mais qu'elle est plutôt déphasée. Par exemple, l'exoplanète HD-189733b, mentionnée dans la section 1.3.2 comme autre cas de test pour les algorithmes de ce travail, a été cartographiée de telle façon que son point le plus brillant est déphasé de $16 \pm 6^\circ$ [32]. Ce travail couvre de tels cas en introduisant un paramètre, l'angle de déphasage ϕ_d .

Pour un déphasage donné, ϕ_d , la fraction de l'hémisphère visible se calcule en soustrayant ce déphasage, dans l'équation 1.9, pour le calcul de la limite jour-nuit par rapport à la fraction visible de la planète.

2.1.4 Albédo et lumière réfléchie

La fraction illuminée visible, telle que calculée à l'équation 1.9, est donc la fraction de surface (projetée) qui peut réfléchir ou diffuser la lumière de l'étoile vers l'observateur. Donc, au spectre d'émission de l'exoplanète, s'ajoute le spectre de l'étoile selon cette fraction illuminée ainsi que l'albédo de l'exoplanète. Cet albédo planétaire, A_p , est un paramètre ajustable dans les algorithmes de ce travail.

2.1.5 Spectre total du système

Pour une phase donnée, le **spectre du système planétaire** est l'addition du spectre de l'étoile et du spectre de la planète pour cette phase.

Pour une phase donnée, le **spectre de la planète** est l'addition des spectres de la lumière réfléchi de l'étoile (section 2.1.4) et des spectres d'émission de chacun des hémisphères (ou quartiers, selon le modèle) pondérés selon leur portion (non projetée) qui est visible à l'observateur. Dans le modèle à deux hémisphères, la fraction visible de l'hémisphère chaud se détermine simplement. Comme la rotation d'une exoplanète à courte période est synchrone, la fraction illuminée visible correspond (avec un déphasage ϕ_d) à la fraction de l'hémisphère chaud qui est visible à l'observateur. Cette détermination est semblable pour le modèle en quartiers d'orange.

2.2 Simulation des observations NIRISS

Cette section donne le détail du calcul du flux de photons et du bruit pour les simulations des observations. Le but est de simuler une observation en continu pour la totalité d'une orbite. Pour ce faire, les temps de poses individuelles et totaux doivent être déterminés, en fonction de la brillance de l'étoile, afin d'éviter la saturation. Au préalable, le flux des spectres aux longueurs d'onde observées est ajusté, selon la brillance des objets (normalisation), et les spectres sont formatés selon les spécifications de NIRISS (plage de longueur d'onde et résolution).

Pour cette section, les calculs supposent que le mode du détecteur a été fixé à standard ou brillant, tels que définis à la section 1.2.2.

2.2.1 Calcul du flux de photons

2.2.1.1 Ajustement du flux des spectres (mise à l'échelle)

Tout d'abord, le spectre modèle, f_λ calculé à la section précédente doit être ajusté pour correspondre à la brillance observée de l'étoile. Cet ajustement est fait en se basant sur la magnitude observée de l'étoile, m , dans la bande J du système 2MASS, qui est

centrée à 1,25 microns ; cet ajustement est fait uniquement avec le spectre f_λ de l'étoile, c'est-à-dire sans lumière réfléchie et émise par la planète. Pour ceci, on calcule le facteur de normalisation k en utilisant la fonction de réponse spectrale \mathbf{R} de la bande J du système 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) [56]. Finalement, le spectre de l'étoile est ajusté avec un facteur égal à l'aire du télescope. Quant au flux d'émission spectrale de la planète il est, en plus, ajusté avec le facteur des aires planète-étoile, c'est-à-dire, le ratio des rayons au carré.

Plus précisément, la magnitude d'une source est donnée par :

$$m = -2.5 \log \left(\frac{\langle f_\lambda \rangle}{f_0} \right), \quad (2.1)$$

où $\langle f_\lambda \rangle$ est donné par :

$$\langle f_\lambda \rangle = \frac{\int_0^\infty f_\lambda(\lambda) \mathbf{R}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \mathbf{R}(\lambda) d\lambda}, \quad (2.2)$$

où f_0 est le flux en Jansky² à la magnitude 0, soit, pour la bande J de 2MASS, $f_0 = 1594$ Jy = $3,129 \times 10^{-10}$ Erg/s/cm²/Å, et f_λ est le spectre incident de la source qui, dans notre cas, est le spectre modèle normalisé.

Le spectre normalisé par le facteur k (i.e. la magnitude) est donné par $f_\lambda^m = k * f_\lambda$, de telle sorte qu'on peut calculer k comme suit.

$$k = \frac{f_0 \cdot 10^{-m/2.5}}{\langle f_\lambda \rangle} \quad (2.3)$$

Finalement, le spectre incident en Jansky, f_λ , normalisé en f_λ^m , aussi en Jansky (ainsi que normalisé avec le ratio d'aires planète-étoile, pour le spectre de la planète) est de plus ajusté avec l'aire du télescope, $A = 25$ m² pour JWST. Ce résultat a donc pour unités des Ergs/s/Å.

²On convertit 1 Jy = 10^{-23} Erg/s/cm²/Hz et 1 Jy = $10^{-15}(c/\lambda^2) = 1,963 \times 10^{-13}$ Erg/s/cm²/Å où $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s est la vitesse de la lumière en CGS et $\lambda = 12350$ Å est le point zéro 2MASS de la bande J.

2.2.1.2 Ajustement de la résolution spectrale

On prend la convolution du spectre modèle avec une fonction gaussienne appropriée afin de réduire la résolution du modèle théorique à celle de l'instrument, qui est de 1 nm à l'ordre 1, et de 0,5 nm à l'ordre 2 (tableau 1.I).

Après cette convolution, le spectre est échantillonné par interpolation à des longueurs d'onde correspondant aux pixels du détecteur, c'est-à-dire aux longueurs d'onde λ observées. Ceci produit finalement le spectre incident, f_{λ}^m , un vecteur de dimension égale au nombre de longueurs d'onde λ observées.

2.2.1.3 Calcul du nombre d'électrons détectés par pixel par seconde

Pour déterminer le nombre de photo-électrons générés dans chaque pixel par seconde, le spectre normalisé et correctement échantillonné doit d'abord être converti en photons par secondes, puis multiplié par l'efficacité (i.e. la transmission) de NIRISS SOSS (ordre $N = 1$ ou 2), $E_N(\lambda)$, illustrée à la figure 1.14.

Le spectre détecté est ainsi donné par :

$$f_{\lambda}^m(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \lambda \cdot (hc)^{-1} \cdot E_N(\lambda) \cdot A, \quad (2.4)$$

en électrons par seconde, où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale des pixels (tableau 1.I), λ est chaque longueur d'onde considérée, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et A est l'aire du télescope. Sans le terme d'efficacité, on obtient des photons par seconde.

2.2.1.4 Temps de pose et nombre de poses

Il ne reste plus qu'à déterminer le nombre de groupe de chaque intégration (N_g , qui détermine le temps de pose, voir la section 1.2.2) ainsi que le nombre d'intégrations pour l'observation de l'orbite complète.

Le nombre de groupe est choisi de façon à approcher le plus possible le niveau de saturation du détecteur, sans toutefois le dépasser. Au préalable, la magnitude m_s d'une

étoile qui produira un signal maximum au détecteur de 75 000 électrons (la limite de saturation) a été calculée. Ainsi, pour une étoile de magnitude m , le nombre de groupe peut être calculé par :

$$N_g = \lfloor 10^{(m-m_s)/2.5} \rfloor. \quad (2.5)$$

Ensuite, avec N_g , l'option de biais b et T_{\square} , ce dernier étant donné au tableau 1.II, on peut calculer T_I et T_{\odot} , avec les équations 1.11, 1.12 et 1.13.

Finalement, le nombre d'intégrations N_I , en supposant qu'on prend N_p (nombre de pas de phase) expositions sur une période orbitale complète de la planète, P , le nombre d'intégrations (par pas de phase) est :

$$N_I = \frac{P}{T_{\odot}} \frac{1}{N_p}. \quad (2.6)$$

Avec T_I et N_I , on peut obtenir les spectres simulés correctement ajustés, en électrons par pixel spectral, pour chaque pas de phase des observations.

2.2.1.5 Résumé du calcul : spectre simulé pour une exposition

Pour résumer les étapes précédentes : on normalise le spectre simulé en énergie par seconde par longueur d'onde par mètre carré (équation 2.3), puis on convertit en électrons détectés par seconde par pixel spectral (équation 2.4), et enfin on ajuste pour obtenir des électrons détectés par pixel spectral pour une exposition (équation 2.6). En combinant le tout, on obtient :

$$\mathbf{R}_{e^-,N}(\lambda) = k \cdot f_{\lambda}(\lambda) \cdot A \cdot \Delta\lambda \cdot \lambda \cdot (hc)^{-1} \cdot N_I \cdot T_I \cdot E_N(\lambda). \quad (2.7)$$

À ce spectre, il faut ensuite ajouter les bruits appropriés.

2.2.2 Limite de bruit théorique

Pour toute observation de photométrie ou de spectroscopie de transit, le but ultime est d’atteindre la limite théorique du rapport signal sur bruit (*signal-to-noise ratio*, SNR) pour N photons captés, soit \sqrt{N} . C’est le **bruit de photons, de Poisson** ou **quantique** [18]. L’origine du bruit de photons est leur nature de particules quantiques : ils ne sont pas émis comme un flux continu, mais de façon individuelle et aléatoire, selon une distribution de Poisson. Une dérivation de ce SNR est donnée dans [29, sections 3.1 et 3.2]. En pratique, lorsque N est grand ($N \geq 10$), la distribution de Poisson peut être approximée par une distribution normale (gaussienne) avec un écart-type de $\sigma_P = \sqrt{N}$.

Autrement dit, plus on accumule de photons, alors plus l’incertitude diminue : par exemple, si une exposition accumule $N = 10^{12}$ photons, alors le minimum de bruit atteignable est de $\sqrt{N} = 10^6$ photons. L’erreur relative attendue est de $1/\sqrt{N} = 1$ ppm :

$$\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{10^6}{10^{12}} = 1 \text{ ppm},$$

i.e., le rapport signal sur bruit est de $N : \sqrt{N} = 10^6 : 1$.

2.2.3 Autres sources de bruit et bruit total

En pratique, il y a d’autres types de bruit associés à une telle observation. Il s’agit principalement du **bruit kTC** (un acronyme pour k , la constante de Boltzmann, T , la température et C , la capacité électrique), aussi appelé **bruit thermique**, et du **bruit 1/f**, aussi appelé **bruit de vacillement** (*flicker noise*). L’origine du bruit kTC est l’agitation thermique des électrons dans le détecteur, où chaque pixel agit comme un condensateur emmagasinant des charges, d’où le nom kTC : l’écart-type du bruit sur le voltage mesuré est donné par $\sigma_V = \sqrt{k_B T / C}$, avec T la température, et C la capacité électrique du condensateur [54]. Le bruit 1/f, où f est une fréquence temporelle, est causé par des “trappes”, des impuretés ou variations de conductivités situées aux différentes interfaces entre les composantes du détecteur. Le terme 1/f fait référence à la densité spectrale de puissance de ce bruit. Lors de la réinitialisation des pixels au début d’une exposition, le

bruit kTC introduit ce qu'on appelle un **bruit de biais** tel que décrit à la section 1.2.2.1. La somme de tous les bruits associés au détecteur est collectivement appelée **bruit de lecture**.

En supposant que tous les bruits suivent une distribution normale (bien que ce ne soit pas toujours le cas), le bruit total est aussi normal et est caractérisé par son écart-type, σ_{tot} , qui est la somme en quadrature des écarts-types des distributions sous-jacentes [52, section 6.3.5]. Ainsi, pour la somme de N poses ayant chacune un bruit de lecture σ_I , le bruit de lecture total sera de :

$$\sigma_L = \sqrt{\sigma_I^2 + \dots + \sigma_I^2} = \sqrt{N \sigma_I^2} = \sqrt{N} \sigma_I.$$

De même, le bruit total résultant du bruit de photon et du bruit de lecture, σ_T , est donné par :

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_P^2 + \sigma_{I,tot}^2}. \quad (2.8)$$

2.2.3.1 Bruit de lecture

Le bruit de lecture de NIRISS en fonction du nombre de groupes N_g est illustré à la figure 2.2.

Alors pour N_g tel que défini à la section 2.2.1, le bruit de lecture est :

$$\sigma_L = \sigma_I(N_g) \cdot \sqrt{N_d}, \quad (2.9)$$

où $N_d = 30$, soit le nombre de pixels sur lesquels le signal du détecteur est additionné pour une longueur d'onde donnée, étant donné la défocalisation de la trace dans la direction spatiale, afin d'éviter la saturation en répartissant le signal sur plus de pixels (section 1.2.2). Tel que développé à la section 2.2.3, la racine carrée provient de l'addition quadratique du bruit gaussien, pour chaque pixel.

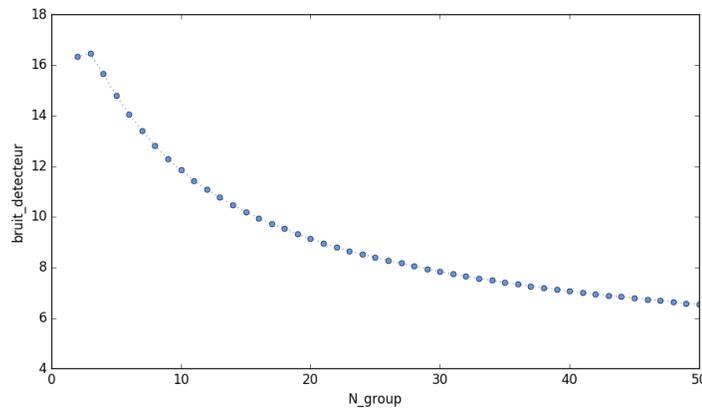


Figure 2.2 – Bruit de lecture de NIRISS en fonction du nombre de groupes N_g , reproduit avec les données de [73, table 1]. Par exemple, pour $N_g = 2$, on a un bruit de lecture d'écart-type de $\sigma_I(N_g) = 17$ électrons par pixel.

2.2.3.2 Résumé du calcul du bruit

Alors le bruit total (section 2.2.3) est la somme quadratique des bruits de lecture de NIRISS (équation 2.9), en considérant N_g (équation 2.5) et l'option de biais (section 1.2.2), et du bruit de photons (section 2.2.2). Finalement la somme quadratique :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_L^2 + b \cdot \sigma_r^2 + \sigma_P^2}, \quad (2.10)$$

telle que développée pour l'équation 2.8.

2.3 Définitions des données simulées et traitées

2.3.1 Observations simulées sur une orbite complète et leur traitement

Pour une simulation d'une orbite complète, la période orbitale P est divisée en N_p pas de temps de phase, tel qu'introduits à la section 2.2.1.4. Ceci détermine le nombre d'intégrations par pas de phase, c'est-à-dire la durée de l'accumulation de données photométriques pour un pas de phase, $N_I \cdot T_I$, via les équations 1.12, 1.13 et 2.6. Un spectre correspondant à chaque pas, qui prend compte de ce temps d'intégration, est produit via l'équation 2.7.

En gros, on produit, d'un côté, un modèle théorique par pas de phase, donc sans bruit, et, d'un autre côté, une observation simulée, qui est une version bruitée de ce spectre théorique de base, via l'équation 2.10. De la simulation bruitée, on extrait des données traitées; ce traitement des données est expliqué plus bas. En comparant des modèles théoriques avec ces données traitées, on cherche à minimiser la différence, afin de déterminer lequel des modèles théoriques correspond le mieux avec les données de simulation traitées. Ce modèle de correspondance optimale donne enfin une approximation des paramètres de l'exoplanète. Les résultats d'approximation sont présentés au chapitre 3. Le diagramme de la figure 2.3 illustre le processus en son ensemble.

2.3.2 Traitement des données simulées

Le spectre qui nous intéresse est celui émis et réfléchi par la planète à chaque pas de phase. Aux données d'observations simulées, il faut donc soustraire le spectre de l'étoile, que l'on suppose ici non variable dans le temps. Le spectre de l'étoile seule correspond au spectre total observé lors de l'éclipse, à la phase 0.5 (la planète derrière l'étoile, en ligne droite avec l'observateur et l'étoile). Donc pour soustraire le spectre de l'étoile des données, il nous faut soustraire le spectre simulé pendant l'éclipse du spectre simulé à chaque pas de phase. Pour ce faire, nous simulons un spectre supplémentaire, représentant l'étoile seule, et correspondant à une observation d'une durée totale égale à la durée de l'éclipse. C'est ce spectre que nous soustrayons à toutes les données simulées.

Si, à la place de l'étoile durant l'éclipse, on soustrayait la phase 0, alors on soustrairait l'addition de l'étoile et du côté sombre de la planète. Ceci annulerait donc une partie des données de la planète, tout le long de la courbe de phase. Donc, ce serait une perte d'information qui nuirait aux algorithmes d'ajustement et ainsi nous ferait sous-estimer la précision avec laquelle on peut extraire des informations des données.

2.4 Recherche de modèle optimal

Il existe plusieurs façons de mesurer la **qualité de l'ajustement** (*goodness of fit*) de paramètres. Ce travail explore deux façons de rechercher le modèle optimal, toutes deux

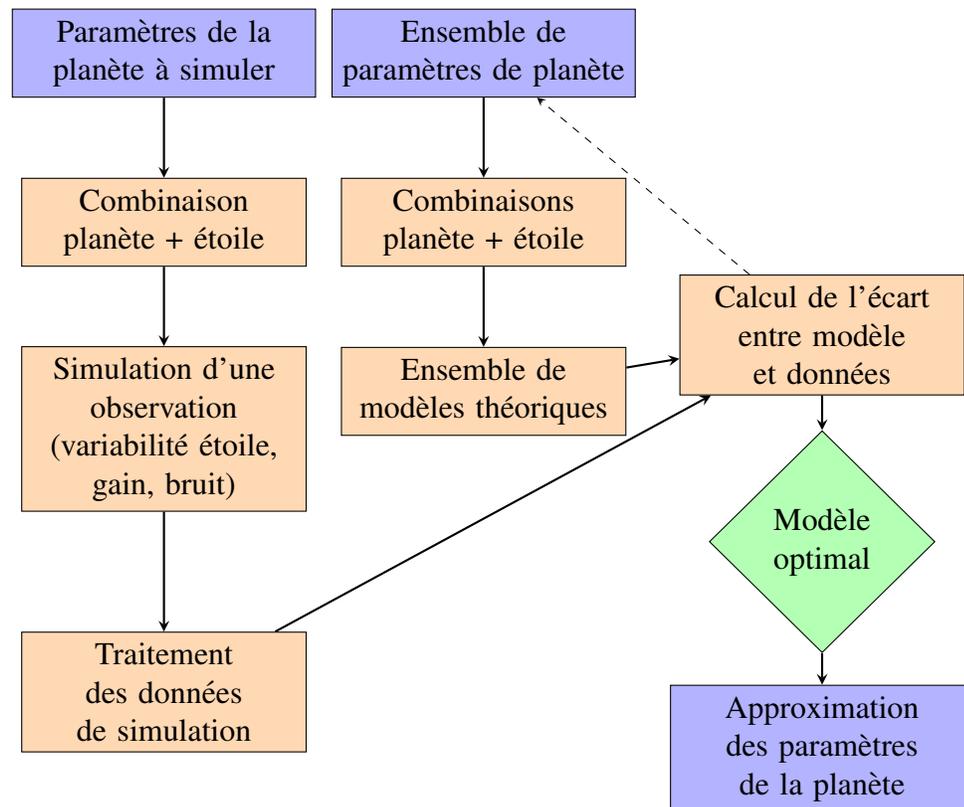


Figure 2.3 – Diagramme du flot de traitement des données, les entrées et sorties étant en violet, les traitements de données en orange et les décisions (section 2.4), en vert. Le lien pointillé entre le module de décision et les paramètres utilisés pour générer les modèles théoriques reflète l’une des approches de recherche de modèle optimal, via une méthode de type Monte-Carlo à chaîne de Markov (*Monte Carlo Markov Chain*, MCMC, section 2.4.3), tandis qu’il n’y a pas de tel lien pour la méthode du maximum de log vraisemblance (section 2.4.2).

optimisant une mesure de distance entre les données de simulation traitées et les modèles théoriques. La première méthode génère une grille complète de modèles, pour toutes les paires de températures d'hémisphère possibles, dont on sélectionne la meilleure combinaison comme sortie. C'est la méthode du maximum de log vraisemblance (section 2.4.2). La deuxième méthode génère un seul modèle théorique en recherchant un meilleur modèle éventuel par ajustement incrémentiel des paramètres. Plus précisément, cet algorithme ajuste les paramètres de planète en prenant des pas aléatoires dans l'espace de ces paramètres. Il s'agit de la méthode des chaînes de Markov Monte-Carlo (MCMC, section 2.4.3).

2.4.1 Les paramètres ajustés

Deux types de paramètres sont ajustés dans ce travail. Premièrement, le modèle BT-Settl fournit une grille discrète de spectres, c'est-à-dire que les spectres synthétiques sont donnés sous forme de grille, selon les valeurs de $\log g$, par incréments de 0,5 dex, et de température, par incréments de 100 K (au plus précis). Ceci fait que le paramètre contenant, en général, un vecteur de températures longitudinales fait l'objet d'une recherche discrète, i.e. par incréments selon la résolution de la grille BT-Settl. On a noté que l'ajustement de la gravité de surface ($\log g$) n'a que peu d'effet sur les sorties, donc on ignore ce paramètre dans ce qui suit.

Dans le cas le plus simple du modèle de planète à deux hémisphères, le vecteur de températures longitudinales a deux dimensions, soient la température chaude et la température froide. Si l'ajustement de paramètres se fait seulement sur la température, les grilles de modèles ont également deux dimensions. C'est un cas intéressant, parce que l'ajustement des paramètres peut alors être visualisé avec des couleurs correspondant à une mesure de distances, sur un graphique à deux dimensions, tel qu'élaboré à la section 3.

Autrement, les paramètres sont de type continu, c'est-à-dire que leur recherche ne prend pas d'incrément de grandeur déterminée selon une résolution. Les paramètres continus peuvent être approximés via la méthode MCMC (section 2.4.3), soient les températures des hémisphères (ou quartier selon le modèle) de la planète, le déphasage

de l'hémisphère chaud (section 2.1.3.3) et l'albédo de la planète (section 2.1.4). Avec cette approche et en considérant les spectres de naines brunes (plutôt que des corps noirs), les températures sont arrondies à la valeur discrète de la grille BT-Settl qui est la plus près.

2.4.2 Ajustement de modèle sur les données avec le log vraisemblance

Une façon usuelle et intuitive en physique de mesurer la qualité de l'ajustement est la **méthode du maximum de log vraisemblance**³ qui consiste à maximiser la mesure suivante, avec les paramètres d'usage, pour des données x_i sujettes à une erreur suivant une distribution normale $\mathcal{N}(\mu_i, \sigma_i^2)$:

$$\log(\mathcal{L}) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left[\log(2\pi\sigma_i^2) + \frac{1}{\sigma_i^2} (x_i - \mu_i)^2 \right]$$

Soit $\mathbf{R}(p)$ le spectre modèle théorique (sans bruit) pour un pas de temps p , un vecteur de dimension égale au nombre de longueurs d'onde, via l'équation 2.7, et $\mathbf{B}(p)$ le spectre des observations simulées (avec bruit), pour le même pas de temps p et de même dimension (ainsi que son vecteur d'incertitudes associées, σ_{tot}), alors la quantité appelée log vraisemblance est :

$$\log(\mathcal{L}(\mathbf{R}, \sigma_{tot})) = -\frac{1}{2} \sum_{i \in \lambda, p} \left[\log(2\pi\sigma_i^2) + \frac{1}{\sigma_i^2} (B_i - R_i)^2 \right]. \quad (2.11)$$

Dans ce calcul, pour \mathbf{B} et \mathbf{R} on considère ici uniquement la contribution de la planète, soit *flux planète = flux observé - flux étoile*.

On fixe une simulation de données observées \mathbf{B} . Le but est de trouver le modèle \mathbf{R} qui maximise $\log \mathcal{L}$. Cette maximisation se fait sur tous les modèles, qui sont précalculés selon l'ensemble des paramètres valides. Plus il y a de paramètres distincts, plus il y a de combinaisons valides de valeurs de paramètres. Aussi, ce nombre de combinaisons à précalculer ne doit pas être infini, ce qui restreint cette méthode à des paramètres aux valeurs discrètes ou d'une résolution donnée.

³Une fonction de vraisemblance est une probabilité conditionnelle telle $L(x_1, \dots, x_n | \theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i, \theta)$.

Pour ces raisons, la méthode du maximum de log vraisemblance ne sera appliquée qu’au paramètre de température de l’exoplanète, qui a déjà une résolution finie dans les modèles BT-Settl, section 1.1.5, avec le modèle à deux hémisphères, figure 2.1. Ceci permet la visualisation, sur un graphique à deux dimensions, des valeurs de log vraisemblance avec des couleurs correspondantes. Les deux dimensions du graphique résultant correspondent à chacune des températures chaude et froide. On peut alors y visualiser quelle combinaison de ces paramètres génère le modèle optimal, tel qu’élaboré à la section 3.

Si les paramètres approximés par cette méthode ont une forme simple, telle une relation linéaire, avec les données \mathbf{B} , alors il peut être possible de trouver analytiquement les écarts-types de ces paramètres optimaux ainsi trouvés. Par contre, ce n’est pas le cas ici puisque dans le cas le plus simple du modèle à deux hémisphères, ces paramètres sont les deux températures. Celles-ci ont une relation avec \mathbf{B} qui est compliquée, tel que développé à la section 1.

Une autre façon de mesurer la qualité de l’ajustement est la **méthode des moindres carrés** par laquelle on vise à minimiser la somme quadratique des différences entre un modèle théorique et des données expérimentales. Cette somme peut être vue comme une mesure de distance entre le modèle et les données, soit $\chi^2 \sim \sum_{\lambda,p} \left(\frac{\mathbf{R}(p) - \mathbf{B}(p)}{\sigma_{tot}} \right)^2$. Quand les données \mathbf{B} suivent une distribution normale, comme c’est le cas du bruit gaussien des simulations dans ce travail, on peut montrer que la méthode du maximum du chi carré est équivalente à celle du log vraisemblance.

2.4.3 Ajustement de modèle sur les données avec MCMC

La deuxième méthode d’ajustement explorée dans ce travail est celle des **chaînes de Markov Monte-Carlo (MCMC)**. Cette méthode génère un seul modèle théorique à la fois en recherchant un meilleur modèle éventuel par ajustement incrémentiel des paramètres. Cet ajustement fait des pas aléatoires dans l’espace de ces paramètres et utilise la même mesure de distance que la méthode du maximum de log vraisemblance, équation 2.11. Ainsi, on peut explorer un grand nombre de paramètres et même des paramètres de type continu, c’est-à-dire que leur recherche ne prend pas d’incrément de

grandeur déterminée selon une résolution.

Avec cette méthode, on approxime d'abord un plus grand nombre de paramètres discrets, soient les plus nombreuses températures du modèle en quartiers d'orange de la figure 2.1. En augmentant le nombre de quartiers, on peut approximer un gradient de température. De plus, d'autres paramètres continus peuvent être approximés.

Pour reproduire les calculs MCMC de cette étude, qui sont basés sur le code du tutoriel de J. Rowe ⁴, les valeurs initiales des variables recherchées sont celles trouvées pour le maximum de log probabilité, pour les cas de recherche de deux températures, et une valeur moyenne estimée, pour les autres cas, par exemple pour six quartiers de température, tous sont initialisés à la température d'équilibre calculée. La probabilité antérieure (*prior*) est comme suit. Les températures dépassant celles disponibles, les albédos autres qu'entre 0 et 1 et les décalages autres qu'entre $-\pi/2$ et $3\pi/2$ ont une probabilité infinie négative. De plus, l'espace de recherche des températures est limité à 1000 K pour chacune, pour fins de comparaison équivalente avec les résultats du maximum de log probabilité. Du côté de la grandeur des pas des marcheurs, la variable *beta*, toujours dans le même code, a été fixée, par essais et erreurs, à 15 K pour les températures, 0,1 radian pour le déphasage et 0,1 pour l'albédo.

⁴https://github.com/jasonfrowe/gprocess/blob/master/MCMC_Tutorial.ipynb gprocess/MCMC · jasonfrowe · GitHub.

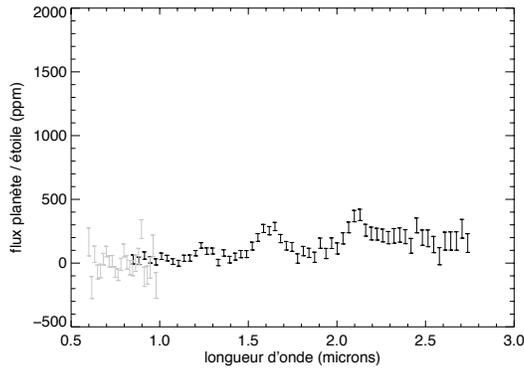
CHAPITRE 3

RÉSULTATS

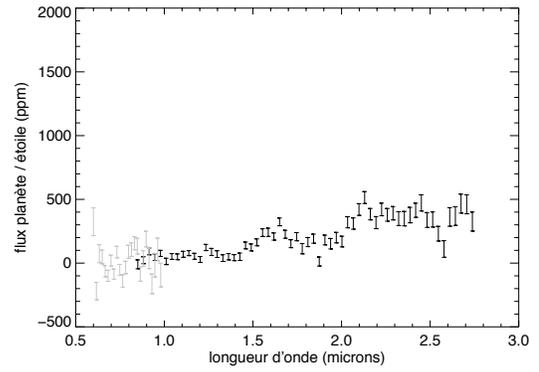
3.1 Modèle simple pour WASP-43

On considère des exécutions des méthodes introduites précédemment pour WASP-43b, pour le modèle à deux hémisphères, figure 2.1. Premièrement, on utilise, pour la planète, des spectres de naines brunes. Deuxièmement, on utilise des spectres de corps noirs.

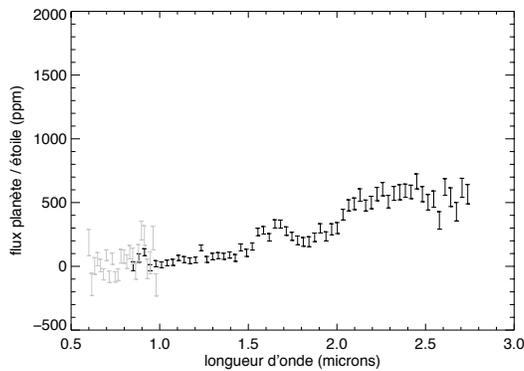
Les figures suivantes, de 3.1 à 3.4, montrent les spectres d'émission+réflexion de la planète extraits des observations simulées avec des spectres de naines brunes pour 15 phases couvrant l'orbite complète.



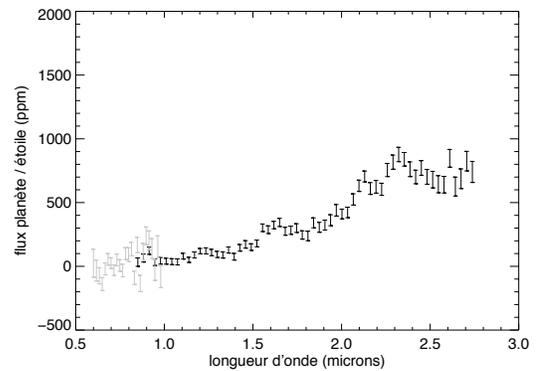
(a) Phase 0,06.



(b) Phase 0,12.

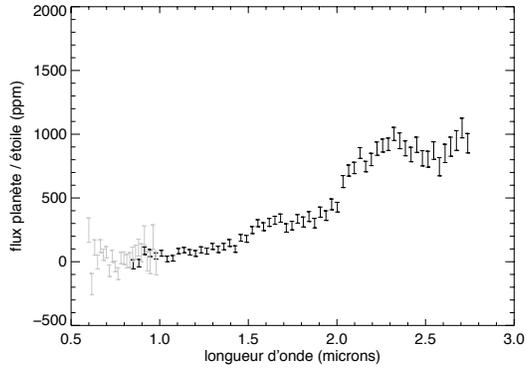


(c) Phase 0,19.

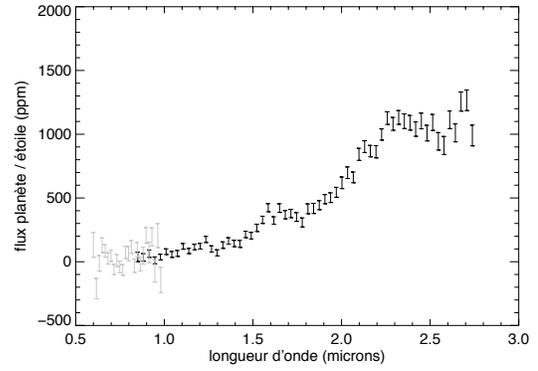


(d) Phase 0,25.

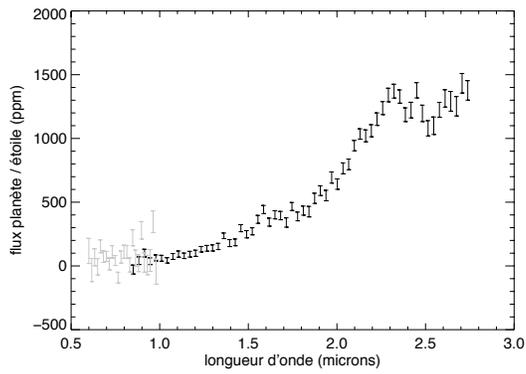
Figure 3.1 – Données d’observations SOSS simulées pour l’exoplanète WASP-43b à la phase p de la figure 1.11. L’ordre 1 est en noir, avec une résolution de $0,032 \mu\text{m}$, et l’ordre 2, en gris, avec une résolution de $0,0165 \mu\text{m}$. La durée totale d’une période d’observation est de $19,5 \text{ h} / 15 = 1,3 \text{ h}$. Les barres d’erreur correspondent à l’amplitude du bruit à 1σ .



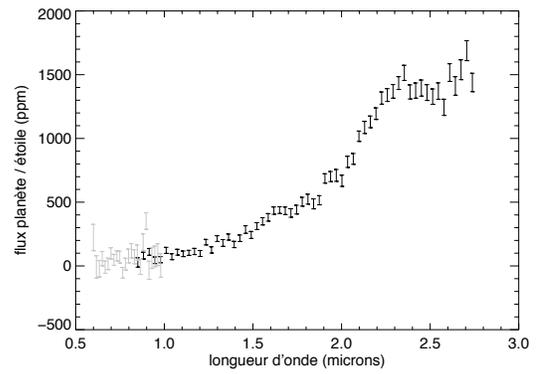
(a) Phase 0,31.



(b) Phase 0,38.

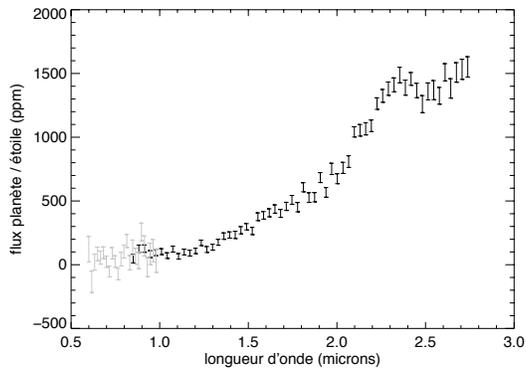


(c) Phase 0,44.

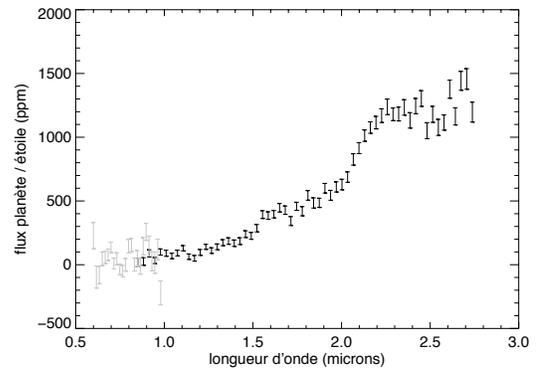


(d) Phase 0,50.

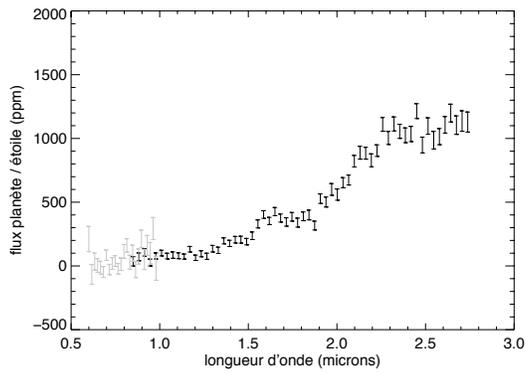
Figure 3.2 – Comme la figure 3.1 pour les phases 0,31, 0,38, 0,44 et 0,50.



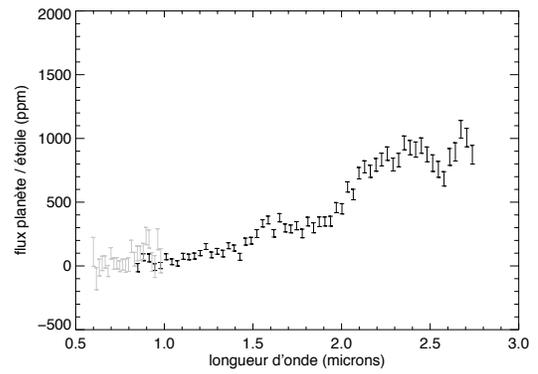
(a) Phase 0,56.



(b) Phase 0,62.

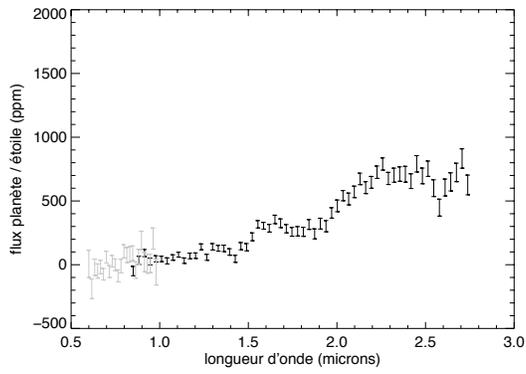


(c) Phase 0,69.

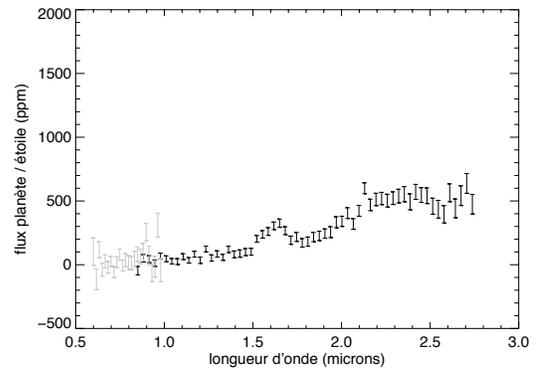


(d) Phase 0,75.

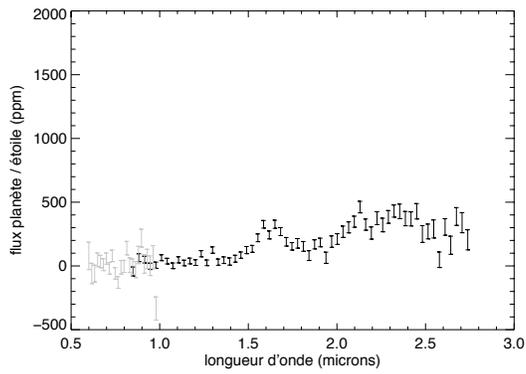
Figure 3.3 – Comme la figure 3.1 pour les phases 0,56, 0,62, 0,69 et 0,75.



(a) Phase 0,81.



(b) Phase 0,88.



(c) Phase 0,94.

Figure 3.4 – Comme la figure 3.1 pour les phases 0,81, 0,88 et 0,94.

La figure 3.5 montre l'évolution, au cours d'une orbite simulée de WASP-43b, des niveaux de flux de bandes centrées autour de quatre longueurs d'onde choisies. Ceci permet de re-visualiser les 15 figures précédentes sur une orbite (courbes de phase), pour des longueurs d'onde fixes.

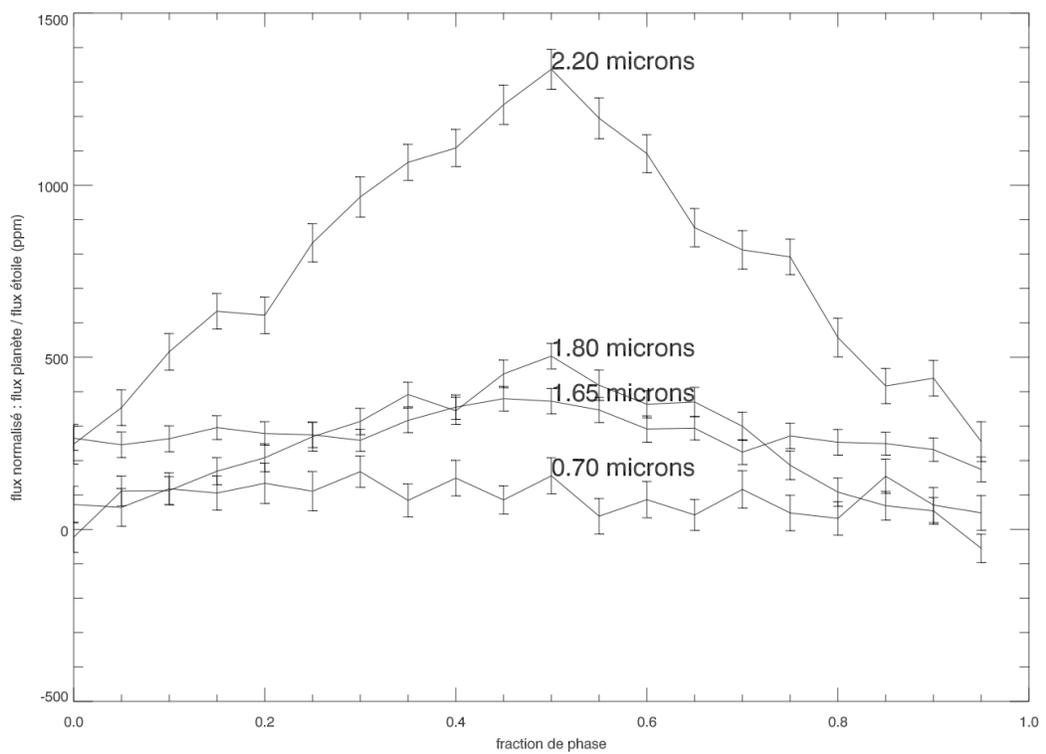


Figure 3.5 – Évolution, au cours d'une orbite simulée de WASP-43b, des niveaux de flux de bandes centrées autour des longueurs d'onde 0,70, 1,65, 1,80 et 2,20 microns et de 0,025 micron de largeur. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type calculé à partir des incertitudes sur les points combinés.

3.1.1 Spectres de naines brunes

On génère des données d'observation simulées pour WASP-43b, selon les données du tableau 1.III et avec les spectres de naines brunes du modèle BT-Settl, section 1.1.5. Le modèle à deux hémisphères, figure 2.1, est utilisé avec, comme température chaude, la température d'équilibre (équation 1.6) et, comme température froide, 550 K en deçà de la température d'équilibre, selon les données de [65] illustrées à la figure 1.12. Ce modèle constitue la référence théorique avec laquelle les simulations sont comparées. La figure 3.6 illustre les résultats de la méthode du maximum de log vraisemblance pour l'exoplanète WASP-43b, dont les températures sont calculées comme (1548, 1048) K.

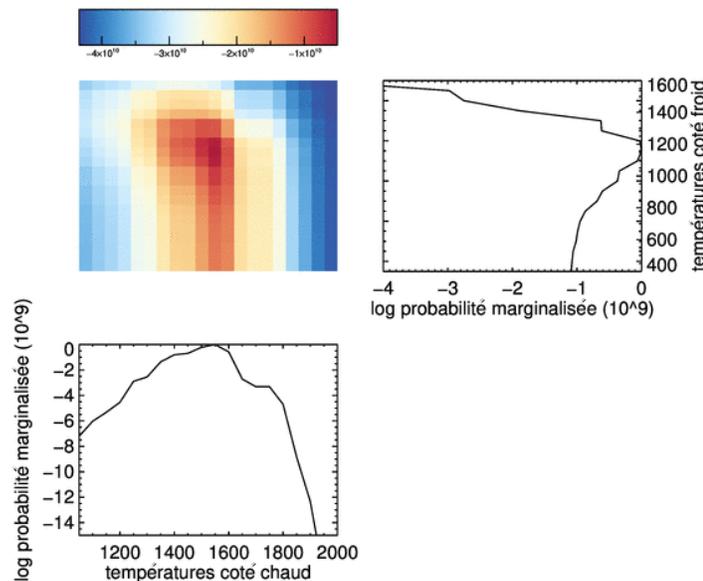


Figure 3.6 – Résultat d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-43b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées sur un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (1550, 1000) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (1550,1150) K. Les probabilités marginalisées pour chaque paramètre individuel montrent la probabilité pour ce paramètre seulement (i.e. la probabilité est intégrée sur l'autre paramètre). Les probabilités sont en fait des log probabilités, donc le pic est beaucoup plus prononcé lorsqu'on inverse le logarithme.

Ensuite, on traite le même cas avec la méthode MCMC. Le temps de stationnarisation de la chaîne (temps de *burn-in*) est la longueur de chaîne nécessaire pour explorer l'espace et permettre à une solution de commencer à converger. Le tableau 3.I et les figures 3.7 et 3.8 illustrent les résultats que le tableau 4.I compare avec ceux obtenus par la méthode de log vraisemblance.

Tableau 3.I – Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données et modèle qu'à la figure 3.6 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation. Le 50e percentile à 2σ est la valeur médiane avec un degré de confiance de 95 %.

	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
température chaude	1747	222	1733^{+336}_{-438}
température froide	1215	276	1279^{+270}_{-595}

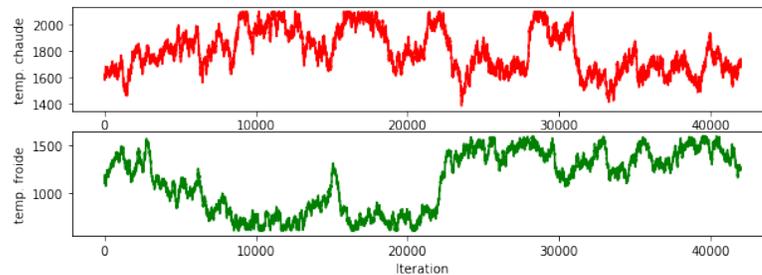


Figure 3.7 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.I, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.

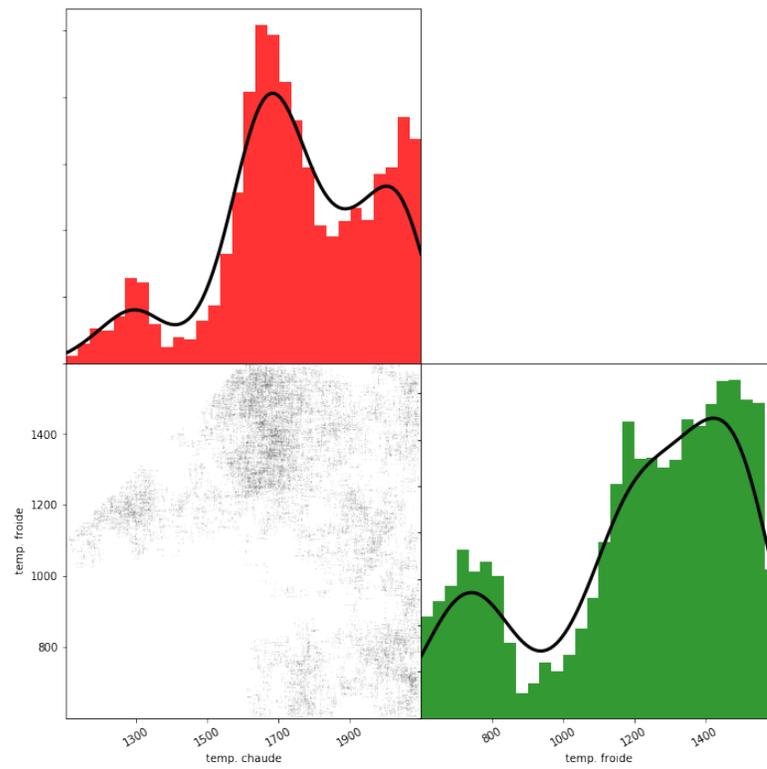


Figure 3.8 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.I, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.7. Les traits en noirs sont des ajustements lissés de ces distributions.

3.1.2 Spectres de corps noirs

On génère des données d'observation simulées pour WASP-43b, selon les données du tableau 1.III et avec les spectres de corps noirs. Le modèle à deux hémisphères et deux températures correspondantes, figure 2.1, est utilisé avec, comme température chaude, la température d'équilibre (équation 1.6) et, comme température froide, 550 K en deçà de la température d'équilibre (telle qu'à la figure 1.12), donc sur les mêmes données simulées sur un modèle à deux hémisphères pour WASP-43b qu'à la figure 3.6, mais avec les deux spectres de la planète remplacés par ceux de corps noirs aux mêmes températures. La figure 3.9 illustre les résultats de la méthode du maximum de log vraisemblance pour cette modélisation. Cet exemple illustre que les atmosphères avec une structure non isotherme sont plus faciles à modéliser avec précision.

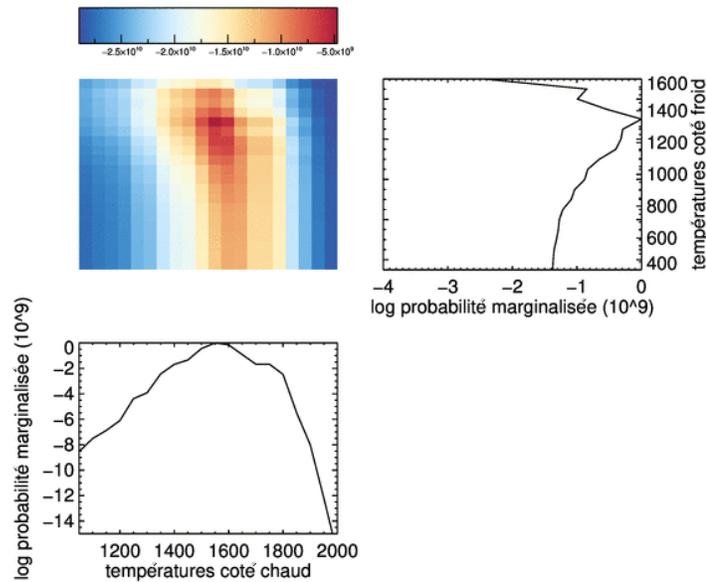


Figure 3.9 – Résultats d'une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-43b sur les mêmes données simulées sur un modèle à deux hémisphères qu'à la figure 3.6 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K, mais avec les deux spectres de la planète remplacés par ceux de corps noirs aux mêmes températures. Le point maximum correspond bien pour la température chaude, mais pas pour la froide, dont le pic est beaucoup plus haut.

Ensuite, on traite le même cas avec la méthode MCMC, de la même façon qu'à la section précédente. Le tableau 3.II et les figures 3.10 et 3.11 illustrent les résultats qu'on peut comparer avec ceux obtenus pour la méthode de log vraisemblance. Cet exemple illustre encore une fois que les températures obtenues sont moins justes et souvent plus difficiles à contraindre lorsque les spectres d'émission de la planète sont des spectres de corps noirs.

Tableau 3.II – Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées sur un modèle à deux hémisphères qu'à la figure 3.9 : températures (chaude, froide) = (1550, 1000) K, avec les deux spectres de la planète remplacés par ceux de corps noirs. Les statistiques sont calculées sur 2 200 itérations suivant 2 000 itérations de stationnarisation.

	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
température chaude	1790	150	1828^{+154}_{-339}
température froide	1183	125	1200^{+149}_{-223}

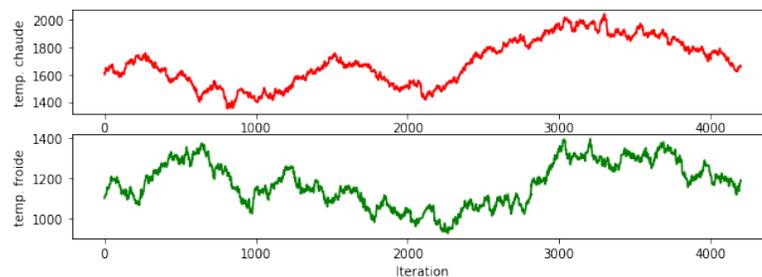


Figure 3.10 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.II, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 2 200 itérations suivant la stationnarisation. Pour une meilleure convergence, un temps de stationnarisation plus élevé pourrait être souhaitable, mais l'efficacité du code informatique doit être améliorée pour ce faire.

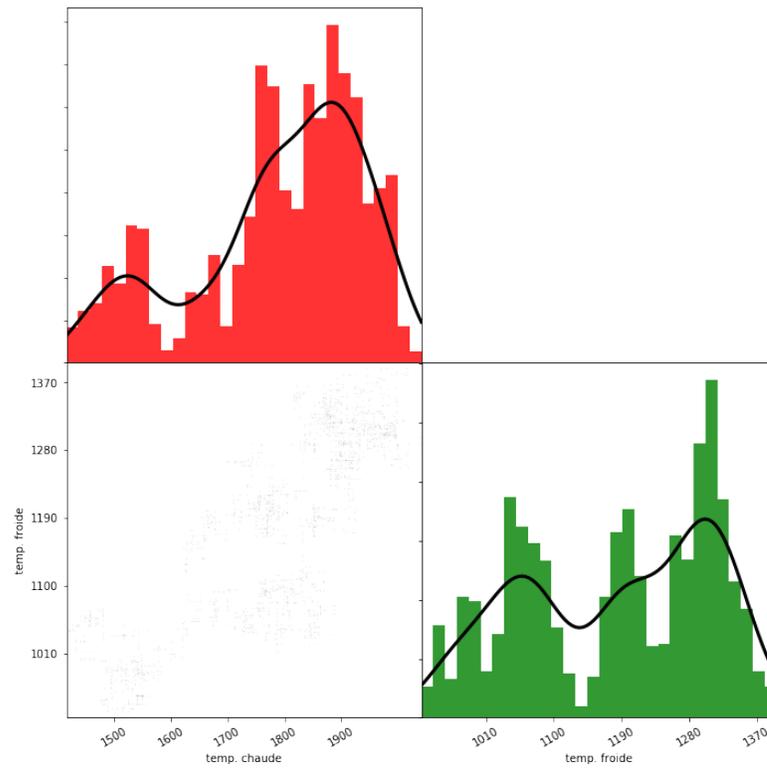


Figure 3.11 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.II, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.10.

3.2 Modèle en quartiers d'orange pour WASP-43b

3.2.1 Observations simulées avec deux hémisphères

À des fins de comparaison, on génère d'abord des observations simulées avec deux hémisphères, comme à la figure 2.1 (a), mais avec l'ajustement du modèle en quartiers d'orange, comme à la figure 2.1 (b). Donc les observations simulées comportent deux températures, réparties en 6 quartiers d'orange. Pour WASP-43b, on reprend les températures des exemples précédents, donc : $(T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6) = (1550, 1550, 1550, 1000, 1000, 1000)$ K.

Le tableau 3.III et les figures 3.12 et 3.13 illustrent les résultats d'un ajustement avec 6 quartiers qu'on peut comparer avec ceux obtenus pour l'ajustement du modèle avec 2 hémisphères (tableau 3.I et figures 3.7 et 3.8). Cet exemple illustre qu'une modélisation avec plus de paramètres libres que nécessaire peut nuire, mais que l'algorithme MCMC demeure assez juste, étant donnée la précision. Les valeurs "réelles", c'est-à-dire qui ont servi à simuler les observations, sont (sauf une) incluses dans les incertitudes calculées des paramètres optimaux. Par contre, ces incertitudes sont élevées et quelques exécutions de l'algorithme MCMC indiquent qu'un nombre d'itérations assez grand semble être nécessaire.

Tableau 3.III – Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées qu'au tableau 3.I et figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d'orange : $T_1 = T_2 = T_3 = 1550$ K et $T_4 = T_5 = T_6 = 1000$ K. Les statistiques sont calculées sur 1 800 itérations suivant 1 200 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_1	1550	924	207	937^{329}_{-321}
T_2	1550	1308	391	1307^{637}_{-592}
T_3	1550	1448	505	1678^{352}_{-1031}
T_4	1000	986	212	997^{380}_{-353}
T_5	1000	1487	424	1627^{375}_{-867}
T_6	1000	1175	378	1136^{680}_{-486}

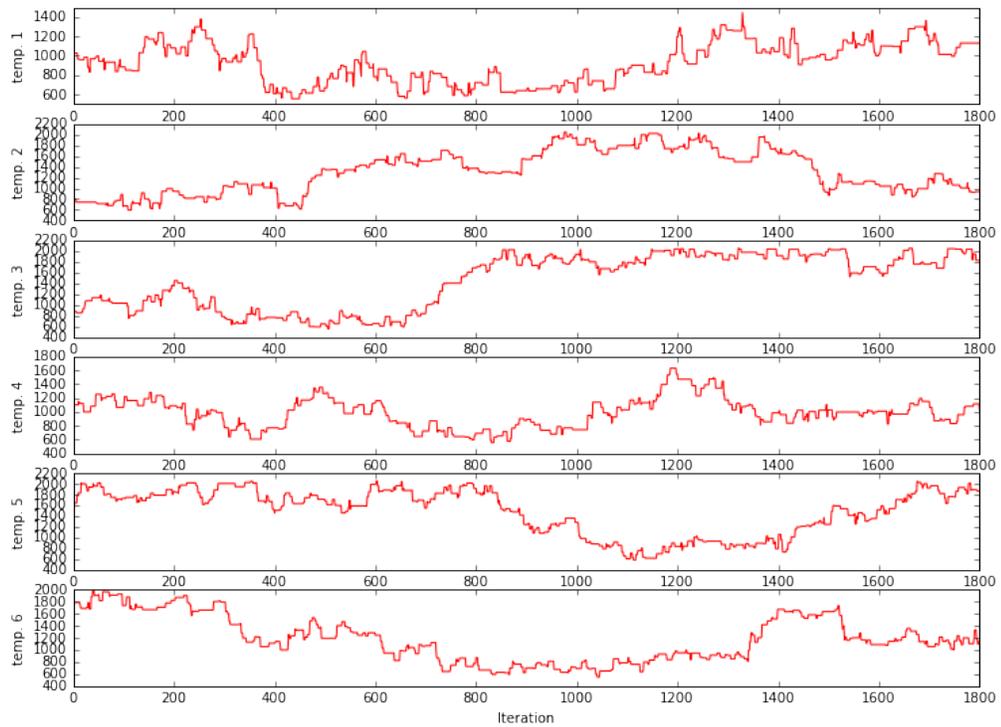


Figure 3.12 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.III, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 1 800 itérations suivant la stationnarisation.

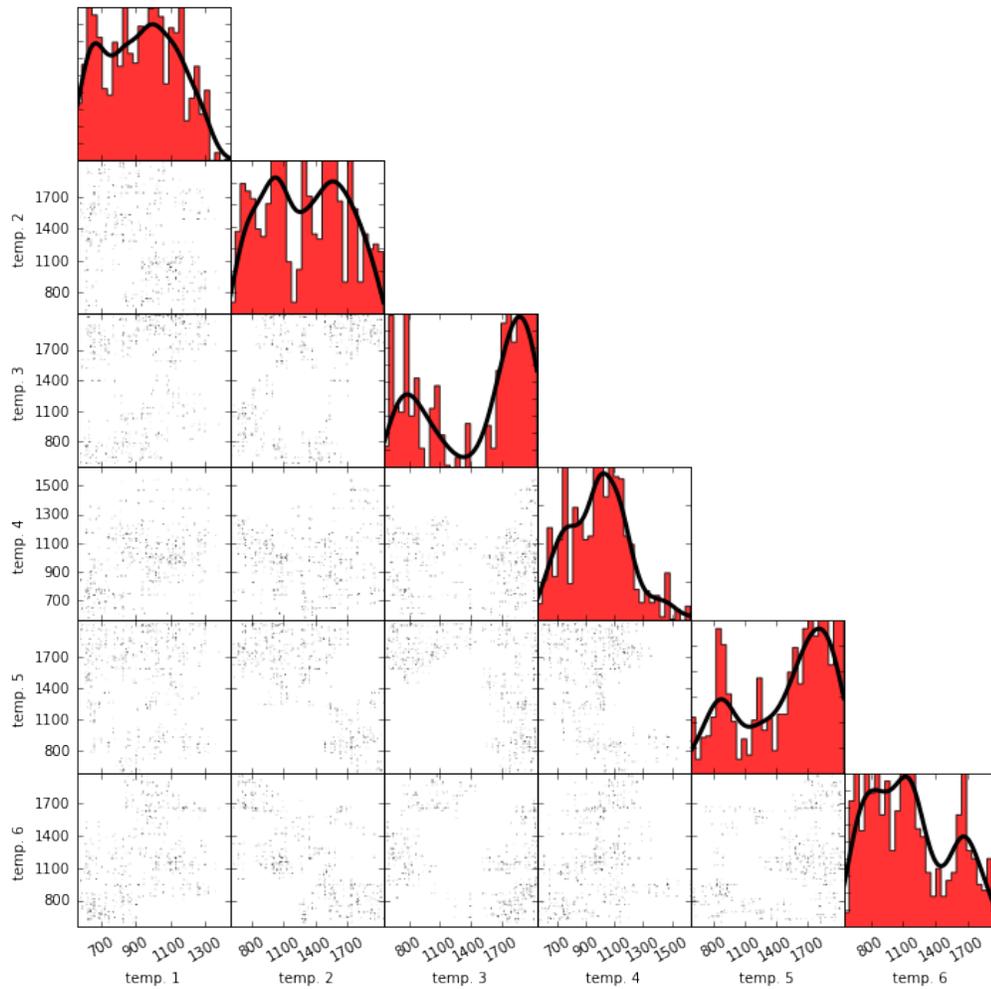


Figure 3.13 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.III, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.12. Si les paramètres sont indépendants, les graphes de points noirs suivent une distribution normale en deux dimensions ; ceci ne devrait pas et ne semble pas être le cas dans tout exemple à partir de celui-ci.

Les incertitudes sont élevées et sont affectées par le nombre d'exécutions de l'algorithme MCMC, en particulier, la stationnarisation permet d'éviter les fluctuations dues aux valeurs initiales des paramètres. Le tableau 3.IV et les figures 3.14 et 3.15 illustrent que l'augmentation du nombre d'itérations, avec une stationnarisation de 20 000 itérations suivies de 22 000 itérations comptées dans les statistiques, maintient une incertitude semblable mais améliore la distance simulation-modèle d'environ 50 K.

Tableau 3.IV – Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-43b sur les mêmes données simulées qu'au tableau 3.I et figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d'orange : $T_1 = T_2 = T_3 = 1550$ K et $T_4 = T_5 = T_6 = 1000$ K. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_1	1550	1148	128	1130 ³¹⁷ ₋₂₀₇
T_2	1550	763	84	763 ¹³⁴ ₋₁₃₁
T_3	1550	1660	158	1692 ¹⁸³ ₋₃₄₃
T_4	1000	1018	203	1073 ²⁴⁰ ₋₄₀₉
T_5	1000	946	225	917 ⁴⁹⁷ ₋₂₈₈
T_6	1000	889	166	849 ³³² ₋₂₀₁

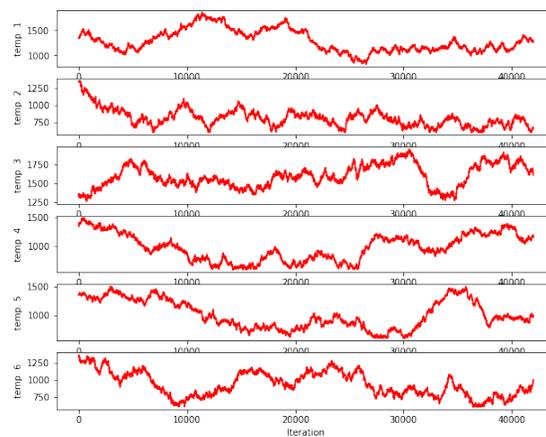


Figure 3.14 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu'au tableau 3.IV, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.

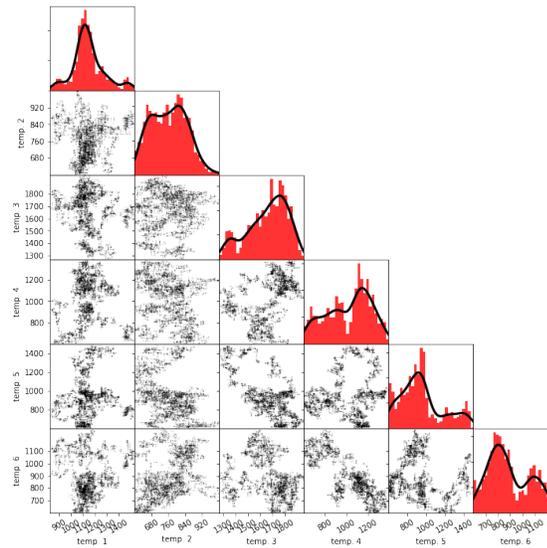


Figure 3.15 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.IV, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.12.

3.2.2 Observations simulées avec six quartiers d’orange

On génère ensuite des observations simulées avec plusieurs températures, distribuées en quartiers d’orange. Avec WASP-43b, on reprend les températures des exemples précédents pour les températures extrêmes et on répartit les températures intermédiaires selon : $(T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6) = (1550, 1400, 1200, 1000, 1200, 1400)$ K.

Le tableau 3.V et les figures 3.16 et 3.17 illustrent les résultats d’un ajustement avec 6 quartiers à différentes températures qu’on peut comparer avec ceux obtenus pour l’ajustement du modèle avec 6 quartiers et 2 hémisphères à températures constantes (tableau 3.III et figures 3.12 et 3.13). Cet exemple illustre que l’algorithme MCMC demeure assez correct, en augmentant le nombre de paramètres à ajuster. Les valeurs de températures simulées (sauf une) sont incluses dans les incertitudes calculées des paramètres optimaux. Par contre, ces incertitudes sont élevées et quelques exécutions de l’algorithme MCMC indiquent qu’un nombre d’itérations assez grand semble être nécessaire. Ceci est cohérent avec les résultats de la section 3.2.1. À fins de comparaison, on prend le même nombre d’itérations qu’à l’exemple détaillé au tableau 3.III.

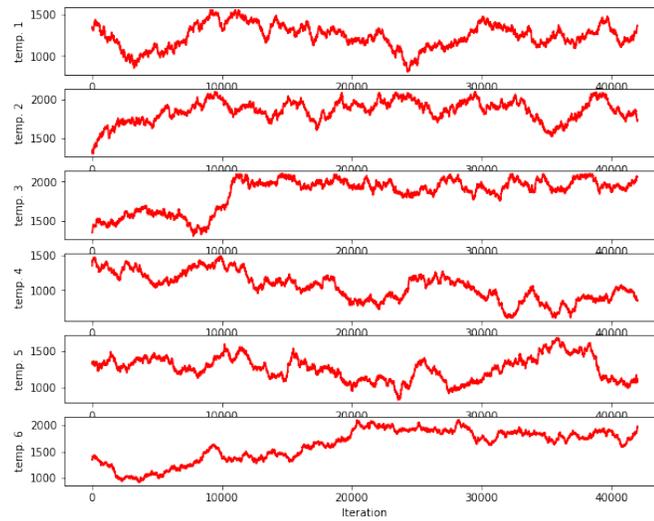


Figure 3.16 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.V, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 22 000 itérations suivant la stationnarisation.

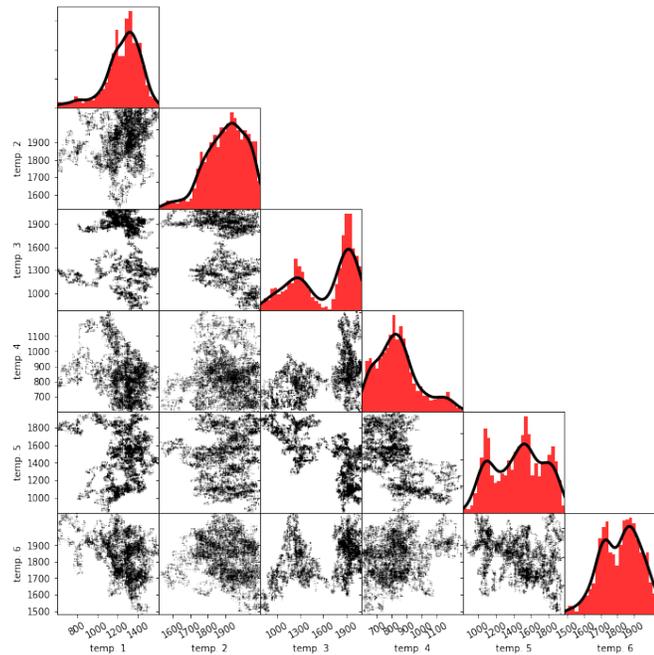


Figure 3.17 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.V, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.16.

Tableau 3.V – Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, mais sur un modèle à 6 quartiers d’orange à des températures différentes. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_1	1550	1251	176	1286^{188}_{-414}
T_2	1400	1905	114	1916^{151}_{-203}
T_3	1200	1612	382	1814^{240}_{-864}
T_4	1000	837	142	820^{319}_{-184}
T_5	1200	1462	284	1492^{400}_{-469}
T_6	1400	1826	119	1838^{171}_{-208}

3.2.3 Ajout d’autres paramètres

On génère enfin des observations simulées avec deux températures ainsi que des paramètres continus : le déphasage de l’hémisphère chaud et l’albédo, tel que décrit à la section 2.4.1. Pour un modèle à plusieurs quartiers, il est à noter que le fait de laisser le paramètre de déphasage de l’hémisphère chaud, ϕ_d , libre de varier peut faire décaler les quartiers. Par exemple, si ϕ_d vaut exactement un quartier, un deuxième ensemble de températures, simplement décalées d’un quartier, satisfait l’approximation optimale des paramètres.

L’ajustement du modèle est exécuté avec le même nombre de quartiers d’orange, un pour le déphasage et un autre pour l’albédo. Suivant la progression exponentielle de la grandeur de l’espace sur lequel les paramètres sont optimisés, un grand nombre d’itérations est souhaitable : l’exemple suivant est exécuté sur 20 000 itérations de stationnarisation suivies de 40 000 itérations retenues. Le tableau 3.VI et les figures 3.18 et 3.19 illustrent les résultats d’un ajustement avec 2 quartiers de températures, ainsi que de l’ajustement d’un paramètre continu, ϕ_d (déphasage de l’hémisphère chaud, section 2.1.3.3); le tableau 3.VII et les figures 3.20 et 3.21 illustrent les résultats d’un ajustement avec 2 quartiers de températures, ainsi que de l’ajustement d’un paramètre continu, A_p (albédo de la planète, section 2.1.4).

Les valeurs des paramètres simulés sont incluses dans les incertitudes calculées des

Tableau 3.VI – Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, avec en plus l’ajustement du déphasage du terminateur, ϕ_d . Les statistiques sont calculées sur 40 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_{chaude}	1550	1465	244	1426^{+579}_{-279}
T_{froide}	1000	1100	250	1102^{+379}_{-419}
ϕ_d	$\pi/2$	1,666	0,712	$1,426^{+1,250}_{-0,579}$

paramètres optimaux, à l’exception de l’albédo A_p et d’une température. Par contre, encore une fois, ces incertitudes sont très élevées et quelques exécutions de l’algorithme MCMC indiquent qu’un nombre d’itérations assez grand semble être nécessaire.

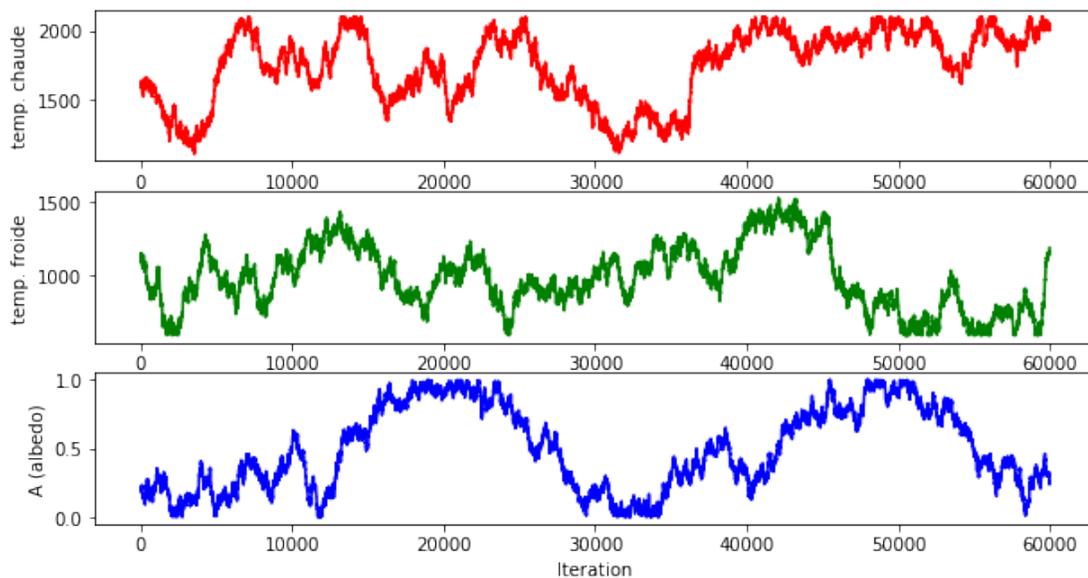


Figure 3.18 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.VI, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 40 000 itérations suivant la stationnarisation.

Dans les deux cas, les chaînes MCMC, illustrées aux figures 3.18 et 3.20, ont difficilement l’apparence d’avoir convergé, ou bien elles alternent entre deux points optimaux. Cette hypothèse est cohérente avec les figures des distribution de valeurs dans les chaînes, figures 3.19 et 3.21, puisque dans les deux cas, le troisième paramètre

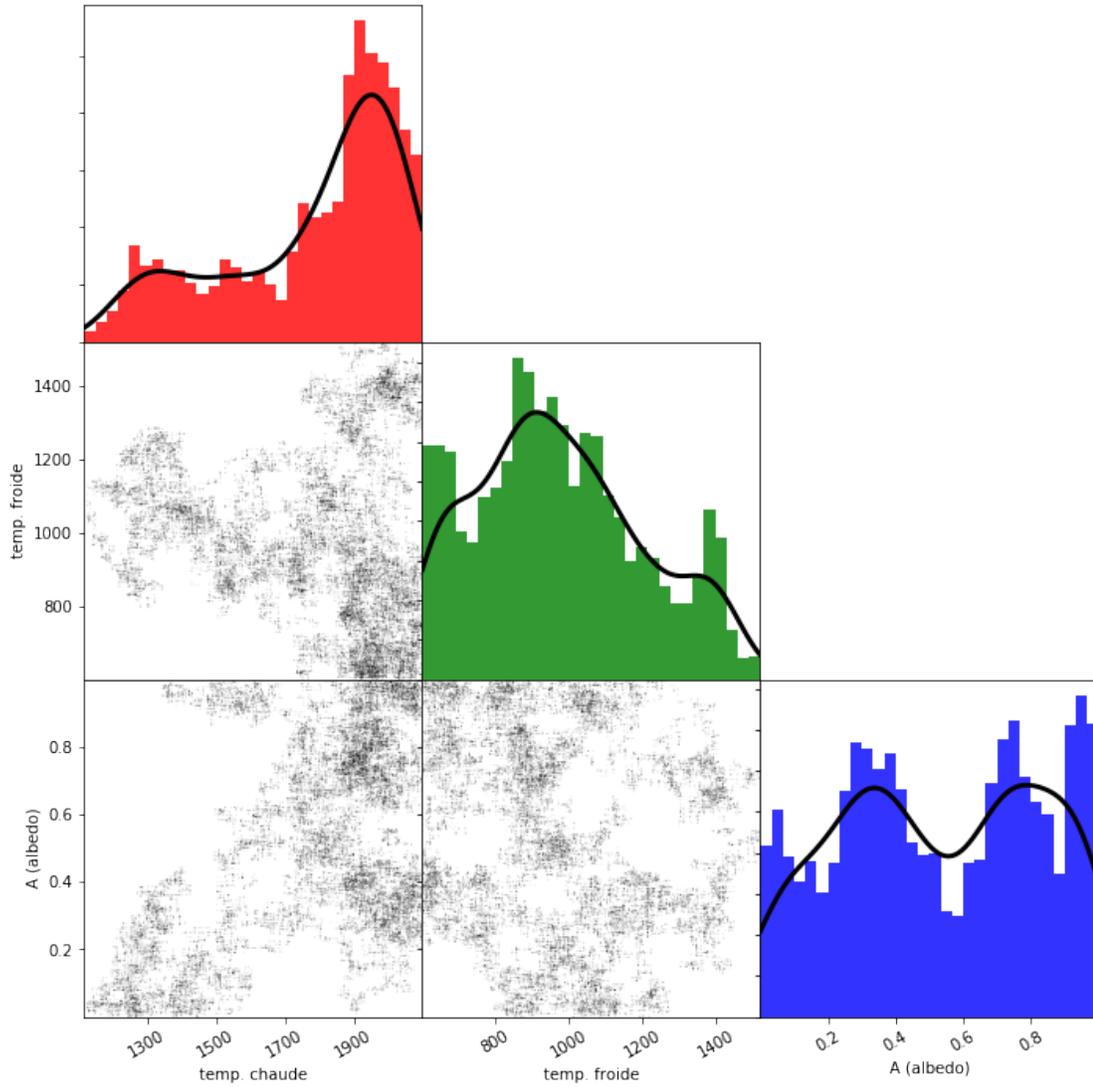


Figure 3.19 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.VI, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.18.

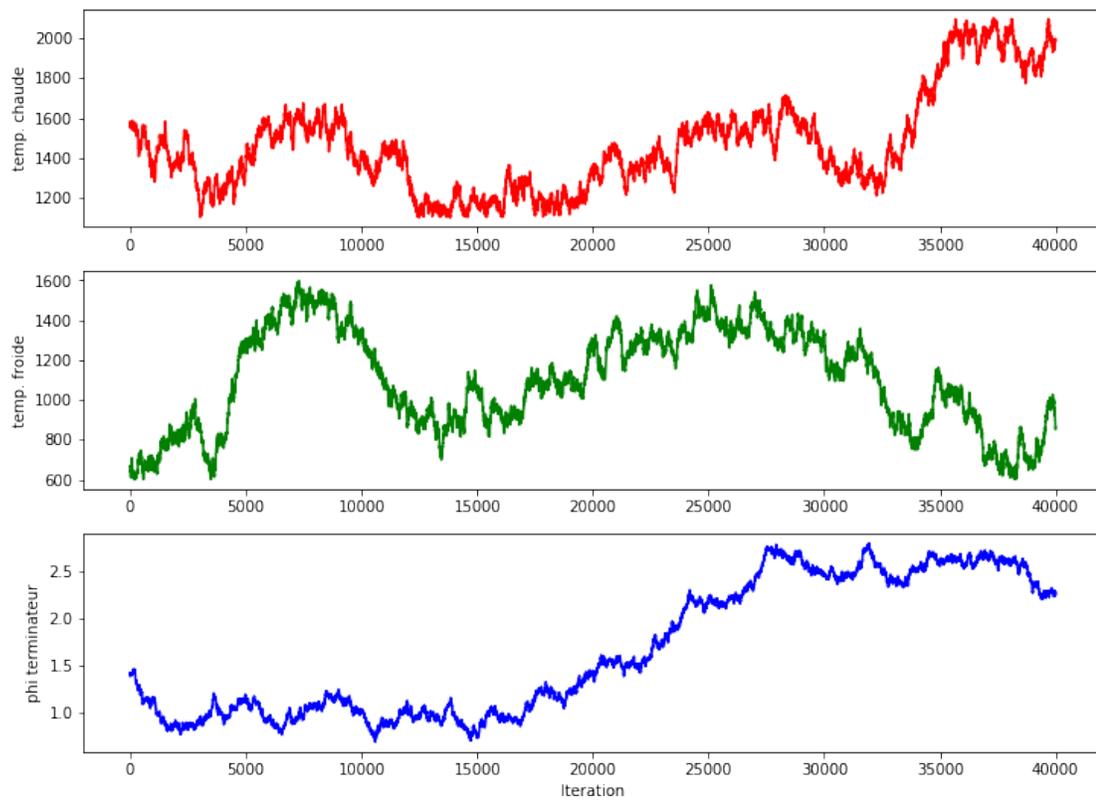


Figure 3.20 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.VII, montrant les ajustements aux valeurs de températures au cours des 40 000 itérations suivant la stationnarisation.

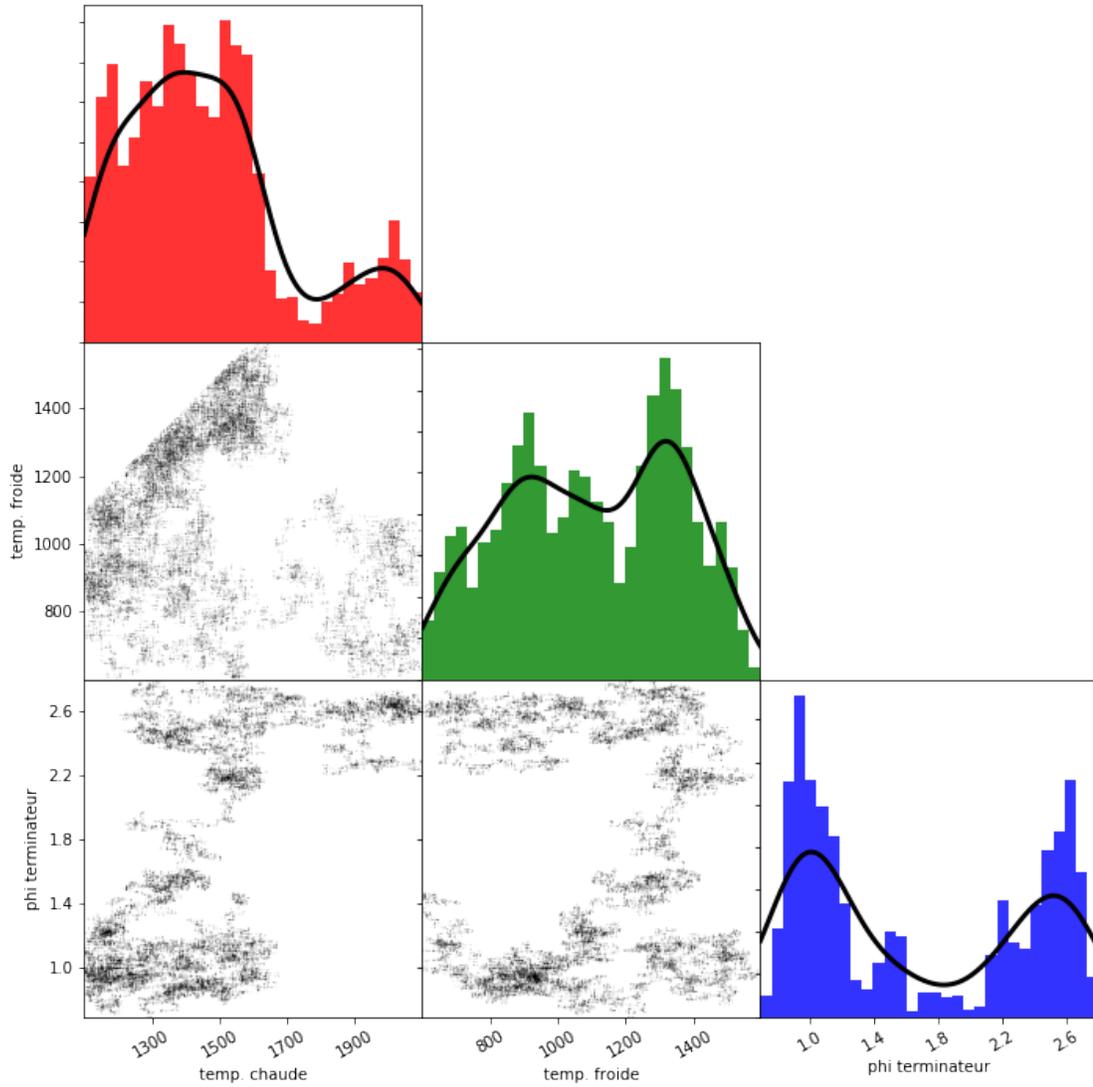


Figure 3.21 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.VII, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements illustrés à la figure 3.20.

Tableau 3.VII – Résultats d’une exécution de MCMC sur WASP-43b sur des données simulées semblables à celles du tableau 3.I et des figures 3.7 et 3.8, avec en plus l’ajustement de l’albédo, A_p . Les statistiques sont calculées sur 40 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_{chaude}	1550	1779	256	1880^{189}_{-611}
T_{froide}	1000	974	227	974^{443}_{-318}
A_p	0,2	0,534	0,2	$0,524^{0,440}_{-0,471}$

montre deux pics significatifs dans sa distribution. Davantage de travail est requis pour déterminer si une telle combinaison de spectres peut être produite à partir de deux ensembles distincts de paramètres. Dans la conclusion de ce travail, la nécessité de rechercher les dégénérescences possibles dans les paramètres est soulignée (section 4.2).

3.3 Autres cibles

Pour les autres cibles dans ce travail, les données en entrée des algorithmes sont changées pour celles des deux dernières colonnes du tableau 1.III. Les algorithmes de simulation, ainsi que ceux de recherche de paramètres optimaux de modèles d’exoplanètes, ne sont dépendants que de ces données et de la disponibilité des modèles de spectres de naines brunes BT-Settl (section 1.1.5). L’utilisation d’autres cibles montre le comportement des algorithmes sur ces différents paramètres d’exoplanètes.

3.3.1 WASP-19b

3.3.1.1 Méthode du maximum de log vraisemblance

Avec WASP-19b, on reprend les températures extrêmes comme calculées pour WASP-43b à la section 3.1.1 selon le modèle à deux hémisphères, figure 2.1. La figure 3.22 illustre les résultats de la méthode du maximum de log vraisemblance pour l’exoplanète WASP-19b, dont les températures sont calculées comme (2323, 1823) K.

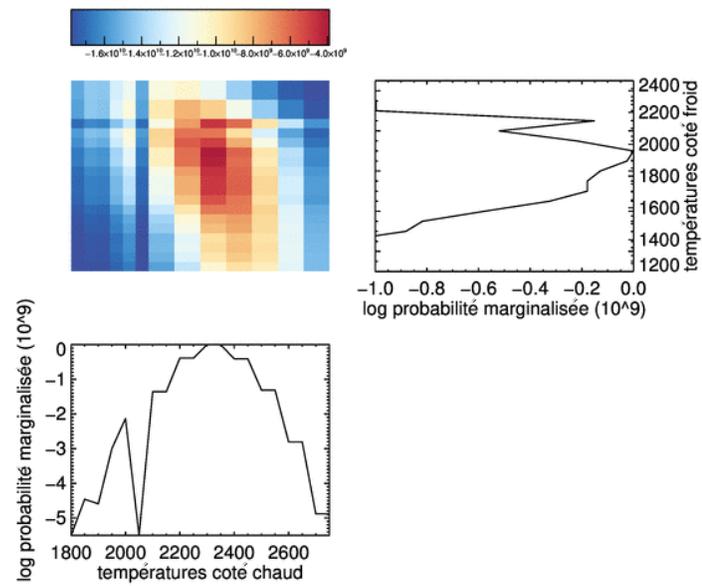


Figure 3.22 – Résultat d’une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur WASP-19b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées avec un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (2300, 1950) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (2300, 1950) K.

3.3.1.2 MCMC avec six quartiers de température

Avec WASP-19b, on reprend les températures extrêmes comme calculées pour la méthode du maximum de log vraisemblance à la section 3.3.1.1. On répartit les températures intermédiaires selon 6 quartiers comme calculés pour WASP-43b à la section 3.2.2 : $(T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6) = (2300, 2200, 2000, 1900, 2000, 2200)$ K. Les paramètres continus de la section 3.2.3 sont aussi ajustés. Le tableau 3.IX et la figure 3.23 montrent un exemple d'exécution sur 1 200 itérations de stationnarisation suivies de 1 800 itérations retenues.

Tableau 3.VIII – Résultats d'une exécution de MCMC sur WASP-19b sur des données simulées sur un modèle à 6 quartiers d'orange à des températures différentes. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_1	2300	2459	169	2415^{372}_{-192}
T_2	2200	1888	235	1835^{438}_{-359}
T_3	2000	2084	401	1915^{903}_{-287}
T_4	1900	1686	160	1680^{261}_{-269}
T_5	2000	2498	222	2523^{295}_{-390}
T_6	2200	1941	344	1839^{652}_{-405}

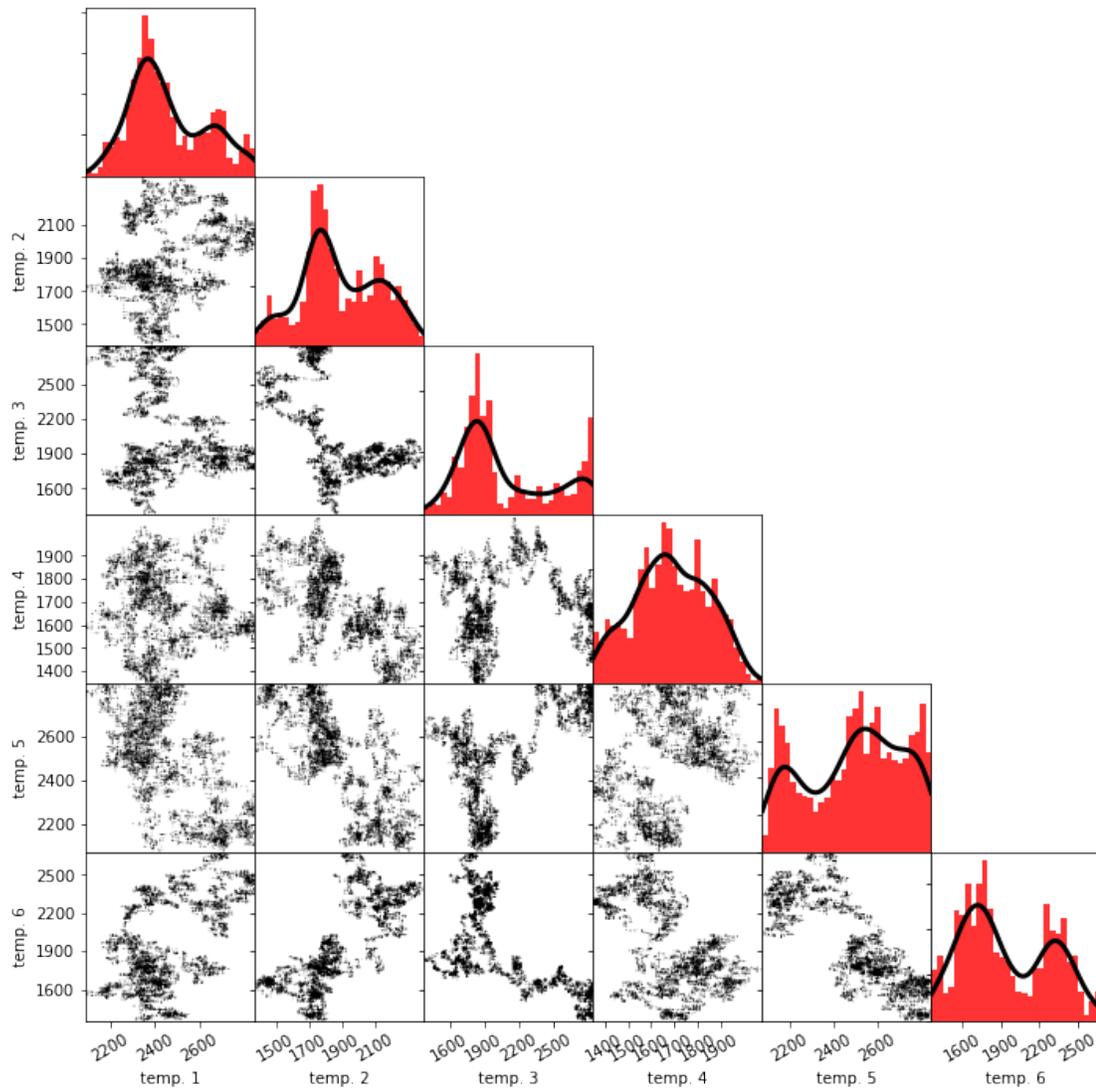


Figure 3.23 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.IX, montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements.

3.3.2 HD-189733b

3.3.2.1 Méthode du maximum de log vraisemblance

Avec HD-189733b, on reprend les températures extrêmes comme calculées pour WASP-43b à la section 3.1.1 selon le modèle à deux hémisphères, figure 2.1. La figure 3.24 illustre les résultats de la méthode du maximum de log vraisemblance pour l'exoplanète HD-189733b, dont les températures sont calculées comme (1335, 835) K.

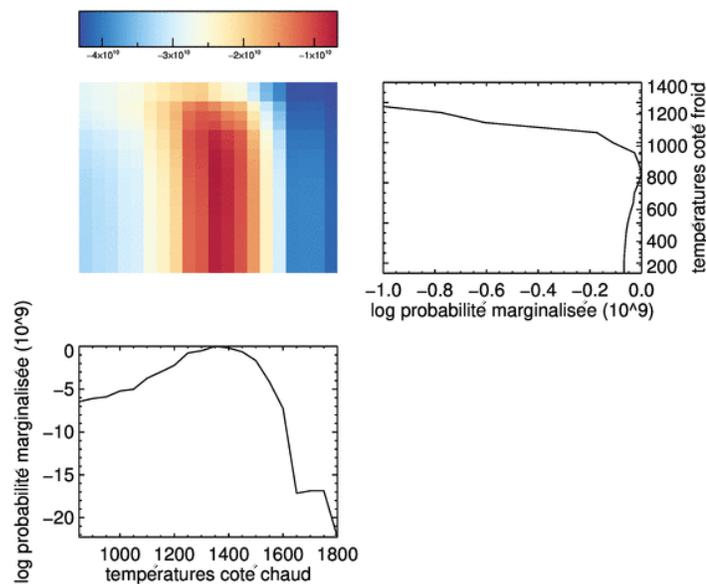


Figure 3.24 – Résultat d’une exécution de la méthode du maximum de log vraisemblance sur HD-189733b. Les lignes pointillées indiquent les points minimum ou maximum. Les données sont simulées avec un modèle à deux hémisphères dont les températures sont (chaude, froide) = (1350, 850) K. Le point maximum est en rouge foncé, à (1350, 850) K.

3.3.2.2 MCMC avec six quartiers de température

Avec HD-189733b, on reprend les températures extrêmes comme calculées pour la méthode du maximum de log vraisemblance à la section 3.3.2.1. On répartit les températures intermédiaires selon 6 quartiers comme calculés pour WASP-43b à la section 3.2.2 : $(T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T_6) = (1350, 1150, 1000, 850, 1000, 1150)$ K. Les paramètres continus de la section 3.2.3 sont aussi ajustés. Le tableau 3.IX et la figure 3.25 montrent un exemple d'exécution sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations retenues.

Tableau 3.IX – Résultats d'une exécution de MCMC sur HD-189733b sur des données simulées sur un modèle à 6 quartiers d'orange, chacun avec une température différente. Les statistiques sont calculées sur 22 000 itérations suivant 20 000 itérations de stationnarisation.

	simulée (K)	moyenne (K)	écart-type (K)	50e percentile à 2σ (K)
T_1	1350	934	163	912^{308}_{-204}
T_2	1150	1191	191	1203^{274}_{-329}
T_3	1000	712	175	698^{294}_{-260}
T_4	850	812	288	824^{211}_{-397}
T_5	1000	873	169	898^{211}_{-414}
T_6	1150	1233	379	1143^{676}_{-458}

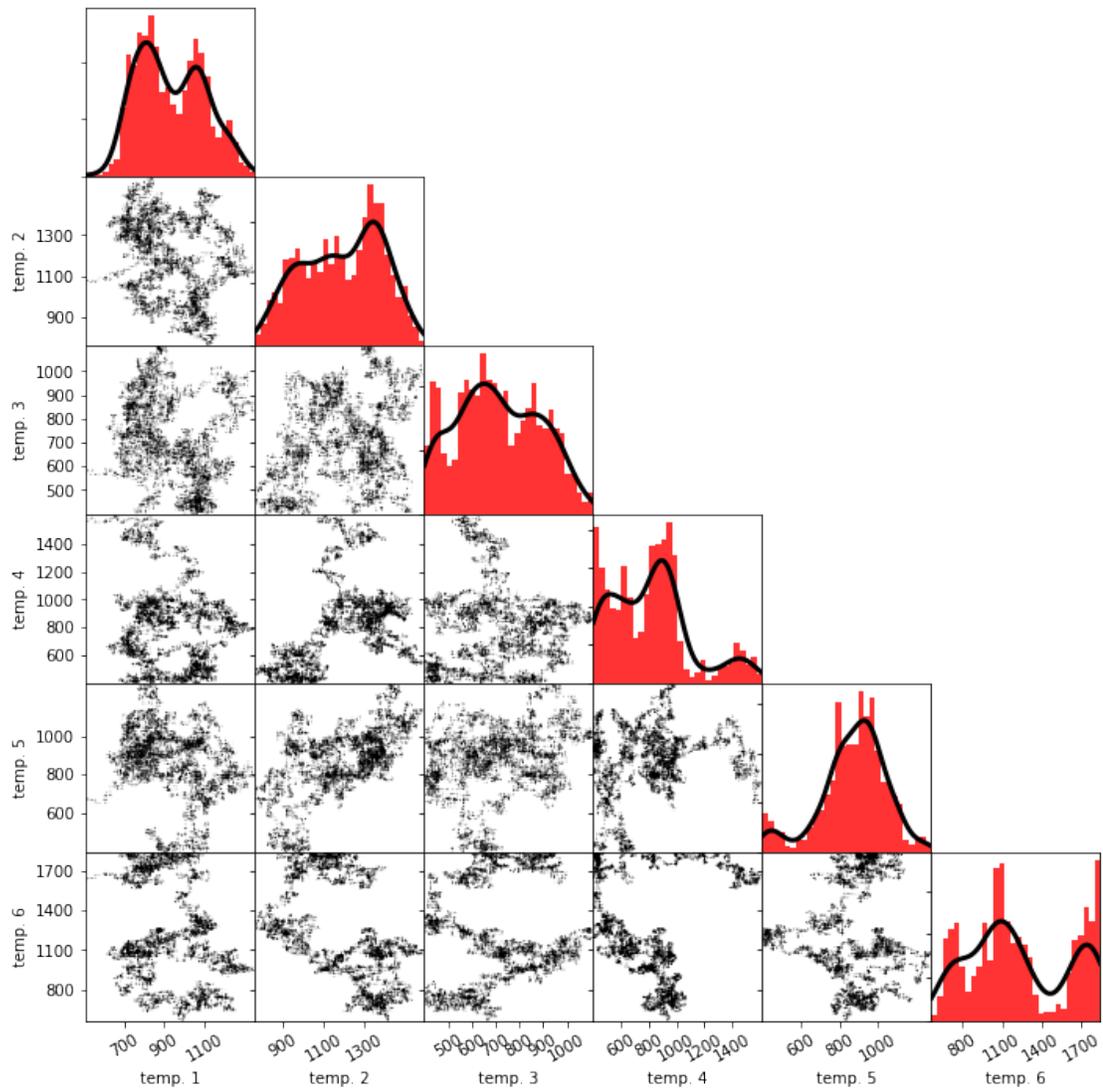


Figure 3.25 – Résultat de la même exécution de la méthode MCMC qu’au tableau 3.IX montrant la distribution des valeurs de températures retenues au cours des ajustements.

CHAPITRE 4

CONCLUSION

L'idée qui a motivé cette étude est que la succession des spectres des courbes de phase d'un système planétaire, c'est-à-dire des spectres tout au long de l'orbite de l'exoplanète autour de son étoile, signale des caractéristiques de l'atmosphère de l'exoplanète. Encore peu d'atmosphères d'exoplanètes ont une distribution de températures ou une composition chimique connue, étant données les limites des mesures, par exemple, de HST ou Spitzer. C'est pourquoi cette présente recherche de simulations de courbes de phase telles qu'elles seront mesurées par JWST/NIRISS est importante.

La simulation d'une phase d'un spectre d'un système planétaire a été faite à partir de combinaisons de modèles de spectres de naines brunes BT-Settl. Les température et gravité de surface qui déterminent un modèle à utiliser sont calculables à partir de caractéristiques connues de systèmes planétaires en transit. Le bruitage du signal est simulé à partir des caractéristiques connues de NIRISS.

4.1 Résumé des résultats

Les résultats sont obtenus pour trois systèmes planétaires, WASP-43, WASP-19 et HD-189733, chacun comportant une Jupiter chaude à courte période, mais chacun dans un régime de températures différent. Pour le modèle d'exoplanète à deux hémisphères, avec la méthode du maximum de log vraisemblance, on retrouve les températures typiquement en dedans de 50 K et au plus à 150 K près. Toujours pour ce même modèle, on obtient des résultats semblables avec la méthode MCMC. Ceci est résumé aux tableaux 4.I et 4.II.

Pour comparer, il était connu des données de Spitzer que le côté nuit de HD-189733 est 64 % aussi brillant que son côté jour et qu'une variation de sa phase orbitale était due au décalage de sa région de chaleur maximale (*hotspot offset*) [1] et le tableau 4.III résume ces connaissances. Pour d'autres exoplanètes, des mesures photométriques avaient

Tableau 4.I – Résumé : méthode vs sensibilité atteignable sur la température, avec le modèle à deux hémisphères, pour WASP-43, WASP-19 et HD-189733. Le MCMC est pour WASP-43 seulement avec le modèle à deux hémisphères.

méthode	distance moy. simulation-modèle (K)	écart-type moyen (K)
log vraisemblance	≈ 25	N.A.
MCMC	≈ 200	≈ 200

Tableau 4.II – Résumé : exoplanète vs sensibilité atteignable sur la température, avec le modèle à six quartiers d’orange et la méthode MCMC, sur 22 000 itérations suivant la stationnarisation.

exoplanète	dist. moy. sim.-modèle (K)	écart-type moyen (K)
WASP-43b	≈ 250	≈ 200
WASP-19b	≈ 150	≈ 250
HD-189733b	≈ 250	≈ 250

été démontrées comme cohérentes avec une circulation non efficace de la chaleur entre les côtés jour et nuit [68] et des modèles isothermes avaient été rejetés, soulignant le besoin de plus larges couverture et résolution spectrales [67]. Cette étude montre qu’il est, de cette façon, possible de retrouver des températures réalistes avec une bonne précision.

Tableau 4.III – Données connues sur les températures des trois exoplanètes simulées en 2016, selon [35].

exoplanète	T côté chaud (K)	différence côté froid (K)	référence
WASP-43b	1725 ± 6	N/A	[65]
WASP-19b	2357 ± 64	1227 ± 248	[78]
HD-189733b	1250 ± 13	313 ± 23	[34]

Cette étude montre d’ailleurs que l’utilisation des modèles de spectres de naines brunes BT-Settl produit de meilleurs résultats que les spectres de corps noirs. Ceci est intuitif, vu que les spectres de naines brunes comportent davantage d’information, ce qui apparaît ici comme étant suffisant pour donner un coup de main aux algorithmes de recherche de paramètres optimaux.

Certaines températures trouvées par MCMC avec six quartiers pour certaines exécu-

tions, en particulier pour WASP-43 et HD-189733, sont assez différentes, tel qu'illustré dans le tableau 4.II. C'est pourquoi la longueur des chaînes MCMC pourrait être augmentée, afin que l'espace des paramètres soit suffisamment exploré pour que l'algorithme puisse trouver les valeurs optimales et puis converger sur celles-ci. Aussi, la période de stationnarisation doit être suffisamment longue pour que les variations à l'intérieur d'une chaîne soient du même ordre que les variations comparées entre les différentes chaînes [71, p.163].

Pour ce qui est de comparer les différents systèmes, la magnitude de HD-189733 est significativement plus élevée que celle des autres (tableau 1.III), alors on pourrait s'attendre à ce qu'il produise les résultats les plus clairs, mais c'est contre-intuitivement le moins bon ajustement que nous obtenons, avec les plus grandes distances aux valeurs simulées et les plus grands écarts-types (tableau 4.II). Le meilleur ajustement est obtenu pour WASP-19, le système avec la plus haute température planétaire, ce qui est cohérent avec des patrons plus forts étant détectables dans les spectres. Selon ces indications, les systèmes qui seront les meilleures cibles pour JWST sont donc ceux dont la température est la plus haute, avant de considérer leur magnitude.

4.2 Développements futurs

Pour le futur, une amélioration à apporter est de mieux justifier théoriquement ou heuristiquement les choix faits dans l'algorithme MCMC. Par exemple, le nombre d'itérations total, le nombre d'itérations de stationnarisation et la grandeur des sauts de valeur de paramètres à chaque itération. Des tests de convergence constituent également une étape suivante logique, par exemple le test de Gelman-Rubin. D'autres échantillonnages que celui utilisé (Gibbs) pourraient être étudiés, tel de-MCMC qui est reconnu pour être pertinent pour des paramètres non indépendants, comme c'est le cas pour les paramètres de modélisation d'atmosphères d'exoplanètes. De plus, il serait utile de calculer des probabilités postérieures à partir des chaînes générées.

Aussi, plus de cibles devraient être simulées. Les systèmes planétaires cibles doivent présenter un haut contraste planète/étoile, ainsi qu'une période courte de rotation. La

différence de température de 550 K entre les côtés jour et nuit provient des données de [65] pour WASP-43b et d'autres différences sont envisageables, comme la section 1.1.4.3 l'a développé.

D'autres effets peuvent perturber les observations (non simulées), tels les variations périodiques de luminosité de l'étoile et du gain d'un détecteur. On suppose que les paramètres de ces effets sont inconnus et on les génère aléatoirement afin de perturber les données simulées. Le traitement permet d'approximer ces effets et leurs paramètres et les soustraire des données simulées. Une autre perturbation importante est due à la réponse, ou gain, de l'instrument. Jusqu'à présent, on a supposé que le gain de l'instrument était stable, mais en pratique il est possible qu'il varie un peu. Pour la correction du gain ainsi que pour la variabilité stellaire, des algorithmes ont été développés, mais leur analyse est reportée à de futurs travaux.

Les algorithmes développés pour ce travail permettent de prendre en compte le cas simple où la **variabilité de l'étoile** est périodique. Alors, le niveau du spectre de l'étoile est multiplié par un facteur de variabilité dépendant de trois paramètres, qui sont à ajuster via des algorithmes. L'analyse des données simulées est programmée avec cette variabilité de l'étoile pour la méthode MCMC (section 2.4.3) seulement, car les autres méthodes étudiées ici ne prennent pas en charge les paramètres continus (i.e. non discrets).

Dans ce travail, on a supposé que la réponse, ou le **gain**, de l'instrument est stable, mais en pratique il est possible qu'il varie un peu. Les observations simulées ici sont paramétrisées avec le nombre de morceaux de courbe de phase. Pour simplifier les choses, les algorithmes qu'on a développés (mais non analysés dans ce travail) considèrent que le gain varie d'un pas de phase à un autre, tout en restant stable pour la durée de chaque pas. Plus précisément, le gain est modélisé comme étant une valeur aléatoire, à un niveau maximal (en valeur relative), par exemple de 0,1 %, et constante sur le morceau de courbe de phase. Puis, dans le traitement des observations simulées, on souhaite corriger cette variation de gain, et pour ce faire on a besoin de s'ancrer sur un certain flux de référence. Dans les algorithmes qu'on a développés, on adopte le signal de l'ordre 2 comme flux de référence. Cette plage de longueurs d'onde ne contient pratiquement pas de lumière émise par la planète, et le niveau de lumière réfléchi est généralement

assez faible en comparaison avec la précision des observations. Ce flux fournit donc une approximation raisonnable du flux provenant de l'étoile seulement, sans toutefois être exact. Les algorithmes peuvent donc prendre le niveau normalisé comme étant la moyenne des valeurs de l'ordre 2 dans le premier morceau de courbe de phase. Puis cette même moyenne est calculée pour les autres morceaux, ce qui permet d'obtenir le facteur de variation de gain, par morceau. Finalement, les algorithmes normalisent les valeurs de l'ordre 1 avec ces facteurs.

En 2017, [37] montrent des observations confirmant la théorie voulant que plus la température d'équilibre est élevée, plus la différence jour l'est aussi et que des effets additionnels comme des nuages sont nécessaires pour expliquer les courbes de phase. Ces différences devront être ajustées dans des travaux futurs, de même que des effets additionnels. Par ailleurs, il y a peut-être d'autres dégénérescences possibles que celle des quartiers et du déphasage (section 3.2.3), c'est-à-dire d'autres cas où différentes combinaisons de paramètres mènent à la même courbe de phase en spectroscopie.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Eric Agol, Nicolas B. Cowan, Heather A. Knutson, Drake Deming, Jason H. Steffen, Gregory W. Henry et David Charbonneau. The climate of HD 189733b from fourteen transits and eclipses measured by Spitzer. *The Astrophysical Journal*, 721 (2):1861–1877, oct 2010. ISSN 0004-637X.
- [2] Loïc Albert. How to Use the NIRISS SOSS Simulator. URL <http://maestria.astro.umontreal.ca/niriss/simulD/SOSS{ } Simulator{ } Guide.pdf>.
- [3] France Allard, Derek Homeier et Bernd Freytag. Models of Stars, Brown Dwarfs and Exoplanets. *ASP Conference Series*, pages 1–11, 2011.
- [4] Adam J. Burgasser. Brown dwarfs : Failed stars, super Jupiters. *Physics Today*, 61 (6):70–71, 2008. ISSN 00319228.
- [5] R Paul Butler, Steven S Vogt, Gregory Laughlin, Jennifer A Burt, Eugenio J Rivera, Mikko Tuomi, Johanna Teske, Pamela Arriagada, Matias Diaz, Brad Holden et Sandy Keiser. The LCES HIRES / Keck Precision Radial Velocity Exoplanet Survey. *The Astronomical Journal*, 153(5):208, 2017. ISSN 1538-3881.
- [6] Bradley W. Carroll et Dale A. Ostlie. *Carroll, Bradley W. and Ostlie, Dale A.* 2nd édition, 2007.
- [7] Kimberly M S Cartier, Thomas G Beatty, Ming Zhao, Michael Line, Henry Ngo, Dimitri Mawet, Keivan G Stassun, Jason T Wright, Laura Kreidberg, Jonathan Fortney et Heather Knutson. Near-IR Emission Spectrum of WASP-103b using Hubble Space Telescope/Wide Field Camera 3. *Astronomical Journal*, 153(34):18, 2016.
- [8] A. Cassan, D. Kubas, J. P. Beaulieu, M. Dominik, K. Horne, J. Greenhill, J. Wambsganss, J. Menzies, A. Williams, U. G. Jorgensen, A. Udalski, D. P. Bennett, M. D. Albrow, V. Batista, S. Brilliant, J. A. R. Caldwell, A. Cole, Ch. Coutures, K. H.

- Cook, S. Dieters, D. Dominis Prester, J. Donatowicz, P. Fouque, K. Hill, N. Kains, S. Kane, J. B. Marquette, R. Martin, K. R. Pollard, K. C. Sahu, C. Vinter, D. Warren, B. Watson, M. Zub, T. Sumi, M. K. Szymanski, M. Kubiak, R. Poleski, I. Soszynski, K. Ulaczyk, G. Pietrzynski et L. Wyrzykowski. One or more bound planets per Milky Way star from microlensing observations. *Nature*, 481(7380):167–169, 2012. ISSN 0028-0836.
- [9] H.-Y. Chang et C. Han. Variation of spot-induced anomalies in caustic-crossing binary microlensing event light curves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 335(1):195–200, 2002.
- [10] D. B. Charbonneau, R. W. Noyes, S. G. Korzennik, P. Nisenson, S. W. Jha, S. S. Vogt et R. I. Kibrick. An Upper Limit on the Reflected Light from the Planet Orbiting the Star tau Bootis. *The Astrophysical Journal*, 522(1997):L145, 1999. ISSN 0004637X.
- [11] David Charbonneau, Zachory K. Berta, Jonathan Irwin, Christopher J. Burke, Philip Nutzman, Lars A. Buchhave, Christophe Lovis, Xavier Bonfils, David W. Latham, Stéphane Udry, Ruth A. Murray-Clay, Matthew J. Holman, Emilio E. Falco, Joshua N. Winn, Didier Queloz, Francesco Pepe, Michel Mayor, Xavier Delfosse et Thierry Forveille. A super-Earth transiting a nearby low-mass star. *Nature*, 462(7275):891–894, 2009. ISSN 0028-0836.
- [12] David Charbonneau, Timothy M. Brown, David W. Latham et Michel Mayor. Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star. *The Astrophysical Journal*, 529:45–48, 2000.
- [13] David Charbonneau, Timothy M. Brown, Robert W. Noyes et Ronald L. Gilliland. Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. pages 377–384, 2001. ISSN 0004-637X.
- [14] G Chauvin, A Lagrange, C Dumas, B Zuckerman, D Mouillet et I Song. A giant

planet candidate near a young brown dwarf Direct VLT / NACO observations using IR wavefront sensing Letter to the Editor Letter to the Editor. 32:29–32, 2004.

- [15] Neil F. Comins, Richard Taillet et Loïc Villain. *À la découverte de l'univers*. De Boeck supérieur, 2016. ISBN 9782807302945.
- [16] Nicolas B Cowan et Eric Agol. Inverting phase functions to map exoplanets. *Astrophysical Journal Letters*, 678, 2008.
- [17] Nicolas B Cowan et Eric Agol. The Statistics of Albedo and Heat Recirculation on Hot Exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 54, 2011.
- [18] René Doyon. Overview of exoplanet detection methods. Dans *École d'été du CRAQ 2017 "Exoplanet atmospheres"*, 2017.
- [19] René Doyon, John B. Hutchings, Mathilde Beaulieu, Loic Albert, David Lafrenière, Chris Willott, Driss Touahri, Neil Rowlands, Micheal Maszkiewicz, Alex W. Fullerton, Kevin Volk, André R. Martel, Pierre Chayer, Anand Sivaramakrishnan, Roberto Abraham, Laura Ferrarese, Ray Jayawardhana, Doug Johnstone Sawicki, Michael Meyer, Judith L. Pipher et Marcin Sawicki. The JWST Fine Guidance Sensor (FGS) and Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph (NIRISS). *Proc. SPIE 8442, Space Telescopes and Instrumentation, Optical, I*, 2012.
- [20] Courtney D. Dressing et David Charbonneau. The Occurrence of Potentially Habitable Planets Orbiting M Dwarfs Estimated from the Full Kepler Dataset and an Empirical Measurement of the Detection Sensitivity. *Astrophysical Journal*, 807 (1):23, 2015.
- [21] ESO. Light curve of exoplanet WASP-19b, 2010. URL <http://www.eso.org/public/images/eso1023f/>.
- [22] Bernard LeBovier De Fontenelle. Entretiens sur la pluralité des mondes. i:217, 1686.

- [23] Leslie Hebb, A. Collier-Cameron, A. H. M. J. Triaud, T. A. Lister, B. Smalley, P. F. L. Maxted, C. Hellier, D. R. Anderson, D. Pollacco, M. Gillon, D. Queloz, R. G. West, S. Bentley, B. Enoch, C. A. Haswell, K. Horne, M. Mayor, F. Pepe, D. Ségransan, I. Skillen, S. Udry et P. J. Wheatley. WASP-19b : the shortest period transiting exoplanet yet discovered. *The Astrophysical Journal*, 708:224–231, 2010. ISSN 0004-637X.
- [24] C Hellier, D R Anderson, A Collier Cameron, M Gillon, E Jehin, M Lendl, P F L Maxted, F Pepe, D Pollacco, D Queloz, D Ségransan, B Smalley, A M S Smith, J Southworth, A H M J Triaud, S Udry et R G West. WASP-43b : the closest-orbiting hot Jupiter. 7:5–9, 2011.
- [25] Gregory W Henry, Geoffrey W Marcy, R Paul Butler et Steven S Vogt. A transiting ,Äú51 Peg-like,Äù planet. *The Astrophysical Journal*, 529(1):L41, 1999.
- [26] IREx. Institut de recherche sur les exoplanètes, 2015.
- [27] Brian Jackson. *Tidal Evolution of Extra-Solar Planets*. Thèse de doctorat, 2009.
- [28] W.S Jacob. On Certain Anomalies presented by the Binary Star 70 Ophiuchi. *Oxford University*, 15:228–231, 1855. ISSN 3663537137.
- [29] James R. Janesick. *Photon Transfer*. SPIE PRESS BOOK PM170, 2007. ISBN 9780819467225.
- [30] Michele Johnson. Kepler and K2 Missions, 2015. URL <https://www.nasa.gov/mission{ }pages/kepler/main/index.html>.
- [31] Tiffany Kataria, Adam P Showman, Jonathan J Fortney, Kevin B Stevenson, Michael R Line, Laura Kreidberg et Jacob L Bean. The Atmospheric Circulation of the Hot Jupiter WASP-43b : Comparing Three-Dimensional Models to Spectrophotometric Data. *Astrophysical Journal*, 801(86):16, 2015.
- [32] Heather A Knutson, David Charbonneau, Lori E Allen, Jonathan J Fortney, Eric Agol, Nicolas B Cowan, Adam P Showman, Curtis S Cooper et S Thomas Megeath.

A map of the day ,Ä night contrast of the extrasolar planet HD 189733b. *Nature*, 447(May):183–186, 2007.

- [33] Heather A Knutson, Diana Dragomir, Laura Kreidberg, Eliza M Kempton, P R Mccullough, Jonathan J Fortney, Jacob L Bean, Michael Gillon, Derek Homeier et Andrew W Howard. Hubble Space Telescope Near-IR Transmission Spectroscopy of the Super-Earth HD 97658b. *The Astrophysical Journal*, 794(2), 2014.
- [34] Heather A. Knutson, Nikole Lewis, Jonathan J. Fortney, Adam Burrows, Adam P. Showman, Nicolas B. Cowan, Eric Agol, Suzanne Aigrain, David Charbonneau, Drake Deming, Jean Michel Désert, Gregory W. Henry, Jonathan Langton et Gregory Laughlin. 3.6 and 4.5 μm phase curves and evidence for non-equilibrium chemistry in the atmosphere of extrasolar planet HD 189733b. *Astrophysical Journal*, 754(1), jun 2012. ISSN 15384357. URL <http://arxiv.org/abs/1206.6887><http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/754/1/22>.
- [35] Thaddeus D. Komacek et Adam P. Showman. ATMOSPHERIC CIRCULATION OF HOT JUPITERS : DAYSIDE,ÄNIGHTSIDE TEMPERATURE DIFFERENCES. *The Astrophysical Journal*, 821(1):16, apr 2016. ISSN 1538-4357. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/821/i=1/a=16?key=crossref.ca2f622091fae32def7d87edf78949bc>.
- [36] Thaddeus D. Komacek, Adam P. Showman et Xianyu Tan. Atmospheric Circulation of Hot Jupiters : Dayside-Nightside Temperature Differences. II. Comparison with Observations. *The Astrophysical Journal*, 835(2):1–14, 2016. ISSN 1538-4357.
- [37] Thaddeus D. Komacek, Adam P. Showman et Xianyu Tan. Atmospheric Circulation of Hot Jupiters : Dayside,ÄNightside Temperature Differences. II. Comparison with Observations. *The Astrophysical Journal*, 835(2):198, jan 2017. ISSN 1538-4357.
- [38] K . Lodders. Solar system abundances of the elements. *Principles and Perspectives*

in Cosmochemistry . Lecture Notes of the Kodai School on ' Synthesis of Elements in Stars ' held at Kodaikanal Observatory , India , April 29 - May 13 , 2008, 2008: 379–417, 2010.

- [39] Christian Marois, Bruce Macintosh, Travis Barman, B Zuckerman, Inseok Song, Jennifer Patience, David Lafrenière et René Doyon. Direct Imaging of Multiple Planets Orbiting the Star HR 8799. *Science*, 322(5906):1348–1353, 2008.
- [40] J. H. C. Martins, N. C. Santos, P. Figueira, J. P. Faria, M. Montalto, I. Boisse, D. Ehrenreich, C. Lovis, M. Mayor, C. Melo, F. Pepe, S. G. Sousa, S. Udry et D. Cunha. Evidence for a spectroscopic direct detection of reflected light from 51 Peg b. *Astronomy & Astrophysics*, 576(A134):1–9, 2015. ISSN 0004-6361.
- [41] M. Mayor, M. Marmier, C. Lovis, S. Udry, D. Ségransan, F. Pepe, W. Benz, J. L. Bertaux, F. Bouchy, X. Dumusque, G. Lo Curto, C. Mordasini, D. Queloz et N. C. Santos. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. (2007):1–25, 2011.
- [42] Michel Mayor et Didier Quelos. A search for substellar companions to solar-type stars via precise Doppler measurements : a first Jupiter mass companion detected. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 109, 1996.
- [43] Matthew W Muterspaugh, Benjamin F Lane, S R Kulkarni, Maciej Konacki, Bernard F Burke, M M Colavita, M Shao, William I Hartkopf, Alan P Boss et M Williamson. The Phases Differential Astrometry Data Archive. V. Candidate Substellar Companions to Binary Systems. pages 1657–1671, 2010.
- [44] NASA. NASA Exoplanet Archive. URL <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/index.html>.
- [45] Isaac Newton. *Mathematical Principles of Natural Philosophy*, 1687.
- [46] Sarah Nymeyer, Joseph Harrington, Ryan A Hardy, Kevin B Stevenson, Christopher J Campo, Nikku Madhusudhan, Andrew Collier-cameron, Thomas J Loredon,

- Jasmina Blecic, William C Bowman, Christopher B T Britt, Patricio Cubillos, Coel Hellier, Michael Gillon, Pierre F L Maxted, Leslie Hebb, Peter J Wheatley, Don Pollacco et David R Anderson. Spitzer secondary eclipses of WASP-18b. *Astrophysical Journal*, 242(35):11, 2011.
- [47] Daniel Perez-Becker et Adam P. Showman. Atmospheric Heat Redistribution on Hot Jupiters. 134, 2013. ISSN 0004-637X.
- [48] Michael A C Perryman. *The Exoplanet Handbook*, volume 17. 2011. ISBN 9781139082549.
- [49] E. A. Petigura, A. W. Howard et G. W. Marcy. Prevalence of Earth-size planets orbiting Sun-like stars. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110(48):19273–19278, 2013. ISSN 0027-8424.
- [50] F. Pont. The hot Jupiter WASP-43b, 2014. URL <http://www.exoclimes.com/news/recent-results/the-hot-jupiter-wasp-43b/>.
- [51] Emily Rauscher, Kristen Menou, Sara Seager, Drake Deming, James Y Cho et Bradley M S Hansen. Toward eclipse mapping of hot Jupiters. pages 1199–1209, 2007.
- [52] Sheldon M. Ross. *Initiation aux probabilités*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2007.
- [53] Jason Rowe. spgen : Generating a simulated NIRISS Image.
- [54] Rahul Sarpeshkar, Tobias Delbrück et Carver A. Mead. White noise in MOS transistors and resistors. *IEEE Circuits and Devices Magazine*, 9(6):23–29, 1993.
- [55] J. Schneider. The Extrasolar Planet Encyclopaedia - Catalog Listing. URL <http://exoplanet.eu/catalog/>.
- [56] Science and Data Center for Astrophysics and Planetary Sciences. MASS Photometric System. URL https://www.ipac.caltech.edu/~o91a/2mass/releases/allsky/doc/sec6_{_}4a.html.

- [57] Sara Seager. *Exoplanet Atmospheres : Physical Processes*. Princeton University Press, 2010.
- [58] Sara Seager et Drake Deming. Exoplanet atmospheres. *Physics Today*, 66(7):64–65, 2010. ISSN 00319228.
- [59] T.J.J. See. Researches on the Orbit of F.70 Ophiuchi, and on a Periodic Perturbation in the Motion of the System Arising from the Action of an Unseen Body. *Astronomical Journal*, XVI(3):17–23, 1896.
- [60] Adam P Showman, Nikole K Lewis et Jonathan J Fortney. Three-dimensional Atmospheric Circulation of Warm and Hot Jupiters : Effects of Orbital Distance, Rotation Period, and Non-Synchronous Rotation. *Astrophysical Journal*, 2014. URL <https://arxiv.org/pdf/1411.4731.pdf>.
- [61] Adam P. Showman, Kristen Menou et James Y-K. Cho. Atmospheric Circulation of Hot Jupiters : A Review of Current Understanding. *ASP Conference Series*, 398: 21, 2008.
- [62] SIMBAD. SIMBAD Astronomical Database - CDS (Strasbourg). URL <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>.
- [63] V. V. Sobolev et William M. Irvine. *Light scattering in planetary atmospheres*. 1975. ISBN 0080179347.
- [64] Space Telescope Science Institute. *Hubble Space Telescope Primer for Cycle 25*. Numéro January. 2017. ISBN 1800544812.
- [65] Kevin B. Stevenson, Jean-Michel Désert, Michael R. Line, Jacob L. Bean, Jonathan J. Fortney, Adam P. Showman, Tiffany Kataria, Laura Kreidberg, Peter R. McCullough, Gregory W. Henry, David Charbonneau, Adam Burrows, Sara Seager, Nikku Madhusudhan, Michael H. Williamson et Derek Homeier. Exoplanet atmosphere. Thermal structure of an exoplanet atmosphere from phase-resolved emission spectroscopy. *Science (New York, N.Y.)*, 346(6211):838–41, 2014. ISSN 1095-9203.

- [66] Kevin B Stevenson, Michael R Line, Jacob L Bean, Jean-michel Désert, Jonathan J Fortney, Adam P Showman, Tiffany Kataria, Laura Kreidberg et Y Katherina Feng. Spitzer Phase Curve Constraints for WASP-43b at 3.6 and 4.5 microns. *The Astrophysical Journal*, 153(2):1–15, 2017. ISSN 1538-3881.
- [67] Kamen O. Todorov, Drake Deming, Adam Burrows et Carl J. Grillmair. Updated Spitzer emission spectroscopy of bright transiting hot Jupiter HD 189733b. *Astrophysical Journal*, 796(2):100, nov 2014. ISSN 15384357.
- [68] Kamen O. Todorov, Drake Deming, Heather A. Knutson, Adam Burrows, Jonathan J. Fortney, Nikole K. Lewis, Nicolas B. Cowan, Eric Agol, Jean-Michel Desert, Pedro V. Sada, David Charbonneau, Gregory Laughlin, Jonathan Langton et Adam P. Showman. Warm Spitzer Photometry of Three Hot Jupiters : HAT-P-3b, HAT-P-4b and HAT-P-12b. *The Astrophysical Journal*, 770(2):102, may 2013.
- [69] Union Astronomique Internationale. IAU 2006 General Assembly : IAU0603 - Result of the IAU Resolution votes, 2006.
- [70] Peter van de Kamp. Alternate dynamical analysis of Barnard’s star. *Astronomical Journal*, 74(6):757–759, 1969.
- [71] J V Wall et C R Jenkins. *Practical Statistics for Astronomers*. Cambridge Observing Handbooks for Research Astronomers. Cambridge University Press, 2003. ISBN 9780521456166.
- [72] Peter K G Williams, David Charbonneau, Curtis S Cooper, Adam P Showman et Jonathan J Fortney. Resolving the surfaces of extrasolar planets with secondary eclipse light curve. pages 1020–1027, 2006.
- [73] Chris Willott. James Webb Space Telescope Fine Guidance Sensor NIRISS CV3 Measurements of Detector Noise as a Function of Integration Length. *Canadian Space Agency*, TN-0002(Revision A), 2016.
- [74] Chris Willott, Loïc Albert, René Doyon et FGS/NIRISS Team. NIRISS Single Object Slitless Spectroscopy. Dans *ESAC JWST*, 2016.

- [75] Joshua N Winn. Transits and Occultations. Dans S. Seager, éditeur, *Exoplanets*. University of Arizona Press, 2010.
- [76] Joshua N. Winn, Daniel Fabrycky, Simon Albrecht et John Asher Johnson. Hot Stars with Hot Jupiters Have High Obliquities. *The Astrophysical Journal*, 718(2): L145–L149, 2010. ISSN 2041-8205.
- [77] A. Wolszczan et D. A. Frail. A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12. *Nature*, 355(6356):145–147, 1992. ISSN 0028-0836.
- [78] Ian Wong, Heather A. Knutson, Tiffany Kataria, Nikole K. Lewis, Adam Burrows, Jonathan J. Fortney, Joel Schwartz, Avi Shporer, Eric Agol, Nicholas B. Cowan, Drake Deming, Jean-Michel Desert, Benjamin J. Fulton, Andrew W. Howard, Jonathan Langton, Gregory Laughlin, Adam P. Showman et Kamen Todorov. 3.6 and 4.5 μm Spitzer Phase Curves of the Highly-Irradiated Hot Jupiters WASP-19b and HAT-P-7b. dec 2015. ISSN 15384357 0004637X. URL <http://arxiv.org/abs/1512.09342><http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/122><http://arxiv.org/abs/1512.09342>{%}0A<http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/823/2/122>.