



**HAL**  
open science

# Caractérisation des planètes extrasolaires et de leurs atmosphères (Spectroscopie des transits et échappement atmosphérique)

Vincent Bourrier

► **To cite this version:**

Vincent Bourrier. Caractérisation des planètes extrasolaires et de leurs atmosphères (Spectroscopie des transits et échappement atmosphérique). Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014. Français. NNT : 2014PA066129 . tel-01070086

**HAL Id: tel-01070086**

**<https://theses.hal.science/tel-01070086v1>**

Submitted on 30 Sep 2014

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

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



Université Pierre et Marie Curie

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France

*Institut d'Astrophysique de Paris / Equipe Exoplanètes et milieu interstellaire*

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR en SCIENCES de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

(Spécialité Astrophysique)

par

Vincent BOURRIER

## **Caractérisation des planètes extrasolaires et de leurs atmosphères**

*Spectroscopie des transits et échappement atmosphérique*

Dirigée par

Alain LECAVELIER DES ETANGS

& Guillaume HÉBRARD

Présentée et soutenue publiquement le 4 septembre 2014

devant un jury composé de :

M. Stéphane Charpinet	Examineur
M. Guillaume Hébrard	Co-directeur de thèse (Invité)
Mme Anne-Marie Lagrange	Examineur
M. Alain Lecavelier des Etangs	Directeur de thèse
M. Geoffrey Marcy	Rapporteur
M. David Mouillet	Rapporteur
M. Daniel Rouan	Examineur



## RÉSUMÉ :

Les centaines d'exoplanètes désormais connues en dehors du Système solaire témoignent d'une grande diversité. Parmi elles, les Jupiters chauds sont des planètes si proches de leur étoile que leur atmosphère fortement chauffée peut perdre du gaz en quantités importantes sous l'effet de l'échappement hydrodynamique. Les géantes gazeuses qui transitent devant leurs étoiles constituent un excellent moyen de comprendre le mécanisme de cet échappement, mais il est également nécessaire d'étudier des planètes d'autres types et dans des conditions d'irradiation différentes pour déterminer l'impact de l'échappement atmosphérique sur l'évolution de l'ensemble de la population exoplanétaire.

Cette thèse se propose d'utiliser la spectroscopie du transit pour observer l'atmosphère de plusieurs exoplanètes, étudier leurs propriétés et contribuer à la caractérisation de l'échappement hydrodynamique. Dans ce but, nous analysons des observations réalisées avec le télescope spatial *Hubble* dans des raies de l'ultraviolet, et nous comparons ces données aux spectres théoriques produits par le modèle numérique de la haute atmosphère que nous avons développé. Grâce à la raie Lyman- $\alpha$  de l'hydrogène neutre, nous mettons en évidence les interactions énergétiques et dynamiques entre l'atmosphère des Jupiters chauds HD 209458b et HD 189733b et leurs étoiles. Nous étudions la dépendance de l'échappement hydrodynamique à l'environnement d'une planète et à ses propriétés physiques, en observant une super-Terre et un Jupiter tiède dans le système 55 Cnc. A partir d'observations de HD 209458b, nous montrons que les raies du magnésium permettent de sonder la région de formation de l'échappement hydrodynamique. Nous étudions la possibilité d'utiliser la spectroscopie du transit dans le proche UV afin de détecter de nouveaux cas d'échappement et de généraliser l'étude de ce mécanisme à un échantillon de planètes plus varié.

La proximité d'une planète à son étoile favorise l'échappement de son atmosphère, ce qui rend d'autant plus important la compréhension des différents processus de formation et de migration dans les systèmes planétaires. L'angle entre l'axe orbital d'une planète et l'axe de rotation de son étoile constitue un traceur de ces processus. En utilisant des mesures réalisées avec les spectrographes au sol *HARPS-Nord* et *Sophie* pendant le transit de 55 Cnc e et du candidat *Kepler* KOI-12.01, nous étudions l'alignement de ces deux objets très différents et nous cherchons à valider la nature planétaire du candidat *Kepler*.

## MOTS-CLEFS :

*Techniques* : transit, spectroscopie, vitesse radiale, tomographie, modélisation numérique

*Instruments* : HST/STIS, Sophie, HARPS-Nord, Chandra, Swift

*Physique* : atmosphère étendue, échappement atmosphérique, échappement hydrodynamique, raies stellaires (HI Lyman- $\alpha$ , Mg I, Mg II), rayons X, pression de radiation, interactions avec le vent stellaire, anomalie Rossiter-McLaughlin

*Exoplanètes* : HD 209458b, HD 189733b, 55 Cnc e et b, KOI-12.01

## ABSTRACT :

The hundreds of exoplanets known today outside of the Solar System show a great diversity. Among them, hot Jupiters are planets so close to their stars that their atmosphere strongly heated can lose gas in significant amounts because of hydrodynamic escape. Gaseous giants transiting their star are an excellent way to understand the workings of this escape mechanism, but it is also necessary to study other types of planets in different conditions of irradiation to determine the impact of atmospheric escape on the exoplanetary population as a whole.

The aim of this thesis is to use transit spectroscopy to observe the atmosphere of several exoplanets, to study their properties and to contribute to the characterization of hydrodynamic escape. For this purpose we analyze observations performed with the *Hubble* space telescope in several UV lines, and we compare these data to theoretical spectra produced by the numerical model of upper atmospheres we developed. Using the Lyman- $\alpha$  line of neutral hydrogen, we identify energetic and dynamical interactions between the atmospheres of the hot Jupiters HD 209458b and HD 189733b and their stars. We study the dependence of hydrodynamic escape on the environment of an exoplanet and on its physical properties, through the observation of a super Earth and a warm Jupiter in the 55 Cnc system. Using observations of HD 209458b, we show that magnesium lines are a window on the region of formation of hydrodynamic escape. We consider the possibility to use transit spectroscopy in the near-UV to detect new cases of atmospheric escape and to generalize the study of this mechanism to a larger exoplanet sample.

The proximity of a planet to its star fosters the escape of its atmosphere, which makes it even more important to understand the different formation and migration processes in exoplanetary systems. The influence of these processes can be traced in the angle between the orbital axis and the stellar rotation axis. Using measures made with the ground-based spectrographs *HARPS-N* and *Sophie* during the transit of 55 Cnc e and of the *Kepler* candidate KOI 12.01, we study the alignment of these two very different objects, and we seek to validate the planetary nature of the *Kepler* candidate.

## KEYWORDS :

*Techniques* : transit, spectroscopy, radial velocity, tomography, numerical modeling

*Instruments* : HST/STIS, Sophie, HARPS-Nord, Chandra, Swift

*Physics* : extended atmosphere, atmospheric escape, hydrodynamical escape, stellar lines (HI Lyman- $\alpha$ , Mg I, Mg II), radiation pressure, stellar wind interactions, Rossiter-McLaughlin anomaly

*Exoplanets* : HD 209458b, HD 189733b, 55 Cnc e et b, KOI-12.01

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Contexte astrophysique</b>	<b>3</b>
<b>1 Une pluralité de mondes et de techniques</b>	<b>5</b>
1.1 Comment détecter une exoplanète? . . . . .	6
1.1.1 La méthode des vitesses radiales . . . . .	6
1.1.2 La méthode des transits . . . . .	7
1.1.3 L'imagerie directe . . . . .	9
1.1.4 La méthode des microlentilles . . . . .	9
1.1.5 D'autres méthodes . . . . .	10
1.2 Une grande diversité de planètes . . . . .	11
1.2.1 Planètes géantes . . . . .	11
1.2.1.1 Géantes gazeuses . . . . .	11
1.2.1.2 Géantes de glace . . . . .	13
1.2.2 Planètes de faible masse . . . . .	13
1.2.3 Terres et habitabilité . . . . .	14
1.2.4 Population exoplanétaire . . . . .	15
<b>2 Transit et spectroscopie</b>	<b>17</b>
2.1 Transits . . . . .	19
2.1.1 Détection de transits . . . . .	19
2.1.2 Le transit primaire . . . . .	19
2.1.3 Eclipse secondaire . . . . .	20
2.2 Caractérisation d'une atmosphère par spectroscopie du transit . . . . .	20
2.2.1 Détection d'une atmosphère . . . . .	20
2.2.2 Transits atmosphériques dans le Système solaire . . . . .	24
2.2.3 Observations des atmosphères d'exoplanètes . . . . .	24
2.2.3.1 Radio . . . . .	24
2.2.3.2 Infrarouge . . . . .	26
2.2.3.3 Optique . . . . .	26
2.2.3.4 Ultraviolet . . . . .	29
2.2.3.5 Rayons X . . . . .	31
2.3 Raies stellaires . . . . .	31
2.3.1 Formation des raies spectrales . . . . .	31
2.3.2 Effets centre-bord . . . . .	33
2.3.3 Profil spectral et élargissement . . . . .	33

2.3.4	La raie Lyman- $\alpha$ . . . . .	34
2.3.4.1	Emission par la chromosphère stellaire . . . . .	34
2.3.4.2	Absorption par l'atmosphère planétaire . . . . .	36
2.3.4.3	Observation . . . . .	36
2.4	Echappement atmosphérique . . . . .	38
2.4.1	Echappement thermique de Jeans . . . . .	38
2.4.2	Echappement hydrodynamique . . . . .	39
2.4.2.1	Observations . . . . .	39
2.4.2.2	Mécanisme . . . . .	40
2.4.2.3	Evolution . . . . .	41
2.4.3	Echappement non-thermique et dynamique du gaz échappé . . . . .	42
2.4.3.1	Débordement du lobe de Roche . . . . .	42
2.4.3.2	Erosion par le vent stellaire . . . . .	42
2.4.3.3	Pression de radiation . . . . .	42
2.4.4	Echappement et absorption . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Mesure de l'alignement d'un système planétaire</b> . . . . .	<b>45</b>
3.1	La Fonction de Corrélation Croisée : un profil spectral moyen . . . . .	46
3.2	L'effet Rossiter-Mac Laughlin . . . . .	46
3.3	La tomographie du transit . . . . .	48
<b>II</b>	<b>L'hydrogène, sonde de l'exosphère</b> . . . . .	<b>51</b>
<b>4</b>	<b>L'évaporation : observations d'un phénomène variable</b> . . . . .	<b>53</b>
4.1	Introduction . . . . .	54
4.2	Résultats . . . . .	54
4.2.1	Evaporation et variations temporelles . . . . .	54
4.2.2	Interactions étoile/planète . . . . .	55
4.2.2.1	Vent stellaire . . . . .	56
4.2.2.2	Eruption stellaire . . . . .	57
4.2.3	Des détections surprenantes . . . . .	57
4.2.3.1	Immersion avancée . . . . .	57
4.2.3.2	Absorption dans le rouge . . . . .	58
4.3	Publications . . . . .	58
4.4	Conclusions . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Exosphère étendue</b> . . . . .	<b>75</b>
5.1	Introduction . . . . .	76
5.2	Modèle . . . . .	76
5.3	Résultats . . . . .	76
5.3.1	Dynamique de l'exosphère étendue . . . . .	76
5.3.1.1	Blow-out radiatif de l'atmosphère de HD 209458b . . . . .	76
5.3.1.2	Pression de radiation et interactions avec le vent stellaire dans l'atmosphère de HD 189733b . . . . .	77
5.3.2	Echappement aux limbes . . . . .	78
5.3.3	Variations spectro-temporelles de la signature d'absorption . . . . .	79
5.4	Publication . . . . .	81

5.5	Conclusions . . . . .	100
<b>6</b>	<b>L'étude du système planétaire 55 Cnc : une super-Terre et un Jupiter tiède</b>	<b>101</b>
6.1	Introduction . . . . .	102
6.2	Résultats . . . . .	102
6.2.1	55 Cnc e : une super-Terre chaude, mais pas d'échappement d'hydrogène . . . . .	102
6.2.2	55 Cnc b : une géante gazeuse tiède, avec une atmosphère étendue ?	103
6.2.2.1	Détection . . . . .	103
6.2.2.2	Interprétation . . . . .	104
6.3	Publication . . . . .	105
6.4	Conclusions . . . . .	114
<b>III</b>	<b>Le magnésium, sonde de la transition thermosphère/exosphère</b>	<b>115</b>
<b>7</b>	<b>Echappement hydrodynamique de magnésium</b>	<b>117</b>
7.1	Introduction . . . . .	118
7.2	Observations . . . . .	118
7.2.1	Du magnésium neutre... . . . .	118
7.2.2	... mais pas de magnésium ionisé . . . . .	118
7.3	Interprétation . . . . .	118
7.3.1	Echappement hydrodynamique de l'atmosphère . . . . .	118
7.3.2	Ionisation et recombinaison . . . . .	121
7.3.3	Dynamique du gaz échappé . . . . .	121
7.4	Publication . . . . .	121
7.5	Conclusions . . . . .	135
<b>8</b>	<b>De l'exosphère à la thermosphère</b>	<b>137</b>
8.1	Introduction . . . . .	138
8.2	Modèle . . . . .	138
8.3	Résultats . . . . .	140
8.3.1	Autour de l'exobase . . . . .	140
8.3.2	Structure de l'exosphère . . . . .	140
8.4	Publication . . . . .	141
8.5	Conclusions . . . . .	156
<b>9</b>	<b>Vers la détection de nouveaux cas d'évaporation</b>	<b>157</b>
9.1	Introduction . . . . .	158
9.2	Méthodologie . . . . .	158
9.3	Résultats . . . . .	158
9.4	Publication . . . . .	160
9.5	Conclusions . . . . .	172



<b>IV</b>	<b>Obliquité des systèmes planétaires</b>	<b>173</b>
<b>10 55</b>	<b>Cancri : un système multiple fortement non-aligné</b>	<b>175</b>
10.1	Introduction . . . . .	176
10.2	Mesures de vitesse radiale . . . . .	176
10.2.1	Effet de couleur . . . . .	176
10.2.2	Correction empirique de l'effet de couleur . . . . .	178
10.3	Détection de l'anomalie Rossiter-McLaughlin . . . . .	178
10.3.1	Un système compact non aligné . . . . .	180
10.4	Publication . . . . .	180
10.5	Conclusions . . . . .	192
<b>11</b>	<b>Caractérisation de la candidate géante gazeuse KOI-12.01</b>	<b>193</b>
11.1	Introduction . . . . .	194
11.2	Photométrie avec les données Kepler . . . . .	194
11.3	Tomographie avec les données SOPHIE . . . . .	194
11.3.1	Observations et traitement des données . . . . .	194
11.3.2	Analyse de l'effet Rossiter-McLaughlin . . . . .	195
11.3.3	Modèle tomographique . . . . .	198
11.3.4	Etude de l'alignement . . . . .	198
11.3.5	Propriétés du candidat KOI-12.01 . . . . .	200
11.4	Pulsations stellaires . . . . .	200
11.5	Une binaire à éclipse ? . . . . .	203
11.6	Conclusions . . . . .	206
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>207</b>
	<b>Annexes</b>	<b>215</b>
	<b>Annexe A : Instruments d'observations</b>	<b>215</b>
	<b>Annexe B : Cartes d'identité des planètes étudiées</b>	<b>218</b>
	<b>Annexe C : Pression de radiation</b>	<b>220</b>
	<b>Liste de publications</b>	<b>223</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>225</b>

# Table des figures

1.1	Panorama des méthodes de détection d'exoplanètes . . . . .	6
1.2	Méthode des vitesses radiales . . . . .	7
1.3	Méthode des transits . . . . .	8
1.4	Méthode de l'imagerie directe . . . . .	9
1.5	Méthode des microlentilles gravitationnelles . . . . .	10
1.6	Diagramme masse-rayon des exoplanètes . . . . .	12
1.7	Diversité des planètes de faible masse . . . . .	14
2.1	Courbe de lumière d'un transit . . . . .	21
2.2	Transit et occultation . . . . .	22
2.3	Absorption et opacité . . . . .	23
2.4	Transits de Vénus . . . . .	25
2.5	IR : spectre d'émission de HD 189733b . . . . .	27
2.6	IR : détection de CO dans l'atmosphère de HD 209458b . . . . .	28
2.7	nIR : nuages dans l'atmosphère de GJ 1214b . . . . .	29
2.8	UV : spectre de la raie Lyman- $\alpha$ de HD 209458b . . . . .	30
2.9	Rayons X : émission stellaire de HD 189733 . . . . .	32
2.10	Spectre UV solaire . . . . .	35
2.11	Profil d'absorption dans la raie Lyman- $\alpha$ . . . . .	37
2.12	Profil d'absorption observé avec HST . . . . .	38
2.13	Exosphère étendue . . . . .	40
3.1	Anomalie Rossiter-McLaughlin . . . . .	47
3.2	Tomographie du transit . . . . .	49
4.1	Absorption dans la raie Lyman- $\alpha$ . . . . .	55
4.2	Variations temporelles de l'évaporation . . . . .	56
4.3	Eruption stellaire de HD 189733 . . . . .	57
4.4	Immersion avancée . . . . .	58
5.1	Flux ionisant et taux d'échappement . . . . .	77
5.2	Densité de protons stellaires et taux d'échappement . . . . .	79
5.3	Auto-absorption des photons par l'atmosphère planétaire . . . . .	80
5.4	Variations spectro-temporelles du profil d'absorption . . . . .	81
6.1	Observations X et UV de 55 Cnc e . . . . .	103
6.2	Observations X et UV de 55 Cnc b . . . . .	104
6.3	Transit partiel de l'atmosphère de 55 Cnc b . . . . .	105

---

7.1	Observations en transit de la raie Mg I . . . . .	119
7.2	Observations en transit du doublet Mg II . . . . .	120
7.3	Influence de l'altitude d'ionisation et du taux d'échappement . . . . .	122
8.1	Spectres d'absorption théoriques dans les raies du magnésium . . . . .	138
8.2	Propriétés de l'exobase de HD209458b . . . . .	139
8.3	Queues cométaires de magnésium . . . . .	139
8.4	Profils de densité du gaz échappé . . . . .	140
9.1	Evaporation des planètes en transit dans la raie du Mg I . . . . .	159
10.1	Effet de couleur sur les mesures HARPS-N de 55 Cnc . . . . .	177
10.2	Effet Rossiter-McLaughlin de 55 Cnc e . . . . .	179
11.1	Courbe de lumière de KOI-12.01 . . . . .	195
11.2	Effet de couleur sur les mesures SOPHIE de KOI-12 . . . . .	197
11.3	Effet Rossiter-MacLaughlin de KOI-12.01 . . . . .	197
11.4	CCFs pendant le transit de KOI-12.01 . . . . .	199
11.5	Vue de KOI-12 le long de la ligne de visée . . . . .	201
11.6	Diagrammes de corrélations pour la tomographie de KOI-12.01 . . . . .	202
11.7	CCF d'un système binaire dilué . . . . .	205

# Introduction

C'est une bien faible lumière qui  
nous vient du ciel étoilé. Que  
serait pourtant la pensée  
humaine si nous ne pouvions  
percevoir ces étoiles...

---

JEAN PERRIN

Les cinq planètes du Système solaire visibles à l'oeil nu étaient connues dans l'Antiquité comme des "astres errants". Aristarque de Samos serait le premier à avoir avancé le modèle héliocentrique (nous ne possédons cette information que par l'intermédiaire d'Archimède), mais c'est au 16<sup>ème</sup> siècle que cette théorie prend son essor et que les planètes sont distinguées des étoiles et mises à la place qui leur revient de droit, en orbite autour du Soleil. L'une des premières références de l'idée que les étoiles puissent posséder leur propre cortège de planètes nous vient de Giordano Bruno (*De l'infinito universo e mondi* - 1584). Il a fallu attendre le milieu du 19<sup>ème</sup> siècle pour que la dernière planète du Système solaire soit découverte (Neptune, Pluton étant classifiée comme une planète naine), puis encore un siècle et demi pour qu'une planète nommée 51 Pegasi b soit finalement détectée autour d'une étoile semblable au Soleil (Mayor & Queloz 1995). Depuis, les découvertes d'exoplanètes n'ont cessé de se multiplier, et à l'heure où je commence ces lignes (11 janvier 2014) le nombre de planètes connues se porte à 1065. Nous verrons de combien aura augmenté ce chiffre lorsque ce manuscrit sera achevé.

L'une des principales surprises de ces deux décennies d'observations est sans nul doute la grande diversité que présente la population exoplanétaire. Les techniques de détection expliquent que l'on découvre plus facilement des planètes massives et proches de leurs étoiles, mais l'exemple du Système solaire, avec ses petites planètes rocheuses proches du Soleil et ses géantes gazeuses éloignées, ne nous avait pas préparé à observer des planètes comme les super-Terres ou les Jupiters chauds. Ces dernières, dont fait partie 51 Pegasi b, sont des géantes gazeuses d'une masse proche de celle de Jupiter mais qui orbitent autour de leurs étoiles à une distance de l'ordre du dixième de la distance de Mercure au Soleil. Cette proximité place l'atmosphère des Jupiters chauds dans des conditions radicalement différentes de celles de Jupiter. En 2003 l'atmosphère de l'une de ces planètes, HD209458b (ou *Osiris*), a ainsi été observée en train de "s'évaporer" dans l'espace à un rythme effréné (Vidal-Madjar et al. 2003). Bien que l'on connaisse environ 150 Jupiters chauds, très peu sont dans des conditions d'observations aussi favorables que HD209458b. De nombreuses questions demeurent donc sur l'évaporation, notamment savoir s'il s'agit d'un phénomène commun, et comprendre de quels mécanismes et propriétés stellaires et planétaires il dépend. Cette thèse se propose de répondre à une partie de ces questions en étudiant tout d'abord l'évaporation des deux Jupiters chauds que sont

HD209458b et HD189733b, par le biais de nouvelles observations et du développement d'un modèle numérique d'échappement. La spectroscopie du transit offrant la possibilité d'analyser la structure de l'atmosphère à différentes altitudes selon l'élément observé. J'ai donc traité et exploité à la fois des observations dans la raie de l'hydrogène et dans les raies du magnésium. Comprendre le mécanisme de l'évaporation, et appréhender les informations que l'observation de ce phénomène permet d'obtenir sur les Jupiters chauds, est le premier pas vers une compréhension plus large du rôle de l'évaporation dans la formation et l'évolution de l'ensemble des exoplanètes. L'évaporation massive des Jupiters chauds n'affecte pas significativement leur nature, mais ce phénomène peut avoir une influence bien plus importante sur des planètes moins massives comme les super-Terres. J'ai contribué à étendre l'étude de l'échappement atmosphérique à d'autres types de planètes, en analysant les observations du Jupiter "tiède" 55 Cnc b et de la super-Terre 55 Cnc e, et en proposant de nouvelles observations d'un échantillon varié de planètes susceptibles de s'évaporer. En plus d'être un outil d'analyse des atmosphères, la spectroscopie des transits permet d'étudier les propriétés orbitales des planètes, et j'ai utilisé cette technique pour caractériser les systèmes planétaires très différents que sont 55 Cnc et KOI12.

Le présent manuscrit est articulé autour des articles issus des travaux constituant la thèse. Il est divisé en quatre parties, composées de onze chapitres dont la majorité présentent les résultats d'une ou plusieurs des publications auxquelles j'ai contribué.

- La première partie donne un aperçu général de nos connaissances sur les planètes et leurs atmosphères, et les techniques employées pour les détecter et les caractériser. J'approfondis certains des points utiles à la compréhension des travaux présentés dans les parties suivantes.
- La seconde partie concerne l'étude des exosphères étendues de planètes susceptibles de s'évaporer, à partir d'observations en transit dans la raie de l'hydrogène neutre.
- La troisième partie étend cette analyse à la thermosphère, qui peut être sondée par des observations dans le proche ultraviolet, en particulier dans les raies du magnésium.
- La quatrième et dernière partie s'intéresse à la caractérisation d'une exoplanète grâce à l'effet Rossiter-MacLaughlin, et d'un candidat planétaire avec la technique de la tomographie Doppler.

Je traite dans trois annexes des missions d'observation des exoplanètes, des caractéristiques des planètes étudiées pendant cette thèse, et de la force de pression de radiation exercée sur leurs atmosphères. Les acronymes des noms d'instruments cités dans le manuscrit sont explicités dans la première annexe. En fin de manuscrit, je reprends la liste des publications issues de cette thèse.

Première partie

Contexte astrophysique



# Chapitre 1

## Une pluralité de mondes et de techniques

[...] Non pas dans une unique terre, un unique monde, mais dans un millier de milliers, je le dis dans une infinité de mondes.

---

*De l'infinito, universo e mondi (1584)*  
GIORDANO BRUNO

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Comment détecter une exoplanète ?</b>	<b>6</b>
1.1.1	La méthode des vitesses radiales	6
1.1.2	La méthode des transits	7
1.1.3	L'imagerie directe	9
1.1.4	La méthode des microlentilles	9
1.1.5	D'autres méthodes	10
<b>1.2</b>	<b>Une grande diversité de planètes</b>	<b>11</b>
1.2.1	Planètes géantes	11
1.2.1.1	Géantes gazeuses	11
1.2.1.2	Géantes de glace	13
1.2.2	Planètes de faible masse	13
1.2.3	Terres et habitabilité	14
1.2.4	Population exoplanétaire	15

---



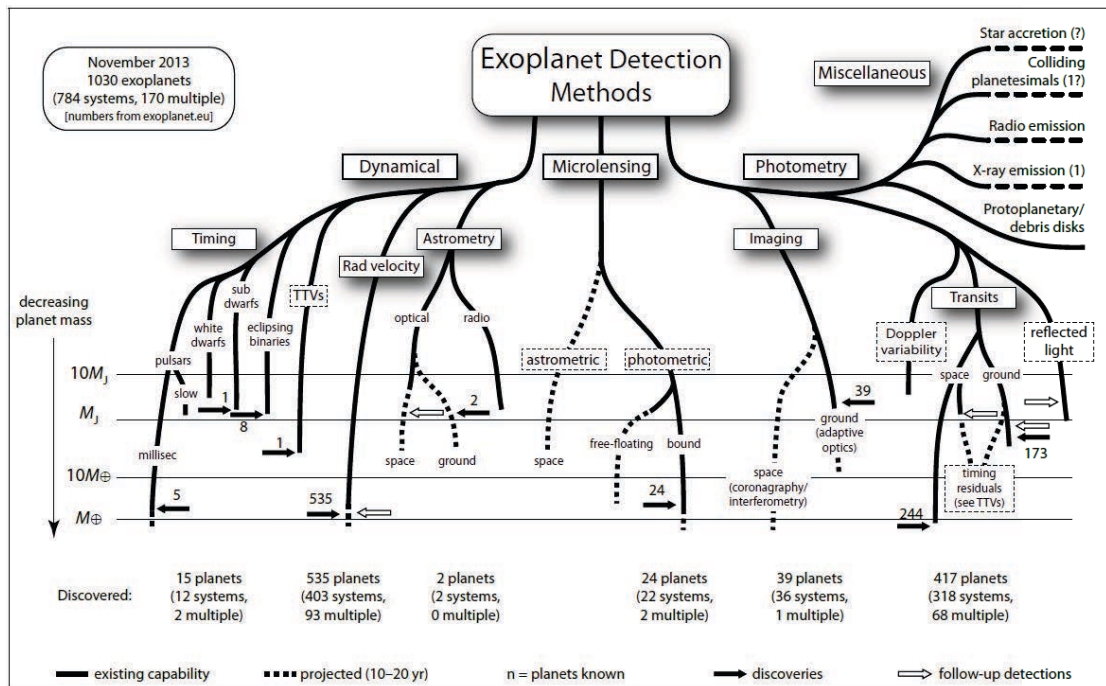


FIGURE 1.1: Arbre des méthodes de détection d'exoplanètes. On peut retenir pour chaque méthode le nombre de planètes dont elle a permis la découverte et la plus petite masse planétaire qui lui est accessible aujourd'hui (lignes pleines) et dans le futur (lignes pointillées). Les méthodes qui ont permis le plus grand nombre de détections sont de loin les vitesses radiales et les transits. Source : Perryman (2013)

## 1.1 Comment détecter une exoplanète ?

Les exoplanètes sont l'ensemble des planètes en dehors de notre Système solaire. Il existe des techniques très diverses pour les détecter, comme on peut le voir sur la figure 1.1. Celles qui ont permis le plus grand nombre de détections sont la méthode des vitesses radiales, des transits, de l'imagerie directe et des microlentilles gravitationnelles. Ces méthodes sont souvent complémentaires en ce qu'elles permettent d'obtenir différentes propriétés d'une même planète ou d'observer différentes populations exoplanétaires. Dans cette section nous présenterons rapidement leurs principes et les principales grandeurs qu'elles permettent de mesurer.

### 1.1.1 La méthode des vitesses radiales

Lorsqu'une planète orbite autour d'une étoile, les deux corps tournent autour d'un centre de masse commun. Projeté sur la ligne de visée<sup>1</sup>, le déplacement de l'étoile se traduit par un rapprochement et un éloignement périodique par rapport à l'observateur (Fig. 1.2). Ces variations de vitesse *radiale* de l'étoile se traduisent selon l'effet Doppler-Fizeau par un déplacement en fréquence de la lumière observée, vers le bleu lorsqu'elle se rapproche de l'observateur, et vers le rouge lorsqu'elle s'en éloigne. L'amplitude et la périodicité des variations fournissent une limite inférieure sur la masse de la planète (on mesure en fait le produit de la masse par le sinus de l'inclinaison de l'orbite) et

1. la ligne virtuelle qui relie l'observateur à l'objet observé

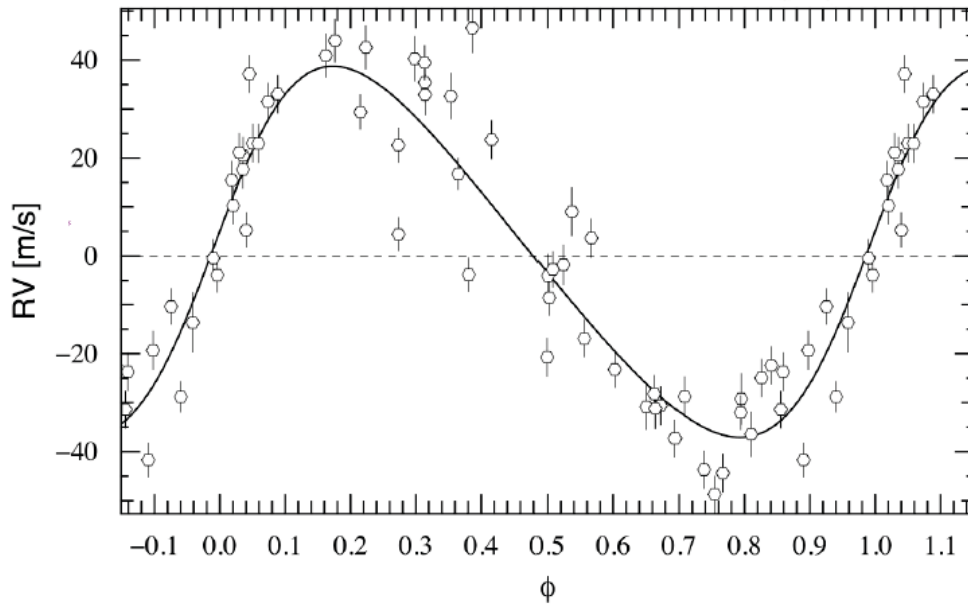


FIGURE 1.2: Mesures de la vitesse radiale de l'étoile HD 109246 en fonction de la phase orbitale de son compagnon planétaire. La courbe noire représente le meilleur ajustement pour l'orbite képlérienne d'une planète de masse similaire à celle de Jupiter, orbitant en 68 jours. Sa légère asymétrie est due à une excentricité de 0.17. Source : Boisse et al. (2010).

sa période orbitale, et elles sont d'autant plus élevées que la masse est grande et la période est courte. Les instruments utilisés sont des spectrographes à haute résolution comme SOPHIE à l'observatoire de Haute-Provence (Bouchy et al. 2009) et HARPS à l'observatoire de la Silla (Mayor et al. 2003), capables de mesurer respectivement des variations de vitesse radiale de l'ordre de 1 m à 30 cm par seconde (voir le chapitre 10). Il est particulièrement important que le spectrographe reste stable dans le temps pour pouvoir suivre les variations de vitesse radiale de l'étoile suffisamment longtemps pour reconstruire son mouvement képlérien. L'activité stellaire peut également poser problème, avec par exemple la présence de taches stellaires ou de cellules convectives à la surface de l'étoile qui créent des anomalies de vitesse radiale dans les mesures (Chap. 3.3). La méthode des vitesses radiales a permis la découverte de la première planète en orbite autour d'une étoile de type solaire par Mayor & Queloz (1995) et la détection d'environ la moitié des exoplanètes confirmées (Fig. 1.1).

### 1.1.2 La méthode des transits

Vues depuis la Terre, certaines planètes transitent<sup>2</sup> devant le disque de leur étoile. Le premier transit confirmé a été celui de HD 209458 b (Mazeh et al. 2000), mais le premier transit d'exoplanète détecté est peut-être celui de  $\beta$  Pictoris b en 1981 (Lecavelier Des Etangs et al. 1994; Lecavelier Des Etangs & Vidal-Madjar 2009). Les variations de luminosité apparente de l'étoile pendant un transit constituent la courbe de lumière, et sont liées à la région du disque stellaire occultée partiellement ou complètement par le

2. le terme français est "faire un passage", mais on utilise plus couramment l'anglicisme "transiter"

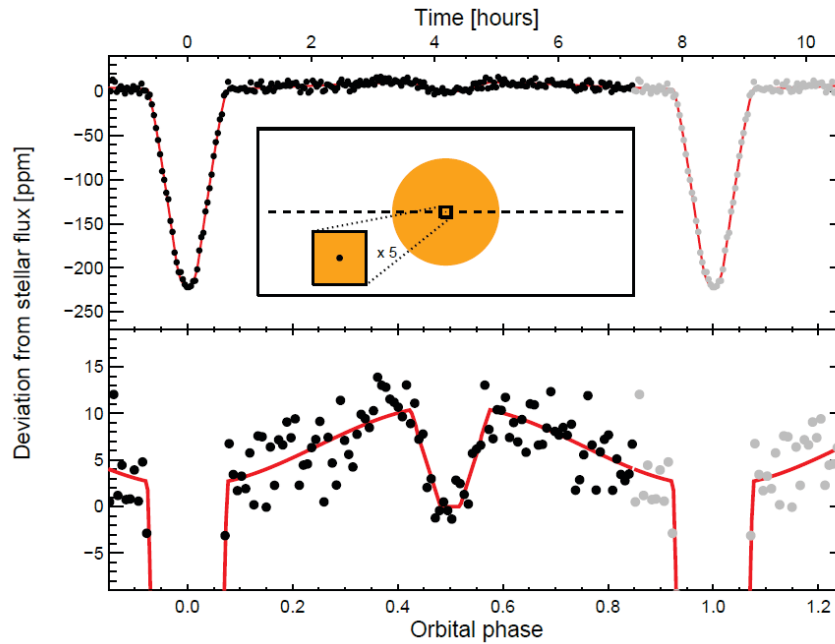


FIGURE 1.3: Courbe de lumière montrant les transits et anti-transits de Kepler 78b, une planète de la taille de la Terre qui tourne autour de son étoile au rythme effréné d’un tour toutes les 8.5 heures! Source : Sanchis-Ojeda et al. (2013).

disque planétaire (Fig. 1.3). L’analyse de la courbe de lumière renseigne sur la taille de la planète et l’inclinaison de son orbite, tandis que la répétibilité des transits contraint la période orbitale. La spectroscopie du transit permet d’analyser l’atmosphère d’une planète en transmission, tandis que l’anti-transit ou éclipse secondaire (lorsque la planète passe derrière l’étoile) permet d’analyser l’émission propre de l’atmosphère ou sa réflexion de la lumière stellaire. Nous reviendrons sur l’exploitation des observations de transits d’exoplanètes dans le chapitre 2.

La méthode des transits est particulièrement susceptible de produire des “faux positifs” : une signature ressemblant à celle d’un transit planétaire peut être produite par une naine brune dont la taille est similaire à celle d’une grande planète géante, par une binaire à éclipse<sup>3</sup> (dont les occultations sont généralement plus profondes que celles d’une planète) lorsque l’une des étoiles transite partiellement son compagnon, ou si les occultations sont “diluées” par la lumière d’une étoile non résolue sur la ligne de visée. La mission Kepler a ainsi détecté environ 2400 candidats au titre de planète (Batalha et al. 2013) mais la probabilité de faux positifs est estimée à environ 9.4% sur l’ensemble de la population (Fressin et al. 2013) et jusqu’à 35% pour les planètes proches de leur étoile (Santerne et al. 2012). Ces taux sont toutefois faibles par rapport à d’autres missions de recherches d’exoplanètes comme WASP et CoRoT (plus de 80% pour ce dernier ; Almenara et al. 2009). L’un des moyens d’établir la nature planétaire de l’objet détecté en transit est de mesurer sa masse, par exemple avec des mesures de vitesses radiales.

3. deux étoiles orbitant l’une autour de l’autre, et dont les éclipses mutuelles sont visibles depuis la Terre

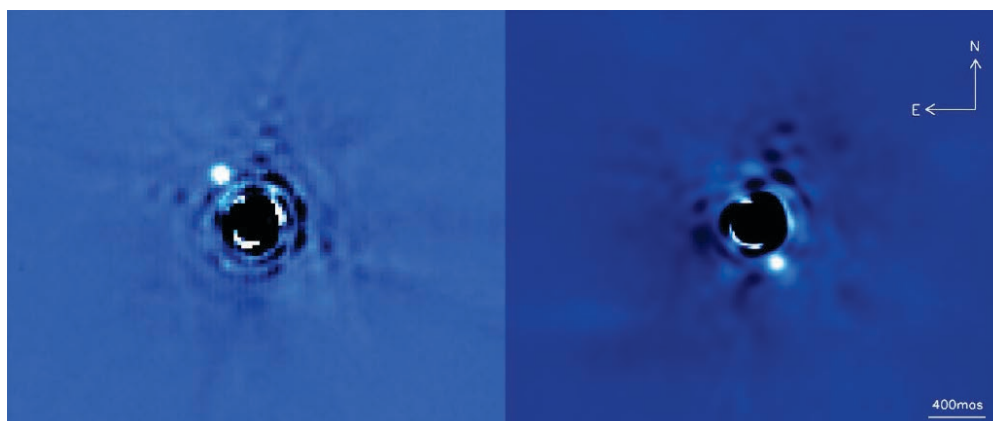


FIGURE 1.4: Observations dans le proche infrarouge de  $\beta$  Pictoris b en Novembre 2003 (à gauche) et Octobre 2009 (à droite). La planète géante se trouve à 8.5 UA de son étoile (Chauvin et al. 2012). Source : Lagrange et al. (2010).

### 1.1.3 L'imagerie directe

Cette méthode est peut-être la plus intuitive puisqu'elle consiste à prendre une "photographie" de la planète. Il faut cependant pouvoir isoler sa lumière de celle émise par son étoile avec un flux bien plus élevé. Les planètes détectées avec cette technique sont surtout de brillantes géantes gazeuses orbitant à grande distance ( $>10$  ua<sup>4</sup> environ) de leur jeune étoile-hôte (moins de  $\sim 10$  millions d'années) : le contraste est alors meilleur dans l'infrarouge entre l'émission thermique planétaire et celle de l'étoile dont le spectre est décalé vers de plus grandes longueurs d'onde. Par exemple l'imagerie directe a permis de confirmer qu'une jeune planète orbite autour de l'étoile Beta Pictoris (Lagrange et al. 2009 ; Fig. 1.4), dont de nombreux indices avaient par ailleurs dévoilé la présence (Lecavelier Des Etangs et al. 1997). Cette méthode permet d'obtenir les paramètres orbitaux de la planète en l'observant à différentes époques, et aussi d'analyser l'atmosphère en mesurant son émission dans différentes bandes spectrales (Bonnetfoy et al. 2013). Des instruments utilisant l'optique adaptative, comme SPHERE (première lumière au VLT prévue en 2014), devraient étendre le champ des détections.

### 1.1.4 La méthode des microlentilles

Dans le cadre de la relativité générale, la trajectoire d'un rayon lumineux est déviée à proximité d'une masse. Lorsqu'une étoile traverse la ligne de visée vers une source lumineuse lointaine, elle agit comme une lentille gravitationnelle qui focalise les rayons de la source. Des rayons qui ne seraient normalement pas perçus depuis la Terre sont déviés et augmentent la quantité de flux mesurée, produisant une courbe d'amplification qui est maximale lorsque source, lentille et observateur sont alignés (Fig. 1.5). Si la lentille est un système planétaire, la présence de la planète génère une anomalie sur la courbe de lumière, qui dépend de sa masse, de sa distance orbitale projetée sur le plan du ciel, et aussi de sa position relative pendant l'observation. En effet si tous les corps sont alignés,

4. l'unité astronomique a été redéfinie en 2012 par l'Union Astronomique Internationale (UAI) comme une unité conventionnelle de longueur égale à 149 597 870 700 m exactement (approximativement la distance Terre-Soleil), et sera désormais noté "ua" en minuscule.

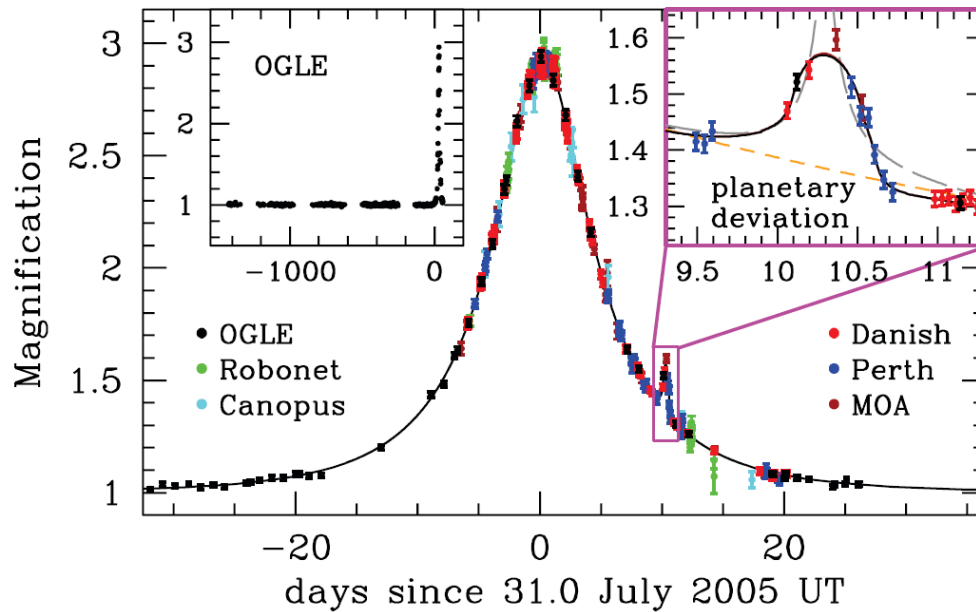


FIGURE 1.5: Courbe d'amplification de l'évènement de microlentille gravitationnelle OGLE-2005-BLG-390. La présence d'une planète se traduit par une magnification supplémentaire de la lumière (encadré en haut à gauche). Source : [Beaulieu et al. \(2006\)](#).

l'anomalie est une amplification supplémentaire de la lumière de la source, mais la planète peut aussi réduire l'amplification en empêchant certains rayons d'être focalisés, ou le plus souvent être trop éloignée de la ligne de visée pour avoir un effet important. Ainsi bien que de nombreux évènements de micro-lentilles soient régulièrement observés, seulement une petite fraction présente des anomalies planétaires. Cette méthode est cependant efficace pour détecter les planètes orbitant à grande distance autour de leur étoile, ou les planètes flottantes éjectées de leur système planétaire d'origine ([Han et al. 2004](#)).

### 1.1.5 D'autres méthodes

L'astrométrie exploite la perturbation du mouvement d'une étoile autour de laquelle orbite une planète, en mesurant son déplacement spatial (par opposition à spectral pour les vitesses radiales) dans le plan du ciel<sup>5</sup>. Cette technique a été appliquée pour la première fois par Alvan Clark en 1862 pour découvrir le compagnon stellaire de Sirius, et permet d'obtenir la période et la masse réelle d'une planète. Elle est complémentaire de la méthode des transits et des vitesses radiales en étant plus sensible aux grandes inclinaisons par rapport à la ligne de visée. Un nombre important de planètes devrait être détecté par astrométrie dans les années à venir grâce au lancement réussi de la mission Gaia en décembre 2013 ([Sozzetti et al. 2014](#)), mais pour l'instant aucune détection n'a été confirmée.

L'observation d'asymétries et de cavités dans un disque protoplanétaire, ou d'une population de comètes, sont des manières indirectes de détecter la présence d'une planète ([Bonsor & Wyatt 2012](#); [Quanz et al. 2013](#)).

D'autres méthodes exploitent les perturbations qu'induit une planète sur l'émission

5. le plan perpendiculaire à la ligne de visée

de son étoile. Par exemple la première des exoplanètes (et aussi la plus légère, seulement deux fois la masse de la Lune!) et ses deux compagnons ont été découverts par le chronométrage du pulsar autour duquel ils orbitent (Wolszczan & Frail 1992). Un pulsar émet en effet des ondes radio le long d'un cône centré sur l'axe de son champ magnétique, généralement différent de son axe de rotation. Si la Terre se trouve dans le passage de ce cône, le rayonnement est perçu avec la période de rotation très régulière du pulsar, sauf lorsqu'un compagnon planétaire perturbe de façon périodique le temps d'arrivée de ces impulsions.

## 1.2 Une grande diversité de planètes

Comment définit-on une exoplanète? Pour commencer, leur dénomination peut parfois prêter à confusion. Lorsqu'une nouvelle planète est découverte, elle prend le nom de son étoile suivi d'une lettre correspondant à l'ordre dans lequel les planètes du système ont été détectées (en commençant par "b"). Le nom de l'étoile peut être basé sur sa constellation (comme 16 Cyg B dans la constellation du Cygne), le catalogue dans lequel elle est répertorié (comme HD209458 dans le catalogue Henry Draper), ou son instrument de détection (comme Kepler ou CoRoT). Ces dénominations sont principalement utilisées par la communauté scientifique. Afin de rendre plus accessibles le domaine des exoplanètes au grand public, l'UAI est en train de mettre en place un système de vote pour que l'ensemble de la population puisse suggérer des noms pour une partie des planètes découvertes<sup>6</sup>. Nous verrons peut-être bientôt fleurir des planètes aux noms tirés de la culture populaire et de la science-fiction, comme la planète Hot de *Star Wars* ou la planète Gallifrey de *Doctor Who*. La nature des exoplanètes est plus difficile à définir. Même dans le Système solaire la définition des planètes a été modifiée récemment par l'UAI, au grand dam de Pluton<sup>7</sup>. Comment définir une exoplanète et la catégorie à laquelle elle appartient, alors que la population exoplanétaire présente une variété inattendue par rapport à notre propre système planétaire?

### 1.2.1 Planètes géantes

#### 1.2.1.1 Géantes gazeuses

Les géantes gazeuses, comme Jupiter et Saturne dans le Système solaire, sont constituées majoritairement d'hydrogène et d'hélium. Seules les couches externes sont dans un état gazeux, et deviennent fluides aux hautes pressions et densités qui règnent près du coeur de la planète, qui peut être un noyau solide constitué de roches et de glaces<sup>8</sup>. On caractérise en général ces géantes par une masse de 0.1 à 13  $M_{\text{jup}}$  et un rayon de 0.5 à 2  $R_{\text{jup}}$ <sup>9</sup> (Fig. 1.6). Selon la définition de travail publiée par l'UAI en février 2003, une planète doit avoir une masse inférieure à 13  $M_{\text{Jup}}$ , valeur au-delà de laquelle elle démarre la fusion du deutérium et devient une naine brune (Kley & Dirksen 2006). Ce critère fait cependant l'objet de discussions par rapport à une définition fondée sur les processus de formation différents des deux types d'objets (Mollière & Mordasini 2012). En raison de

6. [http://www.iau.org/public/themes/naming\\_exoplanets/](http://www.iau.org/public/themes/naming_exoplanets/)

7. Résolution de 2006 de l'UAI : [http://www.iau.org/static/resolutions/Resolution\\_GA26-5-6.pdf](http://www.iau.org/static/resolutions/Resolution_GA26-5-6.pdf)

8. Les glaces sont un mélange d'eau, de méthane et d'ammoniac qui étaient en phase solide lors de la formation du coeur de la planète

9. Une masse de Jupiter  $M_{\text{jup}} = 1898.3 \times 10^{24}$  kg ; un rayon de Jupiter (équatorial)  $R_{\text{jup}} = 71.492 \times 10^6$  m

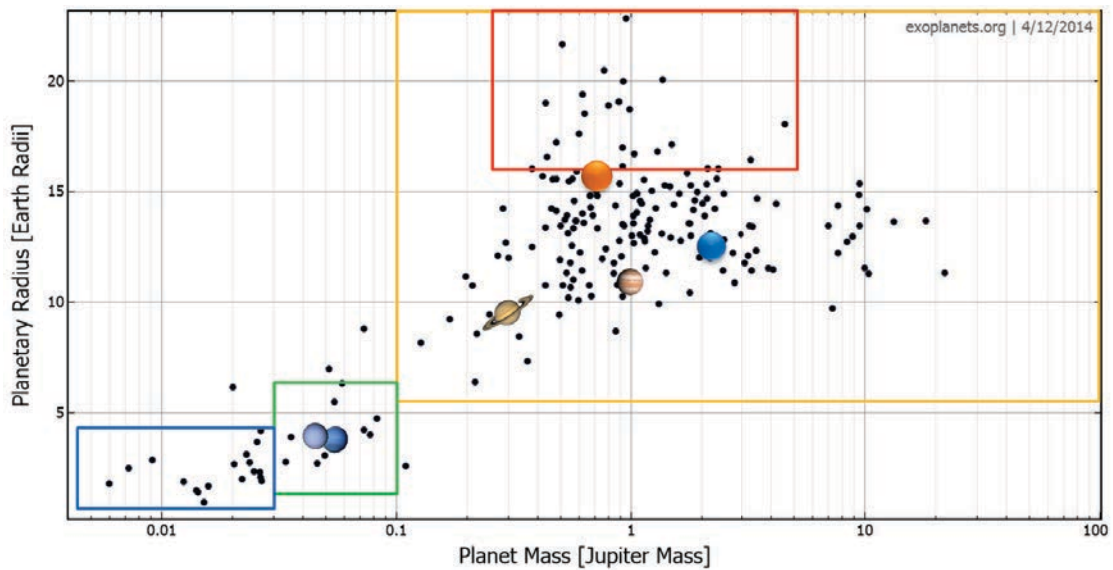


FIGURE 1.6: Exoplanètes dont on connaît à la fois la masse et le rayon. Des cadres colorés montrent les limites approximatives de chaque catégorie de planètes : en orange les géantes gazeuses (en rouge celles enflées), en vert les géantes de glace, en bleu les planètes de faible masse (voir la Fig. 1.7). Sont également représentés les géantes du Système solaire (Jupiter et Saturne dans les géantes gazeuses, Uranus et Neptune dans les géantes de glaces), ainsi que les Jupiters chauds HD 209458b (en orange) et HD 189733b (en bleu), . Source : Exoplanet Data explorer (Wright et al. 2011)

leurs tailles et masses élevées, les géantes gazeuses représentent la plus grande part des exoplanètes confirmées.

Beaucoup de géantes gazeuses ont été découvertes extrêmement proches de leur étoile, à quelques dixièmes d'unités astronomiques. Leur température élevée due à la forte irradiation stellaire a conduit à les dénommer Jupiters chauds. Il n'y a pas assez de matière dans le disque protoplanétaire près d'une étoile pour former in-situ un Jupiter chaud, et on pense donc qu'ils se forment au-delà de la limite des glaces puis migrent sous l'effet d'interactions gravitationnelles ou visqueuses avec le disque ou avec les autres planètes du système. Une fois à proximité de l'étoile, les effets de marée conduisent rapidement la planète à être en rotation synchrone (elle présente toujours la même face à l'étoile, comme la Lune avec la Terre), affectent son évolution thermique (Miller et al. 2009) et peuvent destabiliser la planète jusqu'à ce qu'elle chute vers l'étoile (Schlaufman & Winn 2013). Certains Jupiters chauds sont dit "enflés" car ils ont un rayon<sup>10</sup> plus large que celui prédit par les modèles classiques de refroidissement et de contraction (Baraffe et al. 2010). Par exemple WASP-12 b a une masse de  $1.4 M_{\text{jup}}$  et un rayon de  $1.7 R_{\text{jup}}$  (Hebb et al. 2009). Cette inflation reste encore un mystère (Fortney & Nettelmann 2010; Laughlin et al. 2011), même si elle est probablement liée avec leur forte irradiation (Demory & Seager 2011).

10. Dans l'optique, voir la section 2.2.1

### 1.2.1.2 Géantes de glace

Les géantes de glace, comme Uranus et Neptune dans le Système solaire, ne sont pas parvenues à accrêter autant de gaz que les géantes gazeuses lors de leur formation : elles possèdent une enveloppe d'hydrogène et d'hélium moins massive (10 à 20% de la masse totale) et sont principalement composées de glaces. Leurs masses varient de 10 à  $30 M_{\oplus}$  et leurs rayons de 2 et  $6 R_{\oplus}$ <sup>11</sup> (Fig. 1.6). On trouve par exemple dans cette catégorie le Neptune chaud GJ436b (distance orbitale de 0.029 AU ; Butler et al. 2004) et le super-Neptune HAT-P-11b (1.53 fois la masse de Neptune et 1.22 fois son rayon ; Bakos et al. 2010) .

### 1.2.2 Planètes de faible masse

Les planètes de type terrestre sont moins massives que les géantes mais possèdent une densité élevée. Leur coeur est métallique avec un manteau riche en glaces (carbone, oxygène, azote) et en éléments lourds (fer, silicates si le rapport C/O est inférieur à 0.8 et carbures sinon), surmonté d'une fine atmosphère. Les modèles théoriques prédisent qu'un noyau planétaire n'est plus assez massif pour accrêter assez de gaz et devenir une Neptune en dessous de  $10 M_{\oplus}$  environ (Fig. 1.7). Jusqu'à maintenant la majorité des planètes détectées dans cette catégorie sont des super-Terres, des planètes plus massives que la Terre qui ne sont pas représentées dans le Système solaire, et dont les densités très variées posent beaucoup de questions sur leur nature (parmi les études les plus récentes, voir par exemple Weiss & Marcy 2014). Certaines planètes formées dans des environnements riches en carbone (par exemple dans le coeur galactique) pourraient posséder des couches de diamant ou de graphite, et une atmosphère riche en monoxyde de carbone ou en hydrocarbure (Kuchner & Seager 2005). D'autres sont trop grandes par rapport à leur masse pour être constituées uniquement de roches et de glaces, et pourraient être constituées principalement de glaces (en particulier de glace d'eau), avoir retenu une large part de leurs atmosphères primitives d'hydrogène et d'hélium, ou même être des mini-Neptunes.

Si une super-Terre riche en glaces orbite à courte distance autour de son étoile, son enveloppe peut en théorie se transformer en un océan surmonté d'une atmosphère de vapeur (Kuchner 2003 ; Léger et al. 2004). Certaines planètes massives de faible densité, comme HD 97658b (Howard et al. 2011), pourraient appartenir à cette catégorie de planètes océan, bien qu'aucune n'ait pour l'instant été confirmée. A quelques rayons stellaires de l'étoile, une planète pourrait perdre complètement ses couches supérieures pour se couvrir d'un océan de roches fondues (Léger et al. 2011). Cela pourrait être le cas des super-Terres comme CoRoT-7b (Léger et al. 2009) ou Kepler-10b (Batalha et al. 2011), dont les températures de surface côté jour sont de 2000 – 3000 K (Rouan et al. 2011). Dans une telle situation la température peut être assez élevée pour sublimer la surface planétaire, alimentant continuellement une atmosphère de poussières rocheuses et d'éléments volatils lourds. Ce phénomène est susceptible d'éroder fortement la planète car le matériau sublimé peut s'échapper hydrodynamiquement (voir la section 2.4 et le cas de KIC 12557548b ; Rappaport et al. 2012 ; Perez-Becker & Chiang 2013).

Des planètes rocheuses aux mini-Neptunes, en passant par les planètes océans, la variété des super-Terres est donc encore accrue par leur possibilité de changer de nature

11. Une masse terrestre  $M_{\oplus} = 5.9726 \times 10^{24}$  kg ; un rayon terrestre (équatorial)  $R_{\oplus} = 6.3781 \times 10^6$  m



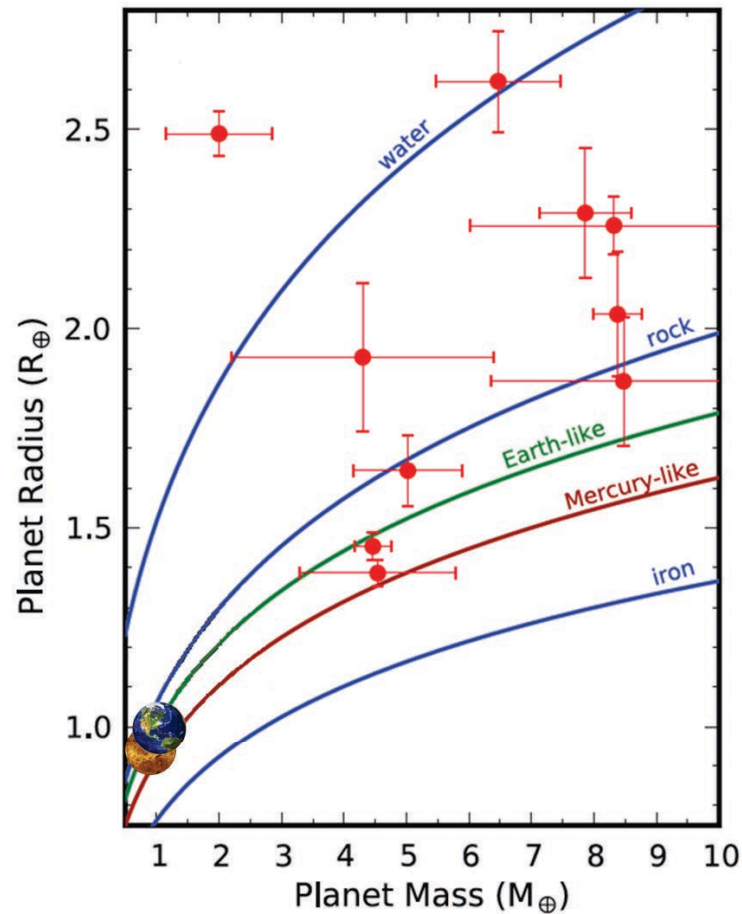


FIGURE 1.7: Super-Terres et mini-Neptunes détectées (points rouges), montrant la grande diversité de nature des exoplanètes connues ayant une masse entre 1 et  $10 M_{\oplus}$ . Des relations théoriques entre la masse et le rayon sont représentées pour différentes compositions, de planètes denses riches en métaux aux planètes océans, en passant par des planètes similaires à la Terre et Vénus. Source : Howard et al. 2013

au cours de leur évolution. La mission Cheops, qui sera lancée en 2017, observera en détail de nombreuses planètes déjà détectées par transit et permettra de mieux comprendre leur nature et leur diversité. Elle amènera aussi la découverte de nouvelles exoplanètes autour d'étoiles brillantes, et fournira des cibles privilégiées pour l'étude des atmosphères avec de futures missions comme le JWST.

### 1.2.3 Terres et habitabilité

L'un des objectifs principaux de l'exoplanétologie est la découverte éventuelle d'une planète habitable semblable à la Terre. La définition de l'habitabilité est un point délicat, mais en première approche on cherche une planète dans la zone "habitable" de son étoile, c'est à dire la région dans laquelle elle peut maintenir de l'eau à l'état liquide sur sa surface en présence d'une atmosphère (pour une discussion sur l'habitabilité voir Chyba & Hand 2005). La mission Kepler a permis la détection de nombreuses planètes terrestres autour d'étoiles de type solaire, mais à une distance orbitale trop faible pour

être habitables, comme la jumelle de la Terre Kepler-78b qui orbite en ... 8.7h (Pepe et al. 2013; Howard et al. 2013). De plus en plus les observations se déplacent vers des étoiles plus petites et plus froides, qui possèdent une zone habitable plus proche et facilitent la détection des petites planètes (Demory et al. 2013b). C'est le cas des naines rouges, dont le SpectroPolarimètre InfraRouge SPIRou (première lumière est prévue pour 2017 au Télescope Canada France Hawai'i) permettra de détecter les perturbations de vitesse radiale induites par des planètes d'une masse proche de celle de la Terre situées dans la zone habitable. Dans une dizaine d'année la mission spatiale Plato observera avec une très haute sensibilité des dizaines de milliers d'étoiles, et permettra d'étudier de nombreuses planètes de la taille de la Terre dans la zone habitable. L'activité sismique des étoiles-hôtes sera analysée en parallèle, permettant la détermination précise de leur rayon, leur masse et leur âge.

#### 1.2.4 Population exoplanétaire

Les centaines de planètes connues aujourd'hui montrent une immense diversité, à laquelle l'observation de notre propre Système solaire ne nous avait pas préparés. Avant la découverte des exoplanètes, les modèles de formation planétaire ne prévoyaient par exemple pas l'existence de Jupiters chauds ou de super-Terres. Le nombre de planètes connues est suffisamment élevé pour réaliser des études statistiques sur l'ensemble de la population exoplanétaire ou des sous-populations particulières. Récemment, Cassan et al. 2012 ont estimé la probabilité qu'une étoile de la galaxie abrite une planète d'un type donné à moins de 10 ua : environ 17% des étoiles abriteraient une planète du type de Jupiter, 52% une planète de type Neptune, et jusqu'à 62% une planète de type super-Terre. Les mission Kepler (Petigura et al. 2013), HARPS (Mayor et al. 2011) et HIRES (Howard et al. 2010) ont depuis confirmé que les super-Terres sont parmi les planètes les plus communes de la galaxie, et que leur nombre est d'autant plus élevé que leur rayon est petit ou leur période élevée (Howard et al. 2012). De plus, il y aurait au moins autant de planètes flottantes - ou très loin de leur étoile - que d'étoiles dans la Galaxie (Sumi et al. 2011). En raison des limitations de la plupart des méthodes de détections actuelles, la grande majorité des planètes détectées se trouve à moins de 5000 années lumières du Soleil (environ 1/16 du diamètre de la galaxie), et dans la plupart des systèmes stellaires nous n'avons pu détecter que les planètes les plus proches de leurs étoiles. Il nous reste donc bien des planètes à observer parmi les centaines de milliards que compte la Galaxie.



# Chapitre 2

## Transit et spectroscopie

[...] Chacun de ces innombrables soleils qui peuplent l'infini est le centre d'un système analogue au système planétaire dont nous faisons partie [...]. Nos yeux sont trop faibles pour apercevoir ces planètes inconnues ; nos télescopes les plus puissants n'atteignent pas encore à ces profondeurs.

---

*Les terres du ciel (Edition 1884)*  
CAMILLE FLAMMARION

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Transits</b>	<b>19</b>
2.1.1	Détection de transits	19
2.1.2	Le transit primaire	19
2.1.3	Eclipse secondaire	20
<b>2.2</b>	<b>Caractérisation d'une atmosphère par spectroscopie du transit</b>	<b>20</b>
2.2.1	Détection d'une atmosphère	20
2.2.2	Transits atmosphériques dans le Système solaire	24
2.2.3	Observations des atmosphères d'exoplanètes	24
2.2.3.1	Radio	24
2.2.3.2	Infrarouge	26
2.2.3.3	Optique	26
2.2.3.4	Ultraviolet	29
2.2.3.5	Rayons X	31
<b>2.3</b>	<b>Raies stellaires</b>	<b>31</b>
2.3.1	Formation des raies spectrales	31
2.3.2	Effets centre-bord	33
2.3.3	Profil spectral et élargissement	33
2.3.4	La raie Lyman- $\alpha$	34
2.3.4.1	Emission par la chromosphère stellaire	34
2.3.4.2	Absorption par l'atmosphère planétaire	36

---

2.3.4.3	Observation . . . . .	36
<b>2.4</b>	<b>Echappement atmosphérique . . . . .</b>	<b>38</b>
2.4.1	Echappement thermique de Jeans . . . . .	38
2.4.2	Echappement hydrodynamique . . . . .	39
2.4.2.1	Observations . . . . .	39
2.4.2.2	Mécanisme . . . . .	40
2.4.2.3	Evolution . . . . .	41
2.4.3	Echappement non-thermique et dynamique du gaz échappé . .	42
2.4.3.1	Débordement du lobe de Roche . . . . .	42
2.4.3.2	Erosion par le vent stellaire . . . . .	42
2.4.3.3	Pression de radiation . . . . .	42
2.4.4	Echappement et absorption . . . . .	43

---

## 2.1 Transits

La première qualité de la méthode des transits est de permettre la détection d'une exoplanète par la diminution de lumière observée depuis la Terre lorsqu'elle occulte le disque de son étoile-hôte. La mesure la plus importante qui en découle est celle du rayon de la planète : combinée à la mesure de sa masse obtenue par une méthode complémentaire, elle donne une estimation de sa densité et de sa nature. La spectroscopie des transits est de plus un outil extrêmement performant pour caractériser la composition et la structure de l'atmosphère d'une exoplanète.

### 2.1.1 Détection de transits

Depuis les premières détections d'exoplanètes depuis l'espace avec la mission franco-européenne CoRoT<sup>1</sup>, jusqu'à la détection récente de milliers de candidats exoplanétaires et de centaines de planètes avec le télescope spatial américain Kepler<sup>2</sup>, le nombre de planètes découvertes en transit n'a cessé de croître. Dans une dizaine d'année la mission PLATO programmée par l'ESA devrait permettre d'étendre la population exoplanétaire à des centaines de planètes similaires à la Terre. Les détections se font également depuis le sol, avec par exemple le programme britannique SuperWASP<sup>3</sup> qui surveille en permanence des millions d'étoiles dans l'ensemble du ciel et a permis la détection de près de 90 planètes géantes, et avec le programme NGTS qui permettra à partir de la fin de l'année de détecter des planètes de la taille de Neptune.

La probabilité géométrique de détecter une planète en transit est d'autant plus importante que le rayon de l'étoile est grand et la distance orbitale petite (c'est en fait le rapport de ces deux grandeurs ; Borucki & Summers 1984). Cependant la probabilité de détection dépend aussi du type stellaire : les planètes ne se forment et n'évoluent pas de la même manière autour d'étoiles de classes et de masses différentes (Johnson et al. 2010) et l'activité de l'étoile (taches stellaires, pulsations, ...) peut perturber la détection.

### 2.1.2 Le transit primaire

La figure 2.1 montre la courbe de lumière observée pendant le transit primaire d'une exoplanète, c'est à dire les variations de luminosité en fonction du temps lorsque la planète passe devant le disque de son étoile. La différence relative entre la luminosité mesurée avant et pendant le transit s'appelle la profondeur d'absorption. Pendant l'immersion et l'émergence la planète occulte partiellement le disque stellaire. Lorsqu'elle se trouve intégralement devant l'étoile la profondeur d'absorption peut s'approcher par le rapport de surface des disques stellaire et planétaire :

$$1 - \frac{F_{\text{in}}}{F_{\text{out}}} = \left( \frac{R_p}{R_*} \right)^2, \quad (2.1)$$

avec  $F_{\text{in}}$  et  $F_{\text{out}}$  les flux stellaires pendant et en dehors du transit,  $R_p$  et  $R_*$  les rayons de la planète et de l'étoile. Devant une étoile de la taille du Soleil, la profondeur du transit

---

1. <http://smc.cnes.fr/COROT/Fr/>

2. [http://www.nasa.gov/mission\\_pages/kepler/main/](http://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/main/)

3. <http://www.superwasp.org/>

est de 1% pour une planète de la taille de Jupiter et de 0.01% pour une planète de la taille de la Terre.

Quelles informations fournit l'analyse de la courbe de lumière ? Elle permet d'abord d'obtenir certaines des propriétés de la planète. Pour avoir une mesure précise du rayon planétaire  $R_p$  il faut utiliser un modèle complet de la courbe de lumière arrondie par l'effet de l'assombrissement centre-bord (Mandel & Agol 2002 ; voir la section 2.3.1), et connaître avec précision le rayon stellaire  $R_*$  grâce à la mesure de la température et de la luminosité stellaire, par interférométrie, ou par astérosismologie (Huber et al. 2012). La connaissance de la masse stellaire (estimée par exemple en comparant des observations spectroscopiques de l'étoile et un modèle de son atmosphère) et de la période orbitale de la planète permet d'obtenir le demi-grand axe de son orbite  $a_p$  avec la troisième loi de Kepler. Le transit fournit l'inclinaison  $i$  de l'orbite par rapport au plan du ciel, car sa valeur influence la durée du transit et de l'immersion/émersion. L'inclinaison est reliée au paramètre d'impact  $b$ <sup>4</sup> par la relation  $b = a_p \cos(i) / R_*$  pour une excentricité nulle (Fig. 2.1). Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, la méthode des transits est également un outil extrêmement puissant pour étudier l'atmosphère d'une exoplanète.

En plus des caractéristiques de la planète en transit, la méthode des TTV<sup>5</sup> permet de détecter des compagnons planétaires par l'intermédiaire des perturbations qu'ils induisent sur la périodicité du transit (Steffen et al. 2013). Elle permet aussi de mesurer la masse de ces compagnons (Agol et al. 2005). Il est en théorie possible de trouver et caractériser des lunes par leurs perturbations de la durée et du temps du transit (TTV et TDV<sup>6</sup> ; Kipping 2009) et de détecter des lunes et des anneaux par leur effets sur la courbe de lumière, en particulier à l'immersion et l'émersion (Tusnski & Valio 2011).

### 2.1.3 Eclipse secondaire

A moins que le système planétaire ne puisse être résolu par imagerie directe, la lumière que nous recevons est la combinaison de l'émission stellaire, de la lumière stellaire réfléchiée par la planète, et de l'émission thermique planétaire. Or si une planète transite, on peut également observer depuis la Terre une éclipse secondaire au moment où elle passe derrière le disque stellaire (Fig. 2.2). On ne reçoit alors plus que le flux émis par l'étoile. En retranchant le flux stellaire au flux mesuré tout au long de l'orbite planétaire, on peut donc isoler la lumière émise et réfléchiée par la planète et en déduire de nouvelles informations sur, par exemple, la structure thermique de son atmosphère (Sect. 2.2.3.2).

## 2.2 Caractérisation d'une atmosphère par spectroscopie du transit

### 2.2.1 Détection d'une atmosphère

Nous avons vu que le rayon d'une planète peut être déduit de la mesure de son absorption pendant le transit. Pour une planète gazeuse, le rayon est défini comme celui du disque opaque absorbant du visible au proche infrarouge. L'absorption dépend en

4. distance minimale projetée sur le plan du ciel entre les centres de l'étoile et de la planète pendant le transit

5. *Transit Timing Variation* en anglais

6. *Transit Duration Variation* en anglais

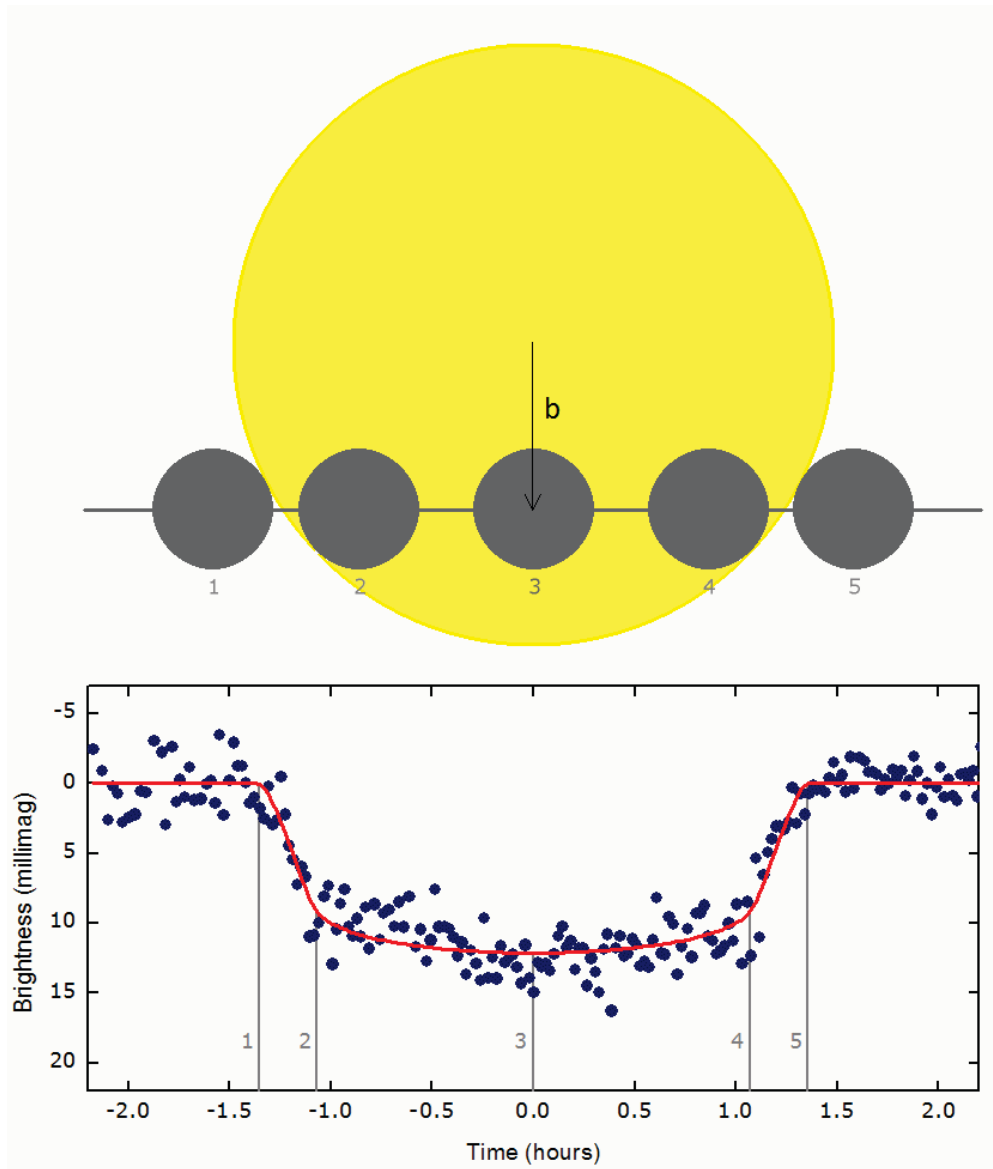


FIGURE 2.1: Courbe de lumière théorique (ligne rouge) et observée (points bleus) de WASP-3b. Le transit comporte quatre contacts, qui correspondent aux moments où le disque planétaire est tangent au disque stellaire. On appelle immersion (en anglais, *ingress*) l'intervalle de temps entre les contacts 1 et 2, et émergence (en anglais, *egress*) entre 4 et 5. Source : Maciejewski et al. (<http://www.astro.uni-jena.de/wasp-3/>)



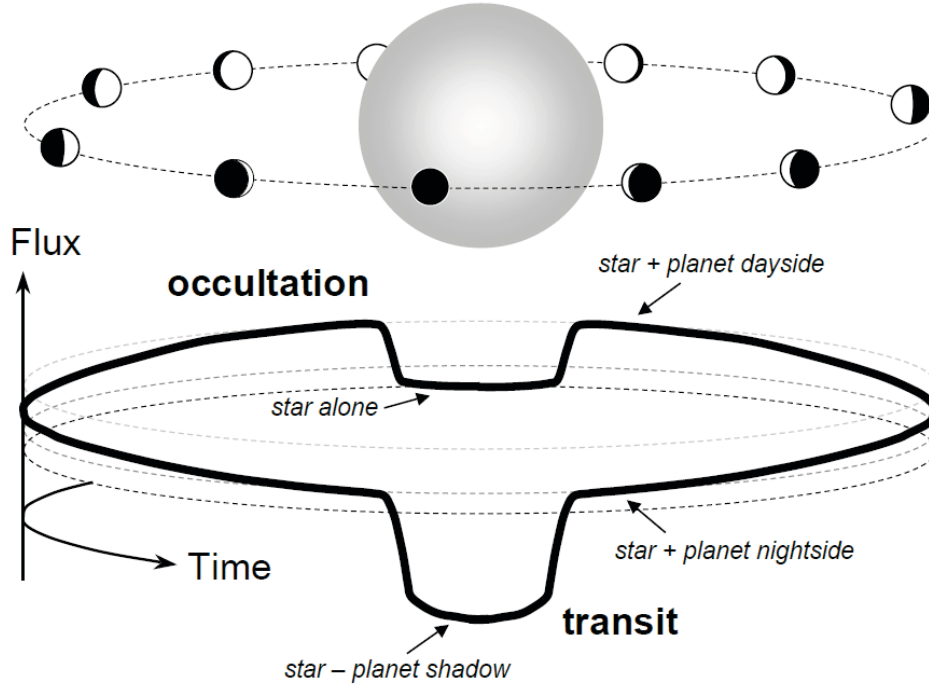


FIGURE 2.2: Variations du flux total émis par une étoile et sa planète lors de la révolution de celle-ci. Source : Winn (2010)

effet des propriétés des atomes et molécules présents dans l'atmosphère : à la longueur d'onde correspondant à une transition atomique ou moléculaire forte, et pour laquelle l'élément correspondant est abondant, l'atmosphère sera plus opaque et le rayon apparent de la planète à cette longueur d'onde semblera plus grand (Fig. 2.3). La présence d'une atmosphère se traduit donc par une variation de la surface de la planète avec la longueur d'onde, et en se basant sur l'expression de son rayon effectif établie par Lecavelier des Etangs et al. (2008), on peut définir la détectabilité d'une atmosphère comme :

$$\frac{d\Delta F/F}{d\lambda} \propto \frac{dS_{\text{pl}}(\lambda)}{d\lambda} \propto \frac{T_{\text{atm}}}{R_*^2 \mu_{\text{atm}} \rho_{\text{pl}}} \frac{d \ln \sigma}{d\lambda} \quad (2.2)$$

avec  $F$  le flux mesuré pendant le transit à la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $S_{\text{pl}}(\lambda)$  la surface effective de la planète avec son atmosphère à  $\lambda$ ,  $\sigma$  la section efficace d'absorption de l'espèce atmosphérique dominante à  $\lambda$ ,  $\rho_{\text{pl}}$  la densité de la planète,  $T_{\text{atm}}$  et  $\mu_{\text{atm}}$  la température et la masse moléculaire moyenne de son atmosphère, et  $R_*$  le rayon de l'étoile. Comme pour la planète elle-même, il est plus facile de détecter une atmosphère devant une étoile de petit rayon. En revanche le signal atmosphérique ne dépend pas de la masse ou du rayon de la planète mais seulement de sa densité. La détection est également facilitée par une température atmosphérique élevée et une composition riche en éléments légers (masse moléculaire moyenne faible) qui augmentent l'échelle de hauteur de l'atmosphère. Nous allons voir que l'absorption est globalement plus élevée lorsque la longueur d'onde diminue, et le domaine spectral considéré permet donc de sonder différentes régions de l'atmosphère.

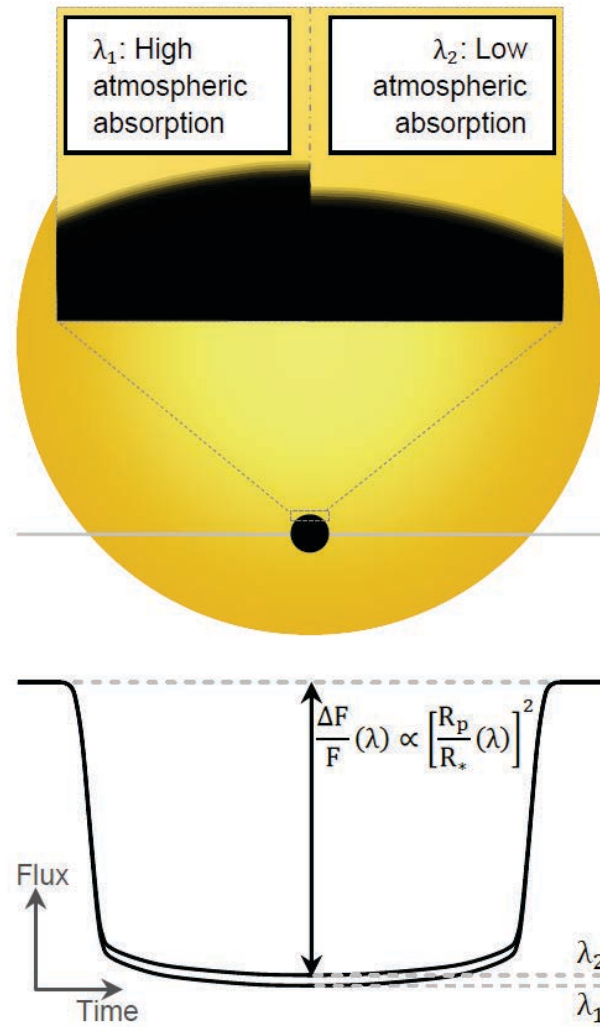


FIGURE 2.3: Variations pendant le transit de la profondeur d'absorption avec l'opacité de l'atmosphère, dépendante de la longueur d'onde. Source : de Wit & Seager (2013)

## 2.2.2 Transits atmosphériques dans le Système solaire

Bien avant d'être utilisés pour les exoplanètes, les transits ont permis de détecter et d'étudier l'atmosphère de Vénus. Contrairement à Mercure, elle possède une épaisse atmosphère dont le transit peut être vu depuis la Terre. Vénus ne transite toutefois que rarement devant le Soleil et les dernières occurrences, qui se produisent toujours par paires, datent de 1874/1882, puis de 2004/2012 (Fig. 2.4). Mais c'est lors du transit de 1761 que l'atmosphère de la planète est détectée par l'intermédiaire de sa réfraction de la lumière solaire (voir [Shiltsev 2012](#) pour la traduction en anglais de la publication originale en russe). Les premières études du spectre de Vénus au 19<sup>ème</sup> siècle ont conclu que son atmosphère avait une composition similaire à celle de la Terre (Schneider in *Astronomical spectroscopy*, 1894), c'est-à-dire principalement de l'azote moléculaire (78%) et de l'oxygène moléculaire (21%). Cette idée sera abandonnée avec l'absence de détection d'oxygène et de vapeur d'eau par [St. John & Nicholson \(1922\)](#), puis avec la découverte par [Adams & Dunham \(1932\)](#) que le constituant atmosphérique principal de l'atmosphère vénusienne est le CO<sub>2</sub>.

Le transit de Vénus en 2012 a fait l'objet d'une observation avec le télescope spatial Hubble, sous la direction du Dr. D.Ehrenreich, afin de mesurer la lumière cendrée réfléchiée par la Lune après avoir traversé l'atmosphère de Vénus. La composition atmosphérique de Vénus étant maintenant connue, cette observation aurait permis de tester la possibilité de détecter, par spectroscopie du transit, les mêmes constituants dans une atmosphère exoplanétaire <sup>7</sup>.

## 2.2.3 Observations des atmosphères d'exoplanètes

Comme pour Vénus, les transits permettent non seulement de détecter la présence d'une atmosphère autour d'une exoplanète, mais aussi d'étudier sa chimie, sa composition, ses profils de température et de pression, la présence de nuages, sa dynamique, etc. Les mesures d'émission ou d'absorption de l'atmosphère sont faites dans des bandes de longueurs d'onde plus ou moins étroites selon l'instrument et le domaine de longueur d'onde (jusqu'à résoudre certaines raies spectrales), et ces mesures sont comparées à des spectres et modèles théoriques de l'atmosphère pour contraindre ses propriétés.

### 2.2.3.1 Radio

L'émission radio d'une exoplanète peut trouver sa source dans les interactions entre des particules chargées et sa magnétosphère ou le champ magnétique et la couronne de son étoile-hôte (en particulier l'émission aurorale; [Zarka 2007](#)) ou avoir une origine purement planétaire (comme le couplage magnétosphère-ionosphère; [Nichols 2012](#)). Une diminution de l'émission radio du système HAT-P-11 à 150 MHz a été observée lors de l'éclipse de la planète par [Lecavelier des Etangs et al. \(2013\)](#) et pourrait correspondre à la détection d'une émission radio de la planète. Aucune détection n'a autrement été obtenue de façon certaine aux longueurs d'ondes métriques/décamétriques, permettant de poser des limites sur les émissions radio et le champ magnétique de plusieurs planètes (voir par exemple [Sirothia et al. 2014](#)).

---

7. Malheureusement en raison d'un problème de pointage une grande partie des données sont inutilisables.

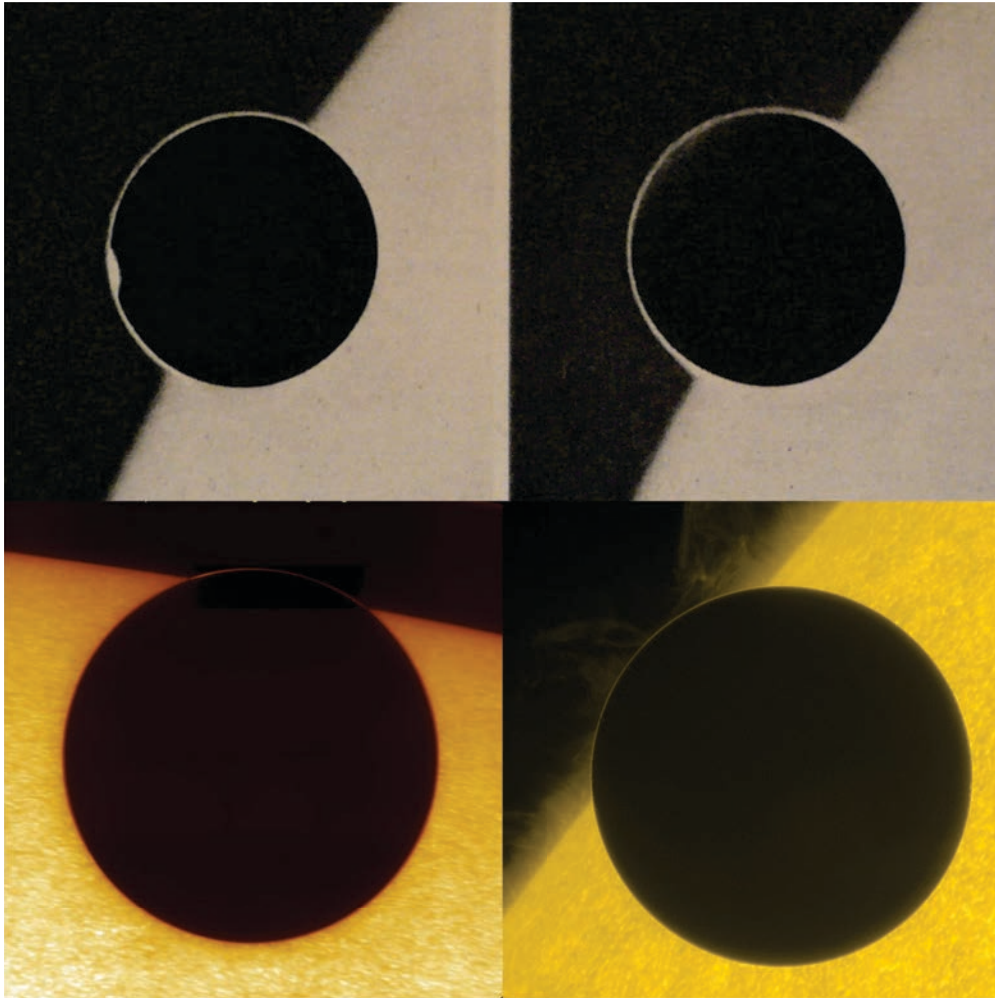


FIGURE 2.4: L'épaisse atmosphère de Vénus réfracte la lumière solaire pendant les transits de la planète en 1874 et 1882 (en haut, de gauche à droite; Source : *Astronomie : Les Astres, L'Univers* - Lucien Rudaux, Gérard Henri de Vaucouleurs, 1948), puis en 2004 (en bas, à gauche; Source : D. Kiselman, et al.) et 2012 (en bas, à droite; Source : NAOJ, JAXA, NASA, Lockheed Martin)

### 2.2.3.2 Infrarouge

L'un des instruments les plus utilisés dans le domaine infrarouge est le télescope spatial Spitzer, qui a été le premier télescope à permettre l'observation spectroscopique directe de la lumière émise par les exoplanètes. L'atmosphère d'une planète jeune et brillante, ou chauffée par son étoile, émet un maximum de flux dans le proche et moyen infrarouge ( $\lambda \sim 1.4 \mu\text{m}$  à quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ ), à de plus grandes longueurs d'onde que la lumière émise par l'étoile ou réfléchi par la planète. Si le système stellaire est résolu, la planète (ou les planètes, comme les quatre orbitant autour de HR 8799 ; Skemer et al. 2013) et son atmosphère peuvent être analysés par imagerie directe. Pour les exoplanètes qui transitent, le spectre d'émission du côté jour peut être obtenu par soustraction de la lumière stellaire mesurée pendant l'éclipse secondaire (Charbonneau et al. 2005 ; voir aussi Fig. 2.5). Le spectre d'émission contraint les propriétés thermiques (comme l'inversion de température dans la stratosphère de HD 209458b ; Knutson et al. 2008) et la composition moléculaire (comme du CO pour HD 189733b ; Charbonneau et al. 2008) de l'atmosphère. L'analyse de la composition atmosphérique repose cependant sur la comparaison avec des spectres théoriques et sur des hypothèses sur le profil de température-pression, et peut souvent laisser place à différents scénarios possibles.

La spectroscopie haute-résolution permet, même depuis le sol, de détecter les composants d'une atmosphère planétaire par le déplacement Doppler de leurs raies, que cela soit en transmission (Snellen et al. 2010) ou en émission (Brogi et al. 2014). Cette technique a même le potentiel de révéler la vitesse de rotation propre d'une planète ( $25 \text{ km s}^{-1}$  pour  $\beta$  Pictoris b ; Snellen et al. 2014) et la dynamique de son atmosphère (Fig. 2.6).

Grâce aux variations de luminosité avec la phase orbitale (Snellen et al. 2009), on peut analyser le contraste de température et la circulation atmosphérique entre les côtés jour et nuit. L'occultation progressive de la planète par son étoile pendant l'éclipse secondaire permet d'obtenir la distribution de l'émission atmosphérique (notamment la position de points chauds ; Knutson et al. 2007) et même la forme géométrique de l'atmosphère (de Wit et al. 2012).

### 2.2.3.3 Optique

Dans le domaine optique, du proche UV au proche IR ( $\lambda \sim 300$  à  $1400 \text{ nm}$ ), le continu stellaire contient un flux élevé qui est utilisé pour la spectroscopie en transmission des couches moyennes et basses des atmosphères d'exoplanètes. Le flux optique traverse l'atmosphère terrestre avec peu d'absorption, ce qui permet de faire de la spectroscopie depuis le sol (en particulier les mesures de vitesses radiales), impossible dans l'UV moyen à cause de la diffusion Rayleigh et de l'oxygène moléculaire, et dans l'UV lointain à cause de la photodissociation de l'eau. Parmi les instruments les plus utilisés pour l'étude des atmosphères on trouve WFC3 sur HST depuis l'espace, et Gemini/GMOS depuis le sol.

Nous avons vu qu'une absorption élevée correspond à un plus grand rayon apparent de la planète : les espèces atomiques et moléculaires d'une troposphère exoplanétaire sont ainsi détectées dans le visible et le proche IR, tandis que les espèces stratosphériques sont observées dans le visible et le proche UV. HD 209458b est la première exoplanète dont l'atmosphère a été détectée, par l'intermédiaire de la raie du sodium (Charbonneau et al. 2002). Les raies du sodium et du potassium, élargies par la pression importante dans la basse atmosphère des géantes gazeuses (Sect. 2.3.3), sont parmi les plus fortes attendues dans le visible, et le sodium peut être détecté depuis l'espace (Huitson et al. 2012) mais

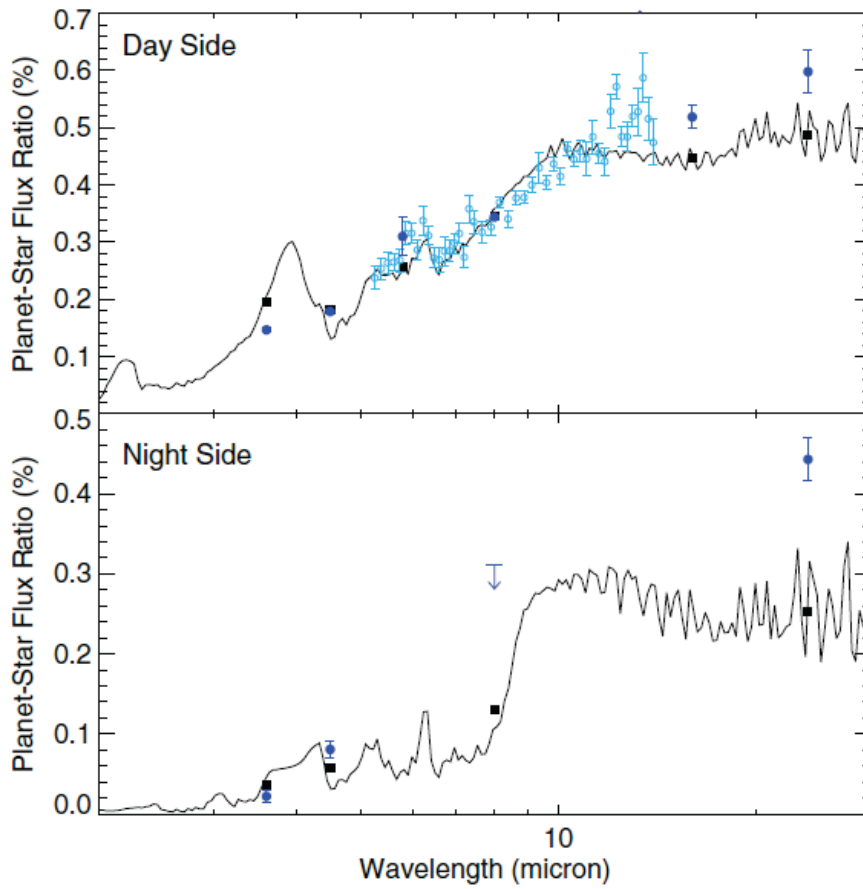


FIGURE 2.5: Mesures du flux relatif de HD 189733b par rapport à son étoile dans différentes bandes spectrales du domaine infrarouge, côté jour (en haut) et côté nuit (en bas) de la planète. Source : Knutson et al. 2012

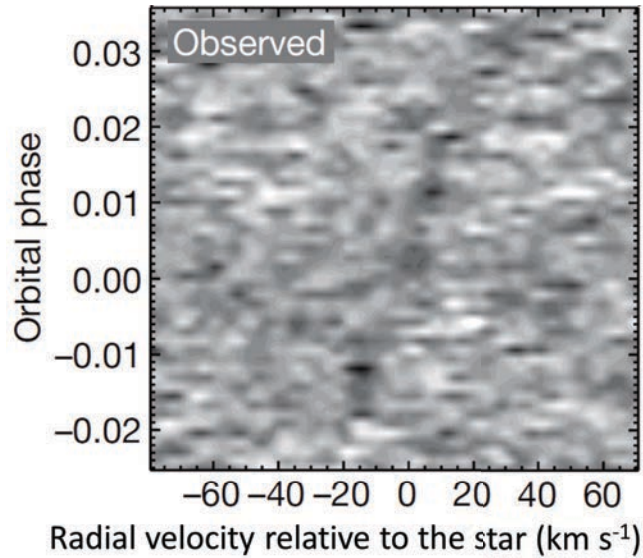


FIGURE 2.6: Le signal de monoxyde de carbone détecté en transmission dans l’atmosphère de HD 209458b suit le mouvement orbital de la planète, dont la vitesse radiale augmente de  $30 \text{ km s}^{-1}$  pendant le transit. Le signal est décalé de  $2 \text{ km s}^{-1}$  vers le bleu par rapport à la vitesse orbitale, signe possible de vents allant du côté jour vers le côté nuit. Source : Snellen et al. 2010

aussi depuis le sol (Redfield et al. 2008) dans le cas de HD 189733b. Seul le Jupiter chaud XO-2b (Sing et al. 2011a, 2012) a pour l’instant montré la présence de ces deux raies simultanément : il semblerait que le potassium soit relativement rare dans l’atmosphère des Jupiters chauds, au contraire du sodium et de l’eau (Sing et al. en préparation).

Les plus grandes longueurs d’onde correspondent aux transitions de molécules plus complexes. Des limites supérieures sur l’abondance de TiO et VO dans l’atmosphère de HD 209458b ont ainsi été posées par Désert et al. (2008). Les premières annonces de détections de molécules dans l’infrarouge basées sur les spectres en transmission de l’instrument NICMOS de HTS ont longtemps fait débat en raison des erreurs systématiques inhérentes à ces mesures et aux techniques de réduction employées (voir l’étude de Gibson et al. 2011). L’utilisation de l’instrument WFC3 a permis une révolution dans ce domaine, et notamment la détection sans ambiguïté de la transition vibrationnelle de l’eau à  $1.4 \mu\text{m}$  dans l’atmosphère de plusieurs exoplanètes (par exemple Deming et al. 2013 ; Huitson et al. 2013).

La spectroscopie permet d’aller plus loin que la seule composition de l’atmosphère, et l’analyse du profil de la raie du sodium de HD 209458b par Vidal-Madjar et al. (2011) a permis d’étudier la structure de sa thermosphère. Il arrive que le spectre d’une atmosphère ne possède pas de raies (ou que seul leur cœur soit détecté) sur une large bande spectrale alors que les modèles théoriques prédisent la présence d’éléments spécifiques aux atmosphères des différents types de planètes. Ceci peut être le signe que des brumes diffusent le rayonnement stellaire à haute altitude, ou que des nuages bloquent la transmission du rayonnement par les couches inférieures de l’atmosphère (Fortney 2005). Ainsi le spectre de HD 189733b dans tout le domaine optique est dominé par de la diffusion Rayleigh probablement due à la présence d’une épaisse couche de poussière (Pont et al. 2008 ; Lecavelier des Etangs et al. 2008 ; Pont et al. 2013 et

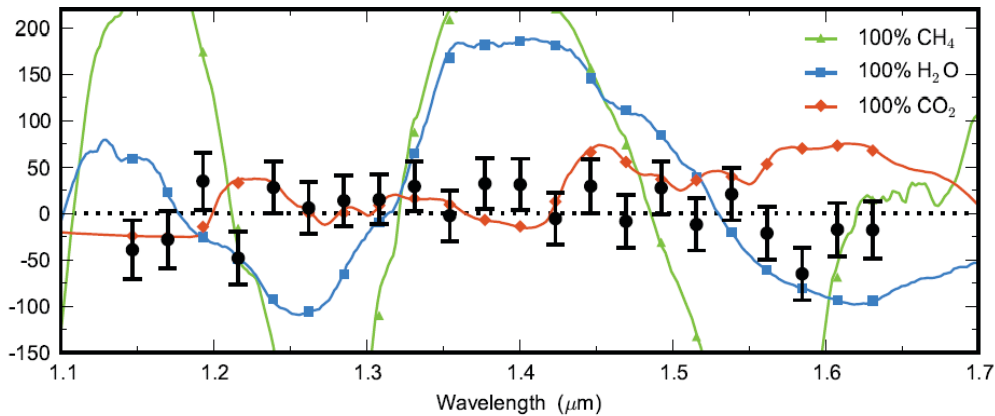


FIGURE 2.7: Spectre en transmission de GJ 1214b dans le proche IR (points noirs). L'absence de signatures sur une large plage de longueurs d'onde exclut des atmosphères sans nuages riches en éléments lourds (lignes colorées), et indique plutôt la présence de nuages à haute altitude. Source : Kreidberg et al. 2014

références à l'intérieur); le spectre de WASP-12b pourrait en plus être expliqué par de la diffusion de Mie, probablement par des poussières de corindon ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ; Sing et al. 2013); et les spectres plats du mini-Neptune GJ1214b (Fig. 2.7) et de l'Uranus tiède GJ3470 b (Ehrenreich et al. 2014) seraient dus à la présence d'une couche nuageuse dans l'atmosphère. De plus en plus, les nuages et les brumes semblent s'imposer comme un phénomène commun à de nombreuses atmosphères de compositions et conditions physiques différentes, et qui doit être pris en compte dans l'analyse de leurs spectres.

Une façon originale d'étudier une atmosphère consiste à analyser la façon dont elle polarise la lumière stellaire : la direction et l'amplitude de la polarisation varient avec la position de la planète par rapport à l'étoile et peut donc fournir des informations sur les paramètres orbitaux en plus de la composition de l'atmosphère (e.g., Berdyugina et al. 2011 pour HD 189733b).

Enfin certains Jupiters chauds présentent une réflectivité élevée qui peut s'expliquer par la présence de nuages, comme Kepler-7b dont l'étude des variations de brillance avec la phase orbitale a permis d'établir la distribution spatiale de ces nuages (Demory et al. 2013a). Ce type de mesure permet d'obtenir l'albedo géométrique<sup>8</sup>(Charbonneau et al. 1999) et d'étudier la structure thermique de l'atmosphère (dissipation de chaleur, dynamique) et sa composition. L'augmentation de l'albedo de HD 189733b vers les basses longueurs d'onde se traduirait par une couleur bleue sombre de ce Jupiter chaud (Evans et al. 2013).

### 2.2.3.4 Ultraviolet

Le continu du spectre stellaire est émis principalement dans le visible et l'infrarouge, et devient faible dans l'ultraviolet moyen et lointain (de 10 à 200 nm environ). Ce domaine des courtes longueurs d'onde est cependant riche en transitions électroniques fortes, et les

8. le rapport entre la quantité de lumière stellaire réfléchiée par la planète lorsqu'elle est à l'opposé de l'observateur par rapport à l'étoile, et celle que réfléchirait un disque réfléchissant parfaitement et diffusant isotropiquement.



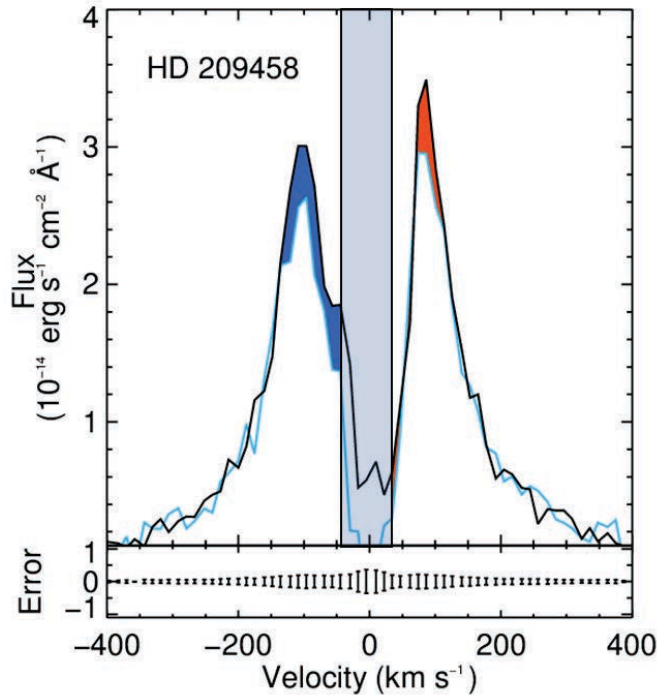


FIGURE 2.8: Spectre de la raie Lyman- $\alpha$  de HD 209458b observé avant et pendant le transit de la planète (resp. lignes noire et bleue). L'absorption par l'hydrogène neutre dans l'atmosphère de la planète est visible dans les ailes de la raie. Source : Vidal-Madjar et al. (2008)

raies d'émission stellaires chromosphériques qui leur sont associées peuvent être utilisées pour l'observation en transit des atmosphères d'exoplanètes. L'hydrogène, élément le plus abondant des atmosphères de géantes gazeuses, a été observé dans plusieurs exoplanètes sous sa forme neutre (Sect. 2.4.2), et dans différents niveaux d'excitation au niveau de la raie H $\alpha$  (HD 189733b ; Jensen et al. 2012) et peut-être de la discontinuité de Balmer (HD 209458b ; Ballester et al. 2007). Cette dernière détection est aussi compatible avec de la diffusion Rayleigh par des molécules de dihydrogène (Lecavelier Des Etangs et al. 2008b). Des éléments plus lourds ont été identifiés à haute altitude dans l'atmosphère de HD 209458b, dans les raies de O I, C II et Si III (Vidal-Madjar et al. 2004 ; Linsky et al. 2010, Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010), de Si IV (Schlawin et al. 2010) et de Mg I (Vidal-Madjar et al. 2013), et dans la raie de Mg II dans l'exosphère de la très chaude WASP-12b (Fossati et al. 2010). De l'oxygène neutre et du carbone simplement ionisé ont également été observés dans l'exosphère de HD 189733b (Ben-Jaffel & Ballester 2013).

Les observations à haute résolution dans l'UV ne sont pas possibles depuis le sol, puisque le rayonnement est en grande partie absorbé par l'atmosphère terrestre. Pour l'instant HST est le seul télescope permettant d'observer dans toute la gamme de l'ultraviolet, mais cela devrait changer avec le lancement prévu pour 2016 de la mission WSO-UV, et le développement de futures missions comme UV-mag.

### 2.2.3.5 Rayons X

Cette gamme de hautes énergies s'étend de 0.1 à 10 nm environ. L'irradiation d'une planète par les rayons X de son étoile joue un rôle important dans l'état de son atmosphère, en particulier pour les planètes proches de leur étoile dont la haute atmosphère portée à des températures élevées peut subir des pertes de masse importantes (Lammer et al. 2003b; voir le chapitre 2.4.2). L'émission en X de l'étoile est aussi liée à son champ magnétique et aux propriétés du vent stellaire, qui peuvent interagir directement avec la magnétosphère et l'atmosphère de la planète (Llama et al. 2013).

Le transit d'une géante gazeuse peut en théorie être détecté par l'absorption photo-électrique des rayons-X stellaires dans les couches internes de l'atmosphère, si la densité d'hydrogène et d'éléments lourds est assez élevée. Seul le transit de HD 189733b a pour l'instant fait l'annonce d'une détection en rayons X (Poppenhaeger et al. 2013), mais sa confirmation nécessite cependant une étude plus complète. Dans ce but, j'ai proposé de nouvelles observations avec le spectropolarimètre NARVAL (sur le télescope Louis Blériot au Pic du Midi), afin de pouvoir reconstruire la distribution spatiale inhomogène de l'émission en rayons X de HD 189733 et l'utiliser pour interpréter correctement de nouvelles observations en X du transit planétaire<sup>9</sup>(Fig. 2.9). Ce programme d'observations, dont je suis co-investigateur, est dirigé par P.J. Wheatley et sera réalisé avec le télescope spatial XMM-Newton fin 2014 et début 2015.

## 2.3 Raies stellaires

### 2.3.1 Formation des raies spectrales

La lumière qui nous provient d'un milieu dépend de sa capacité à transmettre les photons qui le traverse, que cela soit les photons émis dans le milieu même ou ceux provenant d'une source extérieure. Cette propriété dépend de la profondeur optique  $\tau_\lambda$ , qui est fonction de la longueur d'onde et augmente avec la densité et l'épaisseur du milieu.

Nous allons nous intéresser ici aux étoiles, que l'on peut diviser en trois grandes régions : la photosphère, la chromosphère et la couronne. A basse altitude dans la photosphère le gaz est optiquement épais ( $\tau_\lambda \gg 1$ ), les photons parcourent de très faibles distances avant d'être absorbés et le milieu est proche des conditions de l'équilibre thermodynamique local. Le rayonnement émis par la photosphère ne dépend que de sa température effective, et suit la loi de Planck (la loi du corps noir). A plus haute altitude le gaz devient optiquement mince ( $\tau_\lambda \ll 1$ ), et laisse filtrer une partie du rayonnement continu de la photosphère d'intensité  $I_\lambda$ . Une couche de gaz de profondeur optique  $\tau_\lambda$  transmet un rayonnement d'intensité  $I_\lambda (1 - \tau_\lambda)$ , auquel s'ajoute son émission propre d'intensité  $S_\lambda \tau_\lambda$  ( $S_\lambda$  est l'intensité du rayonnement émis par une épaisseur élémentaire de gaz). Dans les régions supérieures de la photosphère et à la base de la chromosphère, la température est plus faible que dans la basse photosphère, et les atomes émettent moins de photons qu'il n'en reçoivent ( $I_\lambda > S_\lambda$ ). Par conséquent une couche de gaz absorbe plus de rayonnement qu'elle n'en émet, et aux longueurs d'onde où la profondeur optique est suffisamment élevée et varie rapidement avec la longueur d'onde on assiste à

9. en collaboration avec R. Fares, M. Jardine, A. Lecavelier des Etangs, J. Llama, A.A. Vidotto, P.J. Wheatley.

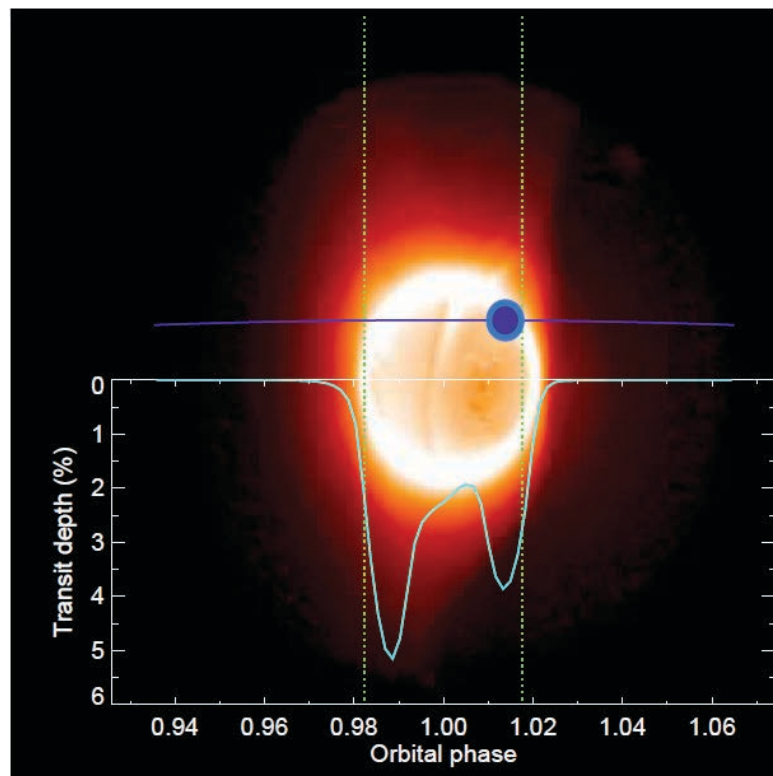


FIGURE 2.9: Simulation de l'émission en rayons X de la couronne de HD 189733 (l'intensité augmente du rouge sombre au blanc), et courbe de lumière (en bleu ciel) estimée du transit de la planète et de son atmosphère dense (représentée le long de son orbite en violet). Les traits verts indiquent les bornes du transit de la planète dans l'optique. On observe bien l'effet de l'éclaircissement centre-bord en rayons X (Sect. 2.3.1). Source : V. Bourrier, R. Fares et M. Jardine.

la formation de raies d'absorption spectrales où le flux est plus faible que dans le continu du corps noir d'intensité  $I_\lambda$ . A plus haute altitude dans la chromosphère, et surtout dans la couronne, la température augmente fortement. Une couche de gaz émet cette fois plus de photons qu'elle n'en absorbe ( $I_\lambda < S_\lambda$ ), et des raies d'émission spectrale d'intensité supérieure au continu se forment.

### 2.3.2 Effets centre-bord

Lorsque l'on observe une région donnée de l'étoile, on reçoit les photons émis par le gaz se trouvant sur la ligne de visée jusqu'à une profondeur optique de 1, puisque au-delà le gaz est opaque et ne laisse pas s'échapper les photons. Plus on se rapproche des limbes de l'étoile, c'est à dire les régions au bord du disque stellaire, plus la ligne de visée est inclinée par rapport à la normale à la surface de l'étoile. Dans une même couche de l'atmosphère stellaire, la colonne de densité et la profondeur optique sont donc plus élevés aux limbes, et une profondeur optique de 1 est atteinte à des altitudes plus élevées. L'émission d'une étoile de type solaire dans le visible provient principalement de la photosphère, dans laquelle la température diminue avec l'altitude : les limbes émettent moins de flux que le centre du disque stellaire, et on assiste à un "assombrissement centre-bord". En revanche dans la chromosphère (qui émet dans l'UV) et dans la couronne (qui émet des rayons X) la température augmente fortement avec l'altitude et on observe un "éclaircissement centre-bord".

### 2.3.3 Profil spectral et élargissement

La formation des différentes raies spectrales est liée aux variations d'opacité du milieu, c'est à dire aux différents mécanismes qui conduisent les électrons, atomes et molécules à interagir avec des photons à une longueur d'onde donnée. Par exemple dans le cadre du processus lié-lié, les électrons d'un atome restant dans le même état d'ionisation changent de niveaux d'excitation en fonction de l'énergie reçue. L'atome excité retourne dans son état fondamental en émettant des photons à une longueur d'onde correspondant à l'énergie de la transition. Les raies spectrales ne sont toutefois pas infiniment minces, c'est à dire que toute l'énergie n'est pas concentrée à une unique longueur d'onde, et leur profil est élargi.

L'élargissement microscopique se produit à l'échelle atomique et agit sur le profil intrinsèque de la raie. Les trois principaux mécanismes sont l'élargissement naturel, l'élargissement par agitation thermique et l'élargissement par effet de pression.

- L'élargissement naturel suit un profil lorentzien et vient du principe d'incertitude d'Heisenberg : parce que l'électron ne reste dans son état excité que pour un court instant, l'écart d'énergie de la transition associée n'est pas connu précisément et se traduit par une absorption/émission de photons sur une gamme de longueurs d'onde étendue.
- Selon l'effet Doppler-Fizeau, un observateur en mouvement par rapport à une source lumineuse perçoit les photons à une longueur d'onde différente de celle à laquelle ils ont été émis. Un atome en mouvement peut donc interagir avec des photons dont l'énergie n'est pas exactement celle de la transition entre deux états excités. Dans le cas d'un gaz, la température ambiante se traduit par un déplacement aléatoire des atomes dont les vitesses se répartissent en général selon une distribution de

Maxwell-Boltzmann. Projetée sur la ligne de visée, cette distribution se traduit ainsi par un élargissement Gaussien du profil atomique de raie.

- La collision avec un atome ou la proximité d'un électron peuvent modifier la durée de désexcitation d'un atome et augmenter l'incertitude de l'énergie émise, conduisant à un élargissement par effet de pression dont les effets sont similaires à l'élargissement naturel.

Le cumul de ces effets conduit à un profil atomique de Voigt, dont le coeur est dominé par l'élargissement Doppler avec des ailes lorentziennes amorties.

L'élargissement macroscopique ne modifie pas le profil intrinsèque d'une raie, mais redistribue l'énergie émise ou absorbée à différentes longueurs d'onde. En particulier la rotation propre d'une étoile implique que les différentes régions du disque stellaire se déplacent à des vitesses différentes par rapport à l'observateur, et émettent donc une même raie à différentes longueurs d'onde. L'observation de l'étoile non résolue spatialement produit une unique raie spectrale élargie par cet effet Doppler macroscopique (Chap. 3.3). D'autres effets comme les mouvements aléatoires du gaz à la surface de l'étoile (micro et macroturbulence) et les mouvements de convection peuvent modifier le profil spectral de certaines raies.

Par ailleurs, un instrument d'observation ne donne pas une image parfaite de la source lumineuse observée, et il se produit un effet d'élargissement instrumental. Dans le cas d'un spectrographe on définit le pouvoir de résolution spectral comme  $R = \lambda/\delta\lambda$ , où  $\delta\lambda$  est l'écart spectral minimum à la longueur d'onde  $\lambda$  pour que deux raies spectrales puissent être distinguées. La résolution du spectre observé dépend de la longueur d'onde et de la diffraction liée à la taille de la fente (pour un réseau), de la taille des pixels du détecteur et de la fonction d'étalement du point (*PSF* en anglais) du télescope qui traduit comment la lumière d'une source "ponctuelle" (par exemple une raie d'émission fine comme la raie du Thorium) est étalée.

### 2.3.4 La raie Lyman- $\alpha$

#### 2.3.4.1 Emission par la chromosphère stellaire

Dans l'ultraviolet, pour les étoiles de type solaire ou de type plus tardif, les raies d'émission chromosphériques dominent le continu stellaire (Sect. 2.2.3.4). La raie Lyman- $\alpha$ , qui correspond à la transition du premier niveau d'excitation de l'atome d'hydrogène, est la raie la plus brillante émise dans l'ultraviolet lointain à la longueur d'onde 1215.6702 Å (Fig. 2.10). Cette raie présente un profil en double pic car le profil élargi émis par l'hydrogène chaud dans la basse chromosphère stellaire est absorbé à haute altitude par de l'hydrogène plus froid, dont le profil d'absorption est plus étroit. L'hydrogène est l'élément le plus abondant dans les atmosphères des étoiles, mais aussi des planètes géantes, et l'atmosphère de ces dernières peut absorber une quantité importante du flux stellaire observé pendant le transit planétaire. L'analyse de cette absorption permet de remonter à de nombreuses informations sur les propriétés atmosphériques.

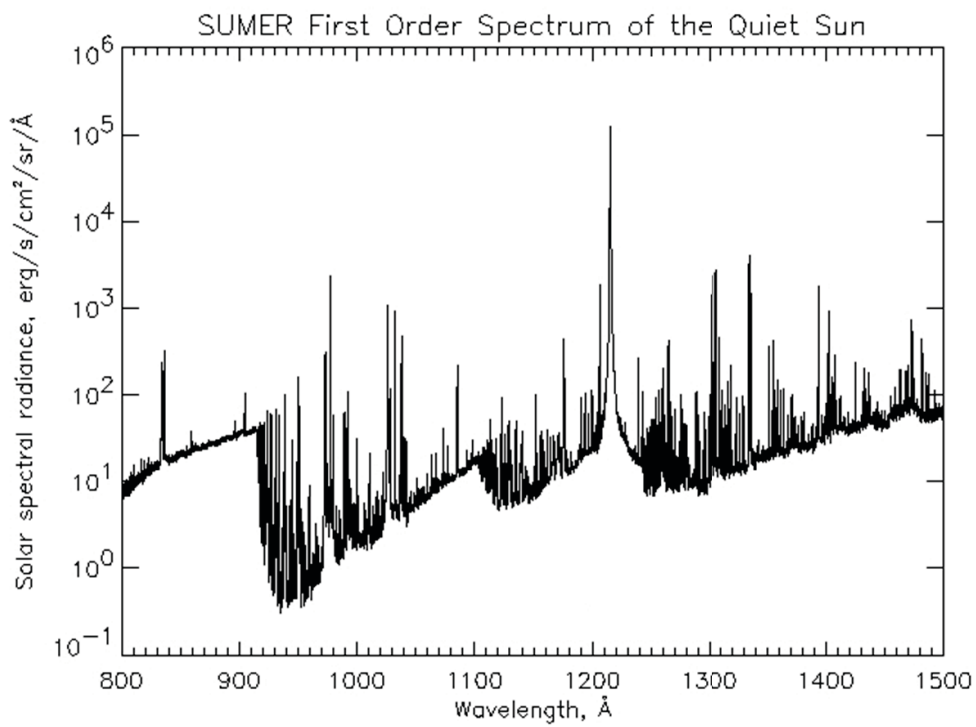


FIGURE 2.10: Spectre du Soleil dans l'UV, observé avec l'instrument SUMER du télescope SOHO. La raie Lyman- $\alpha$  à 1275.67 Å se distingue par sa forte émission. Source : SOHO/SUMER consortium

### 2.3.4.2 Absorption par l’atmosphère planétaire

La raie Lyman- $\alpha$  observée avec le spectrographe STIS de HST peut être résolue spectralement. En comparant le spectre mesuré pendant le transit d’une planète avec un spectre stellaire de référence on peut donc analyser les variations de la profondeur d’absorption avec la longueur d’onde au sein même de la raie. D’une part la profondeur d’absorption est liée à la distribution spatiale des atomes d’hydrogène dans l’atmosphère planétaire ; d’autre part en convertissant les longueurs d’onde relatives au centre de la raie en vitesses Doppler sur la ligne de visée (une vitesse négative correspond à un atome se dirigeant vers l’observateur), on peut étudier la dynamique de ces atomes.

Prenons l’exemple d’un Jupiter chaud dont la thermosphère irradiée est portée à une température moyenne de 7000 K, et s’étend à de très hautes altitudes, son exobase<sup>10</sup> se trouvant à trois rayons planétaires. La raie d’absorption en Lyman- $\alpha$  de cette thermosphère est montrée dans la figure 2.11. Le spectre d’absorption de la thermosphère dans le régime collisionnel est la cumulation des profils spectraux locaux de Voigt des éléments du gaz, soumis aux processus d’élargissement détaillés dans la section 2.3.3. Le profil est centré sur la vitesse de groupe de l’atmosphère sous l’exobase, qui est celle de la planète à laquelle elle est liée gravitationnellement (ici la planète est au centre de son transit, sur une orbite circulaire, et sa vitesse radiale est nulle). Le niveau de saturation du profil d’absorption, c’est à dire sa profondeur maximale, correspond à la surface stellaire occultée par l’atmosphère lorsque celle-ci est entièrement opaque au rayonnement de l’étoile (jusqu’à une altitude  $R_{\text{atm}}$ ). Il est donc donné par  $(R_{\text{atm}}/R_*)^2$ , soit ici  $\sim 21\%$ . Pour que l’absorption sature il faut que les densités de colonne d’hydrogène soient assez élevées. Pour des densités de colonne supérieures à  $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  l’élargissement naturel va également produire de l’absorption loin dans les ailes de la raie, au-delà de la plage de vitesses due à l’agitation thermique (on parle alors d’ailes d’amortissement, ou *Damping wings* en anglais).

Dans l’exemple de la figure 2.11, du gaz s’étend au dessus de l’exobase : il couvre une surface plus large et augmente le niveau de saturation de l’absorption (voir Sect. 2.4). Une partie des atomes d’hydrogène, libérés de l’attraction planétaire et du régime collisionnel de l’atmosphère, peut être soumise à des trajectoires indépendantes et peut se déplacer à de grandes vitesses par rapport à l’étoile. Leur profil d’absorption se trouve alors dans une région spectrale différente de celui de l’atmosphère (en l’occurrence dans l’aile bleue de la raie, montrant que ces atomes se déplacent vers l’observateur), et sa largeur dépend de la dispersion macroscopique (et non plus thermique) des vitesses.

### 2.3.4.3 Observation

Le profil d’absorption observé au niveau de la Terre, même depuis l’espace, ne ressemble pas tout à fait à celui montré dans la section précédente (Fig. 2.11 et 2.12). Les éléments dont on cherche à analyser l’absorption dans l’atmosphère exoplanétaire peuvent être présents dans le milieu interstellaire (MIS) et produire une absorption élevée qui dépend de la colonne de densité du ou des nuages de gaz interstellaires, de leurs vitesses radiales et de leurs températures et agitation macroscopique. L’absorption par le MIS dépend de la ligne de visée, et donc de l’étoile observée. Les régions centrales de la raie Lyman- $\alpha$  sont complètement absorbées par l’hydrogène abondant du MIS (Wood

10. La limite entre le régime fluide et le régime sans collisions.

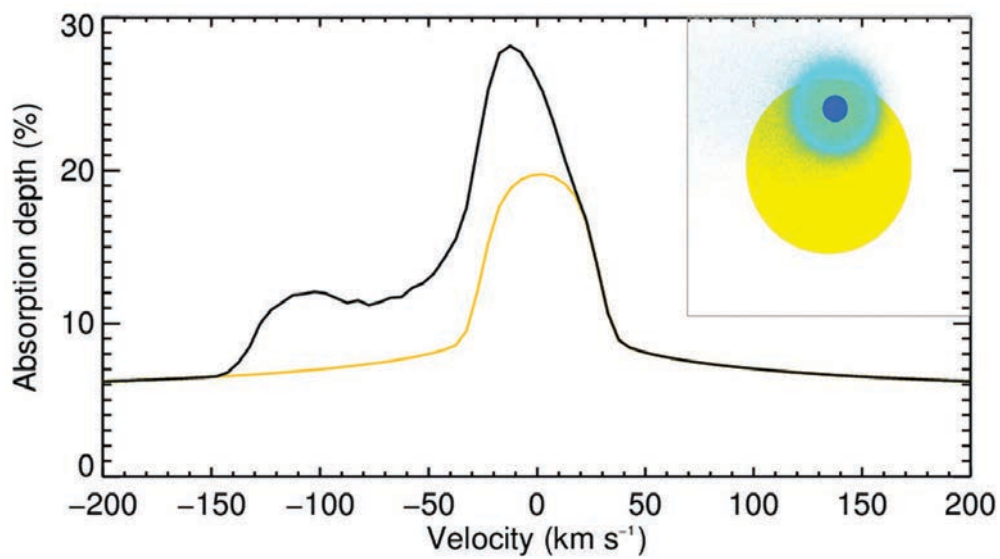


FIGURE 2.11: Profil d'absorption d'un Jupiter chaud dans la raie Lyman- $\alpha$  (ligne noire). Le profil spectral de l'atmosphère sous l'exobase (ligne orange et zone bleue dans l'encart) est élargi par sa haute température, et proche du niveau de saturation en raison de sa haute densité, qui est également responsable de l'absorption élevée dans l'ensemble des ailes (le disque planétaire seul, en bleu sombre dans l'encart, n'occulte que 2.4% du disque stellaire). A haute altitude, les atomes suivent des trajectoires indépendantes et différents nuages de gaz produisent des signatures d'absorption localisées dans l'aile bleue de la raie.



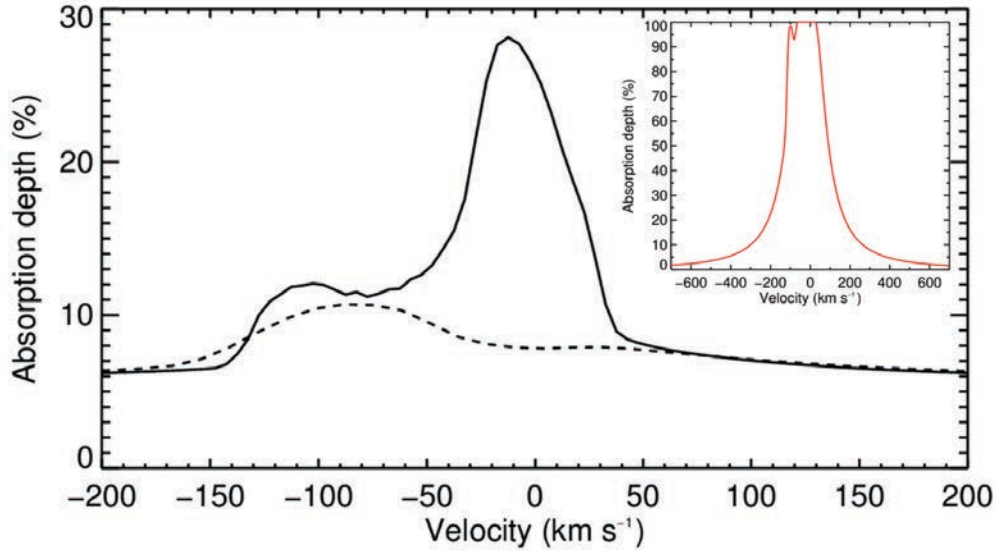


FIGURE 2.12: Profil d'absorption en Lyman- $\alpha$  montré dans la Figure 2.11, tel qu'il serait observé à proximité de la planète (ligne noire pleine) et au niveau de la Terre avec HST (ligne noire pointillée). La différence entre les deux profils s'explique par l'absorption du milieu interstellaire, dont le profil est montré dans l'encart en haut à droite. Une partie de l'information sur l'absorption atmosphérique est perdue en raison notamment de l'absorption saturée du MIS au centre de la raie, et cette zone ne doit pas être prise en compte dans l'analyse des données.

et al. 2005), et plus faiblement par le deuterium (le ratio D/H est de l'ordre de  $10^{-5}$ ; *e.g.*, Hébrard & Moos 2003). Dans le cas d'observations avec HST, qui se trouve en orbite basse autour de la Terre, la mesure du flux stellaire au centre de la raie Lyman- $\alpha$  est de plus perturbée par l'émission de l'hydrogène présent dans la géocouronne terrestre (Vidal-Madjar et al. 2003), avec de fortes variations saisonnières, voire journalières. Pour pouvoir comparer les observations avec des valeurs théoriques, il faut donc calculer un spectre de référence stellaire éventuellement absorbé par la planète et son atmosphère, diminuer le spectre de l'absorption du MIS et le convoluer par la fonction d'élargissement instrumentale.

## 2.4 Echappement atmosphérique

Dans cette section nous allons nous intéresser aux principaux mécanismes par lesquels l'atmosphère d'une exoplanète peut perdre du gaz, à savoir les échappements thermiques (de Jeans et hydrodynamique) et les échappements non-thermiques. Nous ne parlerons pas de l'effet "ponctuel" des impacts météoritiques.

### 2.4.1 Echappement thermique de Jeans

Pour des températures inférieures à une valeur critique, la distribution des vitesses des particules d'un gaz dans l'atmosphère d'une planète est isotropique et déterminée par la température du gaz et la masse des ses particules. Les particules dont les vitesses sont

supérieures à la vitesse d'échappement de la planète, dans la "queue" de cette distribution de Maxwell-Boltzmann, peuvent s'échapper au niveau de l'exobase (la limite entre le régime fluide et non-collisionnel à la base de l'exosphère). Ce mécanisme d'échappement est appelé échappement de Jeans. Pour Mars par exemple, l'échappement de Jeans est le mécanisme dominant et entraîne la perte d'environ 250 grammes d'hydrogène par seconde (Lammer et al. 2003a). Pour des particules lourdes, ou une planète massive loin de son étoile, l'efficacité de ce mécanisme diminue : même l'hydrogène ne peut s'échapper d'une géante gazeuse froide comme Jupiter. Mais qu'en est-il pour un Jupiter chaud ?

En utilisant la formule de l'échappement de Jeans, la masse de gaz perdue par seconde au niveau de l'exobase s'écrit :

$$\dot{M}_{\text{Jeans}} = 2 \sqrt{\pi} r_{\text{exo}}^2 n_{\text{exo}} m v_T (1 + \lambda_{\text{exo}}) e^{-\lambda_{\text{exo}}}. \quad (2.3)$$

avec  $r_{\text{exo}}$  l'altitude de l'exobase,  $n_{\text{exo}}$  la densité du gaz à l'exobase,  $m$  la masse d'un atome du gaz,  $v_T$  la vitesse thermique (la vitesse la plus probable des atomes du gaz),  $v_{\text{esc}}$  la vitesse d'échappement et  $\lambda_{\text{exo}} = v_{\text{esc}}^2 / v_T^2$  le paramètre de Jeans (Chamberlain & Hunten 1987). Prenons le cas du Jupiter chaud HD 209458b, supposé isolé gravitationnellement, en fixant l'exobase à deux rayons planétaires, une densité d'hydrogène à cette altitude de  $10^{14} \text{ m}^{-3}$  et une température  $T=10000 \text{ K}$  (voir par exemple Koskinen et al. 2013a). Dans ce cas on obtient  $v_T=12.8 \text{ km s}^{-1}$  et  $v_{\text{esc}}=29.8 \text{ km s}^{-1}$ , c'est à dire  $\lambda_{\text{exo}}=5.4$  et un taux  $\dot{M}_{\text{Jeans}} \sim 9 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$ . En supposant HD 209458b principalement composée d'hydrogène ( $M=0.69 M_{\text{jup}}$ ), la planète n'aurait perdu qu'un millième de sa masse initiale en 5 milliards d'années.

Cependant, avec  $\lambda_{\text{exo}}$  proche de 1, l'atmosphère est à la limite des conditions physiques de l'échappement de Jeans (par exemple Volkov et al. 2011). Il en résulte que si l'on tient compte de l'effet gravitationnel dû à la proximité de l'étoile-hôte, l'atmosphère d'un Jupiter chaud se trouve dans des conditions qui ne peuvent être décrites par l'échappement de Jeans.

## 2.4.2 Echappement hydrodynamique

La possibilité que l'atmosphère des planètes proches de leurs étoiles puisse subir un échappement significatif a été envisagée peu de temps après la découverte de 51 Peg b (Burrows & Lunine 1995 ; Guillot et al. 1996). L'atmosphère de ces planètes est composée majoritairement d'hydrogène et soumise à une forte irradiation stellaire ; dans ces conditions, la vitesse thermique du gaz se rapproche de la vitesse d'échappement et l'atmosphère passe d'un état stratifié, hydrostatique, à un état hydrodynamique dans lequel elle s'étend avec une vitesse de groupe pouvant atteindre plusieurs kilomètres par seconde.

### 2.4.2.1 Observations

Les observations en transit de la raie Lyman- $\alpha$  de HD 209458b ont montré que l'atmosphère d'hydrogène de ce Jupiter chaud occultait une surface importante du disque stellaire (Vidal-Madjar et al. 2003 ; Ben-Jaffel 2008 ; Vidal-Madjar et al. 2008 ; Ehrenreich et al. 2008). Bien que différents scénarios aient été envisagés pour expliquer les caractéristiques de cette signature d'absorption (Sect. 2.4.3), tous concluent que l'exosphère de HD 209458b doit s'étendre au-delà du lobe de Roche de la planète, où l'hydrogène est alors libéré de l'influence gravitationnelle de la planète. Depuis 2003, de l'hydrogène a

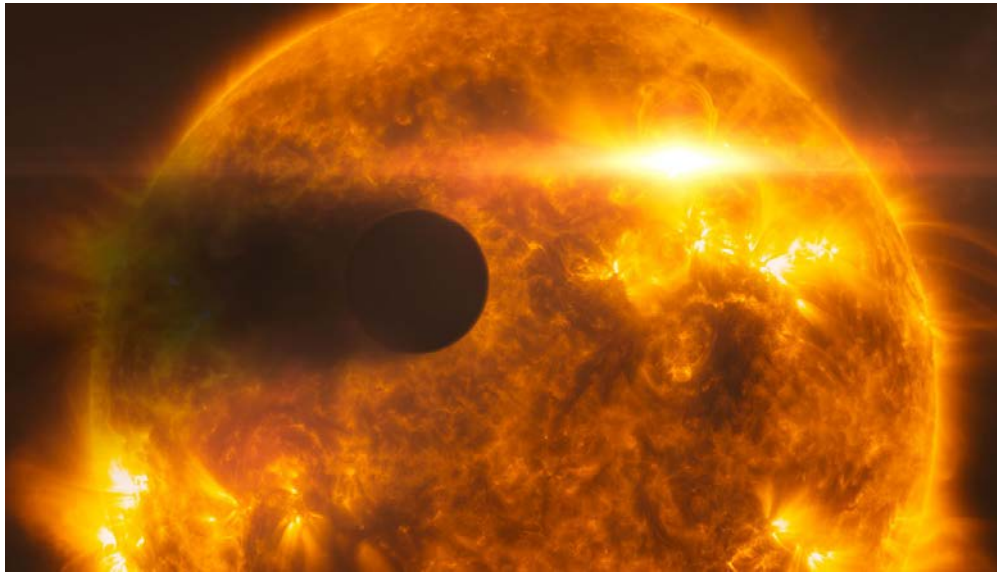


FIGURE 2.13: Vue d'artiste du nuage d'hydrogène s'échappant de HD 189733b. Source : ESA/Hubble

été observé s'échappant des atmosphères d'autres planètes, le Jupiter chaud HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2010 ; Lecavelier des Etangs et al. 2012 ; Fig. 2.13) et le Neptune chaud GJ436b (Kulow et al. 2014), et des éléments lourds ont été détectés dans les exosphères étendues de plusieurs Jupiters chauds (Sect. 2.2.3.4). Même si un dépassement du lobe de Roche n'est pas nécessaire, ces observations montrent que les atmosphères de ces planètes subissent l'expansion hydrodynamique qui permet au gaz emmené à haute altitude de subir un échappement massif appelé "évaporation", ou "blow-off" (Vidal-Madjar et al. 2004).

#### 2.4.2.2 Mécanisme

Lammer et al. (2003b) a montré que les températures atmosphériques nécessaires à l'expansion hydrodynamique ne peuvent être atteintes grâce à l'énergie reçue aux longueurs d'onde optiques. Le rayonnement optique est absorbé dans la basse atmosphère, où la mesure avec Spitzer de la température effective de HD 209458b a par exemple montré une valeur de l'ordre de 1100 K (Deming et al. 2005). En revanche le chauffage et l'ionisation de l'hydrogène par le rayonnement stellaire dans le domaine des X et de l'extrême ultra-violet (EUV) peuvent conduire à des températures de l'ordre de 10000 K dans la thermosphère (Lecavelier des Etangs et al. 2004 ; Yelle 2004). Les couches supérieures de l'atmosphère s'étendent alors dans un mouvement d'ensemble vers de très hautes altitudes tandis que la température du gaz diminue et que sa vitesse augmente, jusqu'à atteindre plusieurs kilomètres par secondes au niveau de l'exobase (García Muñoz 2007 ; Koskinen et al. 2013a). Les collisions dans ce flot d'hydrogène permettent à des espèces lourdes comme l'oxygène et le carbone de se retrouver à haute altitude. Le fait que l'atmosphère s'étende hydrodynamiquement ne signifie pas forcément qu'elle va s'échapper massivement (Tian et al. 2008a,b) : pour cela il faut que sa vitesse de groupe au niveau de l'exobase soit supérieure à la vitesse de libération, ou que l'exobase soit au

niveau du lobe de Roche (c'est à dire le cas extrême où la vitesse de libération est nulle), ou bien qu'un mécanisme non thermique érode les couches supérieures de l'atmosphère au niveau de l'exobase (voir Sect. 2.4.3).

L'ensemble du rayonnement X/EUV reçu par les planètes ne peut être entièrement mesuré depuis la Terre à cause de l'absorption du MIS très importante à ces longueurs d'onde. Il doit donc être estimé indirectement à partir des propriétés stellaires et de mesures partielles (Sanz-Forcada et al. 2011; Linsky et al. 2014), ou en utilisant les raies très excitées du lointain UV (Louden et al., en prep.). Par ailleurs la manière dont l'énergie stellaire contribue effectivement à l'échappement dans l'atmosphère reste peu comprise. Dans le régime "limité par l'énergie" souvent adopté par souci de simplicité, l'énergie X/EUV stellaire est uniquement convertie - avec un pourcentage d'efficacité fixé - en énergie potentielle pour échapper à la gravité planétaire. Cette efficacité peut fortement varier d'une planète à une autre (elle est estimée à moins de 60% pour les Jupiters chauds par Lammer et al. (2009) mais par exemple HD 209458b montre des signes d'une super-efficacité) et varie avec l'âge de la planète (Owen & Wu 2013). Quand l'irradiation est particulièrement élevée, par exemple dans les premiers âges du système planétaire où l'étoile émet fortement en X, l'échappement n'est plus limité par la quantité d'énergie reçue car celle-ci est en partie réémise sous forme radiative ou utilisée pour les recombinaisons d'éléments ionisés (Murray-Clay et al. 2009; Owen & Jackson 2012).

### 2.4.2.3 Evolution

L'échappement hydrodynamique est l'un des phénomènes qui peuvent affecter profondément la nature d'une exoplanète. Il existe cependant peu de cas observés, principalement à cause de la faible brillance des étoiles-hôtes et du signal-sur-bruit élevé nécessaire pour détecter l'absorption du gaz échappé. Le nombre de cas est donc trop faible pour étudier directement l'échappement atmosphérique en fonction du type et de l'âge des planètes. Malgré cela l'état d'évaporation, et l'évolution conjointe de l'échappement avec la structure de l'atmosphère, peuvent être évalués pour l'ensemble de la population exoplanétaire dans le régime limité par l'énergie (Lecavelier des Etangs 2007; Ehrenreich & Desert 2011; Jackson et al. 2012) ou pour des types particuliers de planètes à l'aide de modèles plus complexes (Kurokawa & Nakamoto 2014). Des géantes gazeuses comme HD 189733b et HD 209458b perdent leur atmosphère à un rythme de plusieurs milliers de tonnes par secondes, mais elles sont si massives que cela ne représente que quelques pour cent de leur masse totale sur leur durée de vie. De fait, de nombreux Jupiters chauds sont observés alors même qu'ils se trouvent dans les conditions favorables à un échappement hydrodynamique (Lammer et al. 2009). Ce mécanisme a un effet plus important sur les planètes peu massives, proches de leur étoile et fortement irradiées en X/EUV (par exemple autour d'étoiles chaudes). Il pourrait ainsi expliquer le manque de planètes de type Neptune à courte période (inférieures à 3 jours) observé dans la population exoplanétaire (Beugé & Nesvorný 2013). Même dans le cas du Système solaire, l'échappement hydrodynamique provoqué par le Soleil jeune pourrait être à l'origine de la faible quantité d'eau observée aujourd'hui dans l'atmosphère de Vénus (Kasting & Pollack 1983), ou de la perte d'une atmosphère terrestre primitive riche en hydrogène (Genda & Ikoma 2008). Des exoplanètes terrestres beaucoup plus irradiées comme les super-Terres CoRoT-7 b et Kepler-10b (Sec. 1.2.2), ou les sub-Terres qui orbitent autour de la post-géante rouge Kepler-70 (Charpinet et al. 2011), pourraient

être des résidus de planètes dont l’atmosphère s’est complètement évaporée (les planètes *Chtonien*nes ; Hébrard et al. 2004, Lecavelier des Etangs et al. 2004; Lecavelier des Etangs 2010).

### 2.4.3 Echappement non-thermique et dynamique du gaz échappé

#### 2.4.3.1 Débordement du lobe de Roche

Même sans expansion hydrodynamique, il est possible que les forces de marée de l’étoile et des températures élevées fassent “déborder” l’atmosphère d’une exoplanète au-delà de son lobe de Roche, auquel cas il se produit un échappement du gaz libéré de l’attraction planétaire (Lecavelier des Etangs et al. 2004 ; Erkaev et al. 2007 ; Lammer et al. 2013). Ce débordement peut également se produire lorsque la planète perd suffisamment de masse sous l’effet de l’échappement pour que l’altitude de son lobe de Roche diminue et passe au-dessous de l’exobase (Baraffe et al. 2004 ; Kurokawa & Kaltenegger 2013). Les pertes de masse sont amplifiées le long de l’axe étoile/planète (Lecavelier des Etangs et al. 2004 ; Erkaev et al. 2007), et le gaz débordant du lobe de Roche peut être accréteé vers l’étoile au niveau du point de Lagrange L1 s’il n’est pas repoussé par le vent stellaire ou la pression de radiation (Lai et al. 2010 ; Bisikalo et al. 2013 ; Chap. 5).

#### 2.4.3.2 Erosion par le vent stellaire

Un atome neutre dans l’exosphère d’une planète peut subir un échange de charge avec un proton du vent stellaire. Ces protons possèdent des vitesses plus élevées que le gaz s’échappant de l’atmosphère, et en lui arrachant un électron ils deviennent des atomes d’hydrogène neutre énergétique (*ENA*) tout en conservant les propriétés du vent stellaire (en particulier sa distribution de vitesse). On peut donc remonter à ces propriétés grâce à l’analyse des signatures d’absorption en Lyman- $\alpha$  générées par la population d’hydrogène neutre nouvellement créée (Ekenbäck et al. 2010 ; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010 ; Chap. 5). Les ions atmosphériques produits par les échanges de charge peuvent échapper à l’environnement planétaire grâce à l’accélération impartie par les champs électromagnétiques portés par le vent stellaire. Il s’agit du phénomène du “pick-up” (Moebius et al. 1985), efficace pour les atmosphères actuelles de Vénus et de Mars non protégées par une magnétosphère (Lundin 2011), et étudié de façon théorique par Kislyakova et al. (2014) pour les super-Terres Kepler-11. Les échanges de charge sont favorisés par l’extension hydrodynamique de l’atmosphère, moins dense à haute altitude et offrant une plus large surface d’interaction au vent stellaire. Les protons stellaires ont également plus de chances d’être bloqués par une éventuelle magnétosphère planétaire ou ionopause à basse altitude.

#### 2.4.3.3 Pression de radiation

La pression de radiation stellaire a un effet majeur sur la géométrie et la dynamique des atmosphères étendues, en accélérant le gaz échappé jusqu’à plusieurs dizaines de kilomètres par seconde, formant ainsi un nuage pouvant atteindre plusieurs dizaines de rayons planétaires (Chap. 5). Bien que cet aspect n’ait pas encore été étudié en détail, il semble possible qu’une quantité importante de gaz puisse échapper à l’attraction

planétaire grâce à la pression de radiation, même si les atomes soumis à un échappement hydrodynamique - ou à plus forte raison à un échappement de Jeans - n'ont initialement pas une vitesse assez élevée. L'effet de la pression de radiation est généralement sous-estimé ou approximé dans les études d'atmosphères étendues, et nous détaillons son principe dans l'annexe C. On retiendra principalement que cette force est proportionnelle au flux stellaire dans une raie donnée, et agit sur des atomes en fonction de leur vitesse Doppler par rapport au centre de cette raie.

#### 2.4.4 Echappement et absorption

Grâce aux différents mécanismes d'échappement que nous venons d'évoquer, du gaz atmosphérique peut se retrouver loin de la planète et absorber une quantité suffisante de flux stellaire pour être détecté lors du transit. Pour les planètes gazeuses et certaines planètes rocheuses, l'hydrogène est un bon traceur atmosphérique en raison de son abondance, sa facilité à s'échapper, et le fait que la raie Lyman- $\alpha$  soit la plus brillante des raies stellaires dans l'UV. Les signatures d'absorption dépendent des propriétés du gaz, en particulier sa distribution spatiale et sa dynamique, qui sont modifiées par les processus d'échappement. Plusieurs de ces mécanismes peuvent contribuer au profil d'absorption observé depuis la Terre, qui peut aussi être élargi de façon naturelle (Sect. 2.3.3) ou instrumentale, être partiellement absorbé par le milieu interstellaire (Sect. 2.3.4.2), ou être perturbé par l'activité stellaire. Il arrive donc qu'une même observation puisse être interprétée de différentes façons (voir par exemple le cas de l'hydrogène autour de HD 209458b ; Vidal-Madjar et al. 2003 ; Ben-Jaffel 2007 ; Ben-Jaffel 2008 ; Vidal-Madjar et al. 2008 ; Holmström et al. 2008 ; Lecavelier Des Etangs et al. 2008a ; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010), et l'analyse du profil d'absorption nécessite de bien distinguer les différents phénomènes entrant en jeu.



## Chapitre 3

# Mesure de l’alignement d’un système planétaire

Ce qui est incompréhensible,  
c’est que le monde soit  
compréhensible.

---

ALBERT EINSTEIN

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>La Fonction de Corrélation Croisée : un profil spectral moyen</b>	<b>46</b>
<b>3.2</b>	<b>L’effet Rossiter-Mac Laughlin . . . . .</b>	<b>46</b>
<b>3.3</b>	<b>La tomographie du transit . . . . .</b>	<b>48</b>

---



### 3.1 La Fonction de Corrélation Croisée : un profil spectral moyen

En mesurant le flux émis par une étoile dans le visible, avec un spectrographe comme HARPS ou SOPHIE, on a accès à des milliers de raies affectées par les variations de vitesse radiale de l’étoile. Celles-ci sont dues au mouvement képlérien de l’étoile autour du barycentre du système qu’elle forme avec un compagnon planétaire. En comparant le spectre observé avec un masque de référence correspondant au type de l’étoile, on crée un profil de raie moyen des raies stellaires couramment appelé CCF (pour *cross-correlation function*, en anglais; voir la Fig. 3.2). Si le nombre de raies stellaires est assez élevé pour suivre la loi des grands nombres, et que leur profil ne présente pas de déformations importantes (par exemple dans le cas d’un fort élargissement par rotation ou pour une étoile de type naine-M), la CCF peut être ajustée par un profil gaussien qui fournit la mesure de la vitesse radiale de l’étoile. Le profil de la CCF est élargi par la rotation de l’étoile (Sect. 2.3.3) : une moitié du disque stellaire se déplace vers l’observateur et sa lumière est décalée vers le bleu, tandis que l’émission de l’autre moitié est décalée vers le rouge. Plus une région est distante de l’axe de rotation (vu projeté sur le plan du ciel depuis la Terre), plus elle émet des raies à des vitesses Doppler éloignées de la vitesse radiale de l’étoile, et le profil de la CCF est d’autant plus élargi que la vitesse de rotation de l’étoile est élevée. Les ailes du profil peuvent être affectée par l’assombrissement centre-bord (Sect. 2.3.1).

### 3.2 L’effet Rossiter-Mac Laughlin

Pendant le transit, la planète occulte des régions de l’étoile qui se déplacent à des vitesses radiales différentes. La résolution de spectrographes comme SOPHIE et HARPS est assez élevée pour pouvoir résoudre spectralement cette signature d’absorption dans le profil des raies stellaires. Cela introduit une distorsion dans le profil de la CCF, et un déplacement apparent de la vitesse radiale de l’étoile que l’on appelle l’anomalie Rossiter McLaughlin (RM) (Holt 1893; Rossiter 1924; McLaughlin 1924).

Prenons l’exemple de la figure 3.1, dans lequel la planète orbite autour de son étoile dans le même sens que celle-ci tourne sur elle-même. Le transit débute par l’occultation de la partie “bleue” de l’étoile, donnant l’impression que celle-ci se déplace plus vers le rouge qu’en réalité, c’est à dire qu’elle s’éloigne de l’observateur. L’anomalie se traduit donc par une vitesse radiale apparente plus élevée. On peut ainsi déterminer si l’orbite d’une planète est prograde, comme dans cet exemple, ou rétrograde.

En comparant les mesures de vitesse radiale à un modèle théorique de l’anomalie RM (voir par exemple Ohta et al. 2005; Giménez 2006), on peut contraindre un certain nombre de caractéristiques de la planète et de l’étoile. En particulier la forme de l’anomalie dépend du paramètre d’impact  $b$  (Sect. 2.1.2) et de l’obliquité  $\lambda$ , c’est à dire l’angle entre l’axe de rotation de l’étoile et la normale au plan orbital de la planète projetés sur le plan du ciel. Dans le cas d’un système aligné, comme dans le panneau de gauche de la figure 3.1, la planète occulte les parties bleue et rouge de l’étoile pendant les mêmes durées, et l’anomalie RM est symétrique. C’est aussi le cas si  $b$  est proche de 0, indépendamment de la valeur de  $\lambda$ . En revanche si  $b$  est non nul et  $\lambda$  élevé l’anomalie est asymétrique comme dans le panneau de droite où le transit de la planète l’amène

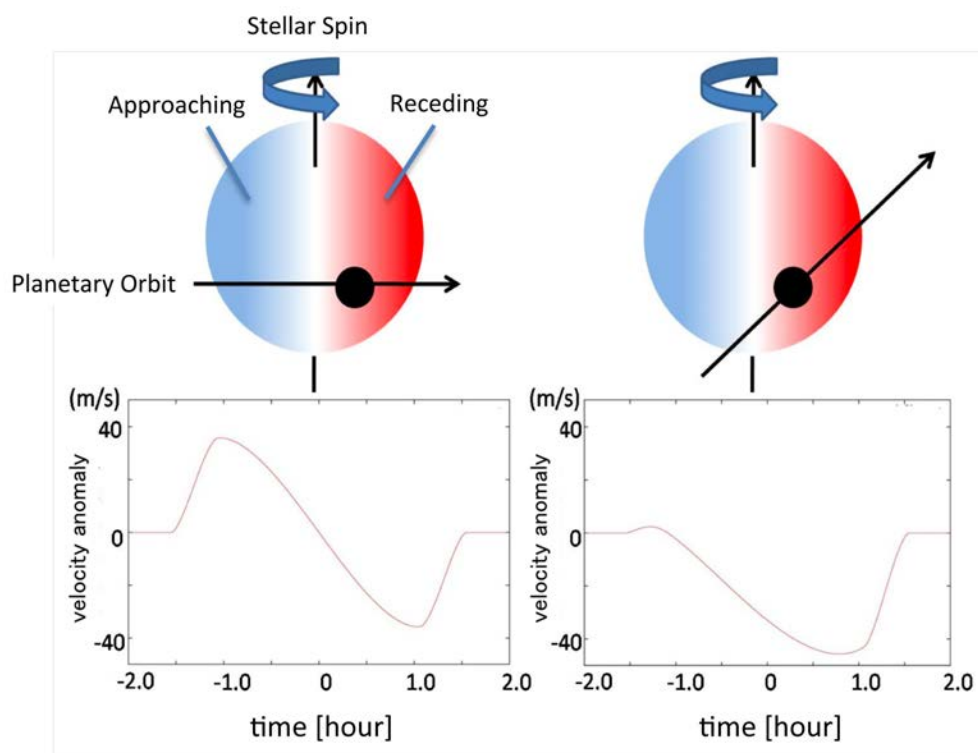


FIGURE 3.1: Schéma de l'anomalie Rossiter-MacLaughlin. Pendant son transit, la planète occulte des régions de l'étoile en rotation qui se déplacent à des vitesses radiales différentes. Par exemple si l'occultation se produit dans une région de l'étoile qui émet dans le "rouge", l'étoile semble émettre un peu plus dans le bleu et sa vitesse radiale apparente diminue. Source : Subaru Telescope, National Astronomical Observatory of Japan (NAOJ)

principalement à occulter la partie rouge.

L'amplitude de l'anomalie RM est proportionnelle à la vitesse de rotation de l'étoile projetée sur la ligne de visée, à la portion de surface stellaire occultée par la planète et à la distance de celle-ci à l'axe de rotation de l'étoile. Elle est donc maximale au moment de l'immersion ou de l'émersion. Remarquons que si la photométrie du transit permet de contraindre relativement facilement la taille de la planète relative à celle de l'étoile, ainsi que son paramètre d'impact, la mesure de l'inclinaison de l'étoile sur la ligne de visée est plus difficile (on peut utiliser par exemple l'astérosismologie ; [Chaplin et al. 2013](#)). On n'a donc pas accès a priori à l'obliquité et à la vitesse de rotation équatoriale non projetés ([Fabrycky & Winn 2009](#)).

Enfin, si suffisamment de mesures de vitesse radiale sont prises pendant l'immersion et l'émersion de la planète, on peut contraindre les paramètres de l'assombrissement centre-bord, puisque au début et à la fin du transit la planète occulte les limbes de l'étoile (Sect. [2.3.1](#)).

### 3.3 La tomographie du transit

La mesure de la vitesse radiale à l’aide d’un fit gaussien est adaptée au profil symétrique de la CCF en dehors du transit. L’utilisation de cette méthode pendant le transit de la planète, qui crée une asymétrie variable dans le temps dans le profil de la CCF, introduit une erreur systématique dans la mesure dont l’amplitude augmente avec des vitesses de rotation stellaire élevées (par exemple Winn et al. 2005). Ces erreurs conduisent à surestimer la vitesse de rotation stellaire projetée, d’autant plus qu’elle est élevée (Hirano et al. 2010), et introduisent un biais dans la mesure de l’obliquité à faible paramètre d’impact, où elle dépend fortement de l’amplitude de l’anomalie. Il est possible d’éviter en partie ces biais en utilisant une formule analytique de l’anomalie RM basée sur un modèle plus précis du profil de raie stellaire pendant et en dehors du transit, et prenant en compte les spécificités de l’instrument de mesure et de la réduction des données (Boué et al. 2013). Alternativement la méthode de la tomographie Doppler, appliquée pour la première fois au cas des exoplanètes par Collier Cameron et al. (2010a), consiste à modéliser directement la signature de la planète dans le profil de la CCF. Nous allons décrire ici le principe de cette méthode.

Pour mettre en oeuvre la méthode de la tomographie Doppler, un profil théorique de la CCF est construit à partir du profil de raie moyen gaussien, affecté par l’élargissement rotationnel et instrumental ainsi que l’assombrissement centre bord, et du profil d’absorption de la planète. Les observations en dehors du transit servent à définir le profil stellaire théorique, qui est comparé aux observations pendant le transit pour tracer “l’ombre Doppler” de la planète, c’est-à-dire le déplacement en vitesse radiale de sa signature d’absorption pendant le transit (Fig. 3.2). Cette vitesse est liée à la trajectoire de la planète devant le disque stellaire, c’est à dire à l’inclinaison de son plan orbital (donc l’obliquité) et au paramètre d’impact. La profondeur de la signature est proportionnelle à la surface de la planète, et sa forme est liée au profil intrinsèque des raies stellaires.

En modélisant séparément le profil moyen de raie et celui de la signature planétaire, cette méthode permet de mesurer directement la largeur du profil stellaire intrinsèque. Dans le cas d’une étoile en rotation rapide, les différentes régions de l’étoile occultées par la planète sont associées à des vitesses radiales très différentes. La résolution en vitesse du spectrographe se traduit indirectement par une résolution spatiale plus élevée du disque stellaire, et des vitesses de rotation élevées favorisent donc la détection de la signature de la planète dans la CCF et la reconstruction de sa trajectoire devant le disque. La méthode de la tomographie est donc particulièrement adaptée aux étoiles à rotation rapide, généralement jeunes comme WASP-33 dans la Fig. 3.2, et complémentaire de l’analyse de l’anomalie RM en vitesse radiale dont nous avons vu qu’elle est alors affectée par des erreurs systématiques. La tomographie a également l’avantage de briser la dégénérescence qui existe entre la vitesse de rotation stellaire et l’angle spin-orbite lorsque le paramètre d’impact est faible dans l’ajustement de l’anomalie RM en vitesse radiale (Sect. 3.2).

Notons qu’il existe d’autres méthodes pour mesurer l’obliquité, en utilisant par exemple le passage d’une planète devant des taches stellaires (Sanchis-Ojeda et al. 2012), en mesurant l’inclinaison de l’étoile sur la ligne de visée par astérosismologie (Chaplin et al. 2013), en utilisant l’effet de l’assombrissement par la gravité (Barnes 2009 ; Szabó et al. 2011), ou par interférométrie (Le Bouquin et al. 2009).

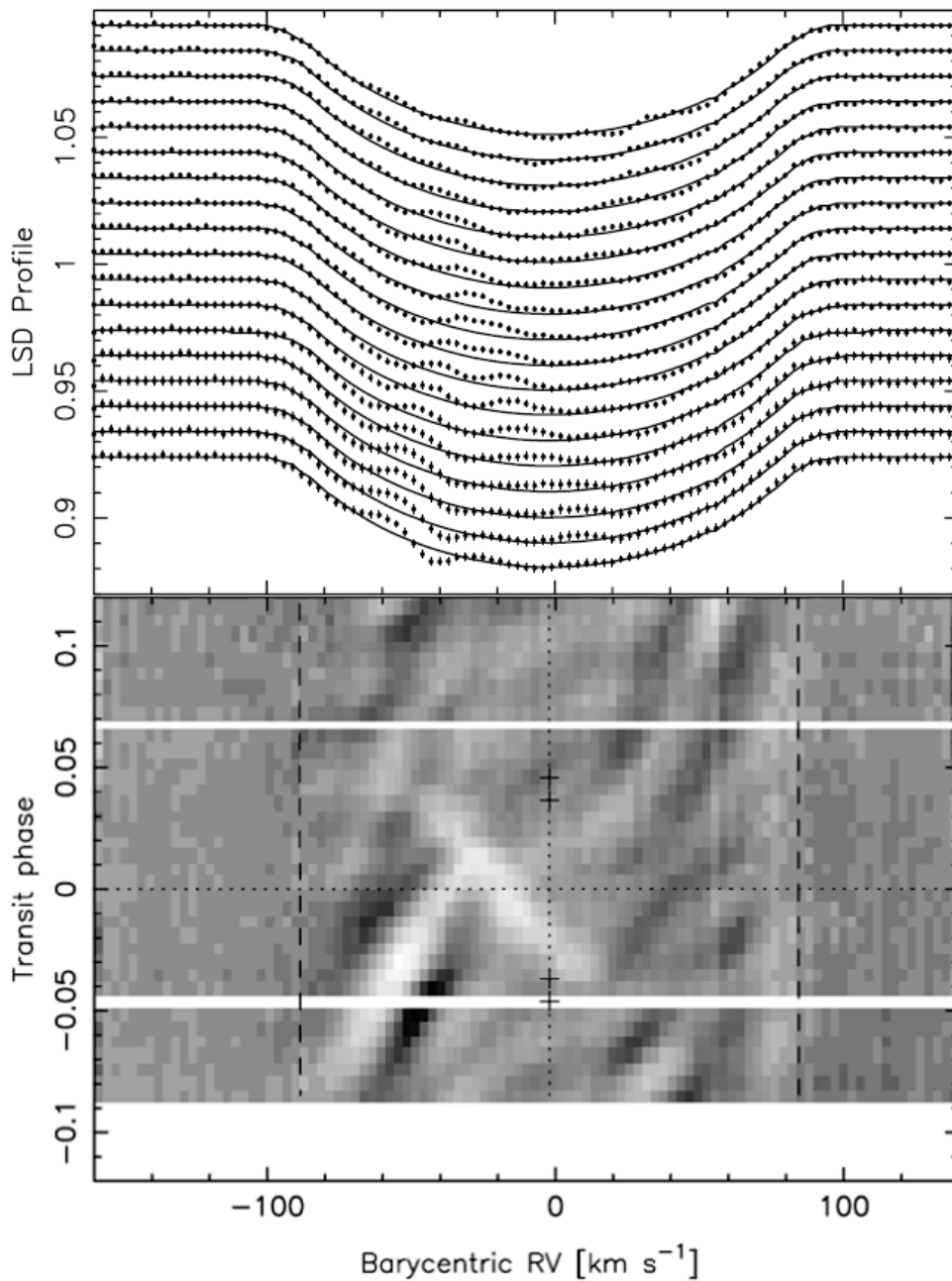


FIGURE 3.2: Ombre Doppler de WASP-33 b. *En haut* : les CCFs mesurées sont superposées au profil de raie moyen théorique (ligne solide), fortement élargi par la rotation rapide de l'étoile de type A. La signature de la planète est la bosse positive qui se déplace de 5 à  $-40 \text{ km s}^{-1}$  pendant le transit (le temps augmente verticalement). *En bas* : résidus après soustraction du profil théorique stellaire. La trajectoire de la planète apparaît comme une traînée brillante et orientée du bas à droite vers le haut à gauche et visible pendant le transit (les contacts de la planète sont indiqués par des croix), tandis que des pulsations se déplaçant avec la rotation prograde de l'étoile sont visibles comme une alternance parallèle de traces sombres et brillantes. Source : Collier Cameron et al. 2010b



## Deuxième partie

# L'hydrogène, sonde de l'exosphère



## Chapitre 4

# L'évaporation : observations d'un phénomène variable

La phrase la plus excitante à entendre en tant que scientifique, celle qui annonce de nouvelles découvertes, n'est pas "Eurêka!", mais plutôt : "Tiens, c'est marrant..."

---

ISAAC ASIMOV

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>54</b>
<b>4.2</b>	<b>Résultats</b>	<b>54</b>
4.2.1	Evaporation et variations temporelles	54
4.2.2	Interactions étoile/planète	55
4.2.2.1	Vent stellaire	56
4.2.2.2	Eruption stellaire	57
4.2.3	Des détections surprenantes	57
4.2.3.1	Immersion avancée	57
4.2.3.2	Absorption dans le rouge	58
<b>4.3</b>	<b>Publications</b>	<b>58</b>
<b>4.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>74</b>

---



## 4.1 Introduction

Les géantes gazeuses à faible distance orbitale autour d'étoiles brillantes font d'excellentes cibles pour étudier l'évaporation et l'état d'une atmosphère placée dans des conditions extrêmes. HD 209458b est le premier Jupiter chaud pour lequel l'échappement atmosphérique a été observé, avec la présence d'importantes quantités d'hydrogène neutre à haute altitude autour de la planète et s'éloignant à des vitesses de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde de son étoile-hôte (Vidal-Madjar et al. 2003). Du fait du nombre limité de Jupiters chauds et de la difficulté d'observer leurs atmosphères étendues (Sect. 2.4.2.1), HD 209458b est restée pendant plusieurs années la seule planète dont l'évaporation avait été observée. Était-ce un cas unique, ou bien d'autres planètes pouvaient être affectées par l'évaporation ? Quelles sont les conditions physiques qui conduisent à cet échappement atmosphérique massif ? Quelles propriétés de l'atmosphère peuvent-être déterminées en observant l'évaporation ?

Dans ce chapitre nous allons voir comment une partie de ces questions a pu être abordée grâce à nos observations de HD 189733b. Ce Jupiter très chaud, découvert en 2005 par Bouchy et al. (2005), est particulièrement adapté pour les observations atmosphériques en transit. En effet, la petite taille de son étoile (0.76 fois le rayon solaire) augmente la profondeur du transit, et observée depuis la Terre elle émet l'un des flux en Lyman- $\alpha$  les plus élevés parmi les étoile-hôtes de planètes extrasolaires (10 fois plus élevé que celui de HD 209458).

## 4.2 Résultats

### 4.2.1 Évaporation et variations temporelles

Le transit de HD 189733b a été observé dans la raie Lyman- $\alpha$  pour la première fois en 2007 et 2008 (Lecavelier des Etangs et al. 2010), montrant une absorption de  $5.05 \pm 0.75\%$  supérieure à l'absorption du disque planétaire (2.4% ; Sing et al. 2011b). Cette observation pouvait donc s'interpréter par la présence d'une atmosphère étendue d'hydrogène neutre autour de la planète. Cependant, en raison de la faible résolution spectrale du spectrographe à prisme ACS sur HST, cette absorption n'a pu être mesurée que sur l'ensemble de la raie et les vitesses des atomes d'hydrogène s'échappant de l'atmosphère n'ont pas pu être mesurées. Afin de confirmer l'évaporation de HD 189733b et d'étudier en détail sa haute atmosphère, une nouvelle observation en Lyman- $\alpha$  a été réalisée en avril 2010 avec le spectrographe STIS de HST, permettant cette fois de résoudre spectralement la raie. De plus, afin de suivre l'évolution de l'absorption pendant le transit, cette observation était constituée de deux orbites HST<sup>1</sup> avant le transit, une orbite pendant et une orbite après le transit. Étonnamment une absorption de  $2.9 \pm 1.4\%$  a été mesurée dans l'ensemble de la raie, cohérente avec l'absorption du disque planétaire seul, mais aucune signature d'absorption atmosphérique n'a été détectée en excès quelle que soit la plage spectrale considérée. Il fallait donc comprendre pourquoi l'atmosphère de HD 189733b n'était plus détectée en 2010, alors qu'elle montrait des signes d'évaporation lors de la première campagne d'observations en 2007-2008.

J'ai débuté mes travaux de thèse par l'analyse d'une nouvelle observation similaire de la raie Lyman- $\alpha$  de HD 189733b, réalisée en Septembre 2011. Nous avons trouvé un fort

1. HST est en orbite à basse altitude autour de la Terre avec une période de 96 mn

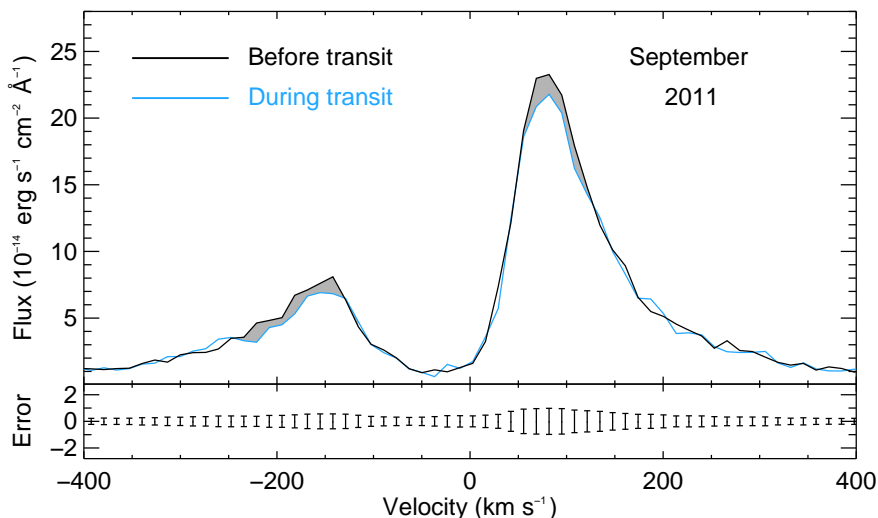


FIGURE 4.1: Spectres de la raie Lyman- $\alpha$  mesurés avant (ligne noire) et pendant (ligne bleue) le transit de HD 189733b en Septembre 2011. Deux signatures d’absorption sont détectées à plus de  $3\sigma$  (zones grisées) : dans l’aile rouge autour de  $80 \text{ km s}^{-1}$ , et plus significativement dans l’aile bleue autour de  $-200 \text{ km s}^{-1}$  sur une plage étendue d’environ  $100 \text{ km s}^{-1}$ .

signal d’absorption pendant le transit, avec une profondeur de  $14.4 \pm 3.6\%$  dans la plage de vitesses  $-230$  à  $-140 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 4.1). L’absorption “diluée” dans l’ensemble de la raie est de  $5.0 \pm 1.3\%$ , semblable à la valeur mesurée en 2007-2008. Cette détection montre que de l’hydrogène était présent au-delà de 2.5 fois le rayon planétaire avec des vitesses bien supérieures à la vitesse d’échappement, preuves de l’évaporation de l’atmosphère de HD 189733b en 2011. Même si l’on ne peut complètement exclure qu’une telle signature soit le fait de l’activité stellaire, elle est détectée pendant le transit planétaire avec une profondeur et une plage spectrale qui s’expliquent par un modèle simple d’échappement (Chap. 5).

La première conclusion est donc que l’atmosphère de HD 189733b est bien susceptible de s’évaporer. De plus, le transit de ce Jupiter chaud dans la raie Lyman- $\alpha$  a en fait été observé à cinq époques différentes : le résultat obtenu avec ACS est en effet le cumul de trois observations, la première montrant une absorption élevée comme en 2011 et la dernière ne montrant aucune absorption atmosphérique comme en 2010 (la détection d’absorption atmosphérique dans la seconde observation est à peine significative). La présence d’un nuage d’hydrogène étendu a donc été détectée dans au moins deux observations sur les cinq réalisées, ce qui nous permet aussi de conclure que l’évaporation de l’atmosphère de HD 189733 b présente une variabilité temporelle importante (Fig.4.2).

#### 4.2.2 Interactions étoile/planète

Nous avons montré que l’atmosphère de HD 189733b s’évapore, mais comment expliquer les vitesses élevées du gaz s’échappant de l’atmosphère et les variations temporelles observées ? Pour répondre à ces deux questions nous allons explorer les interactions entre le Jupiter chaud et son étoile-hôte.

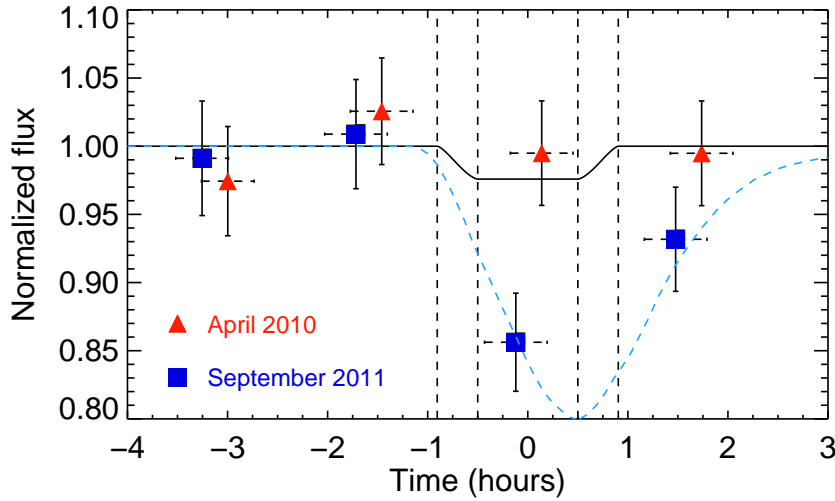


FIGURE 4.2: Flux normalisé, mesuré entre  $-230$  et  $-140 \text{ km s}^{-1}$  dans la raie Lyman- $\alpha$  de HD 189733b. Le temps est compté par rapport au centre du transit. La courbe noire est la courbe de lumière du disque planétaire dans le visible (les traits pointillés montrent les débuts et fins de son immersion/émersion). Contrairement à l'observation de 2010 (triangles rouges), l'observation de 2011 (carrés bleus) présente une absorption atmosphérique significative pendant et même après le transit. Cette détection est bien reproduite par un modèle d'accélération du gaz échappé par la pression de radiation puis par des interactions avec le vent stellaire (courbe bleue pointillée), formant une queue cométaire qui traîne derrière la planète.

#### 4.2.2.1 Vent stellaire

La signature détectée en 2011 est produite par des atomes d'hydrogène s'éloignant de l'étoile et de la planète à des vitesses très élevées, jusqu'à  $-230 \text{ km s}^{-1}$ . Contrairement au cas de HD 209458b ces vitesses ne peuvent pas être expliquées par la seule pression de radiation (Lecavelier Des Etangs et al. 2008a ; Sect. 2.4.3.3) car cette force n'accélère les atomes que jusqu'à une vitesse limite d'environ  $-140 \text{ km s}^{-1}$  dans le cas de HD 189733b, au niveau de la borne inférieure de la plage de vitesses détectée. Un mécanisme d'accélération supplémentaire est donc nécessaire, et nous avons montré que les interactions entre les atomes d'hydrogène neutre échappés de l'atmosphère et les protons du vent stellaire peuvent expliquer les vitesses observées si le vent se propage à la vitesse moyenne de  $190 \text{ km s}^{-1}$  environ (Sect 2.4.3.2).

De plus, une absorption résiduelle de  $6.8 \pm 3.8\%$  a été mesurée en 2011 entre  $-230$  et  $-140 \text{ km s}^{-1}$ , pendant l'orbite post-transit. Cette détection montre que le nuage d'hydrogène s'étend à de si grandes distances de la planète qu'il continue d'occulter le disque stellaire une fois le transit planétaire terminé. C'est un scénario cohérent avec l'accélération du gaz par la pression de radiation et les interactions avec le vent stellaire, sous l'effet desquels le nuage s'étire et prend la forme d'une queue cométaire. Nous analyserons en détail la distribution spatiale du nuage et sa dynamique dans le chapitre 5.

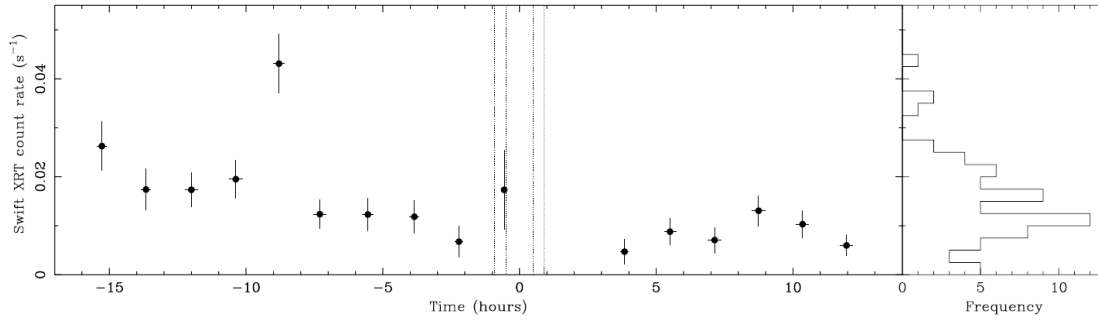


FIGURE 4.3: Observations en rayons X de HD 189733 à l'époque du transit de sa planète en septembre 2011 (le temps est compté par rapport au centre du transit). Chaque point couvre 27mn d'exposition. Une forte éruption stellaire est visible environ 8 heures avant le transit, avec le flux le plus élevé parmi l'ensemble des 63 mesures de l'émission stellaire obtenues avec *Swift* à des époques différentes (voir l'histogramme dans le panneau de droite).

#### 4.2.2.2 Eruption stellaire

HD 189733 est une étoile de type K active en rayons X (par exemple Pillitteri et al. 2014). En utilisant le télescope XRT de Swift en septembre 2011, nous avons observé cette étoile en rayons X à l'époque du transit de son Jupiter chaud (Fig. 4.3). Une forte éruption stellaire est visible environ 8 heures avant le transit, 3.6 fois plus brillante qu'en moyenne sur les 20 heures observées autour du transit. Or il faut à peu près 7 heures pour que des particules du vent stellaire voyageant à  $190 \text{ km s}^{-1}$  atteignent la planète située à 0.031 ua de l'étoile. Cette détection est donc conforme à l'idée que les changements observés dans la haute atmosphère de la planète peuvent être dus à un changement de l'activité stellaire (voir Chap. 5).

#### 4.2.3 Des détections surprenantes

La résolution spectrale élevée de STIS nous a permis d'étudier non seulement la raie Lyman- $\alpha$  de HD 189733b, mais aussi les autres raies stellaires présentes dans la plage spectrale observée.

##### 4.2.3.1 Immersion avancée

La raie du silicium III ( $1206.5 \text{ \AA}$ ), ainsi que la seconde raie du doublet de l'azote V ( $1242.8 \text{ \AA}$ ), ont montré en septembre 2011 un flux significativement plus faible avant le transit que pendant et après le transit (Fig. 4.4). Ceci pourrait être dû à l'activité stellaire (Lecavelier des Etangs et al. 2010). Alternativement l'absence de variations dans la première raie du doublet de l'azote V et la raie de l'oxygène V, et le fait que les variations soient observées *avant* le transit, suggèrent qu'il pourrait s'agir de la signature d'un "arc de choc" formé en avant de la planète par la rencontre de sa magnétosphère avec le vent stellaire (Vidotto et al. 2011). Cet arc dense et riche en espèces ionisées produit une immersion avancée, comme cela a été avancé pour les observations de  $\text{C}^+$  autour de HD 189733b (Ben-Jaffel & Ballester 2013) et de  $\text{Mg}^+$  autour de WASP-12b (Llama et al. 2011; Vidotto et al. 2010).

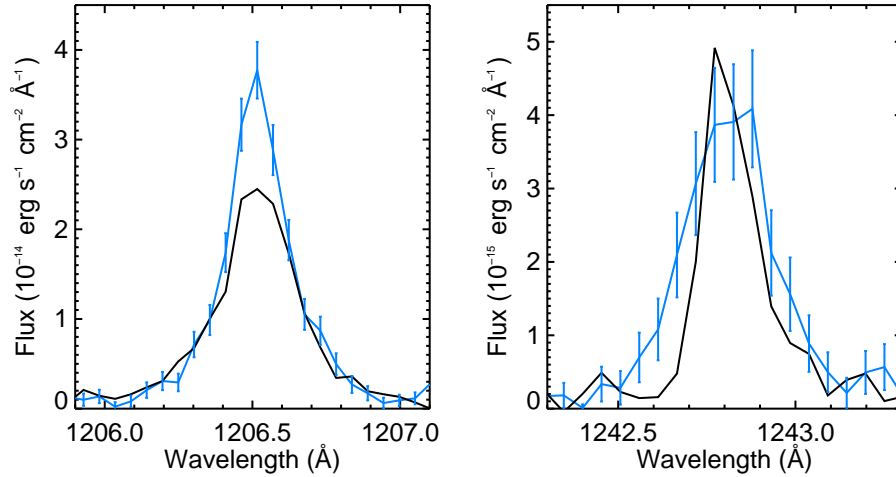


FIGURE 4.4: Le flux observé en 2011 dans la raie du Si III (à gauche), et dans la seconde raie du doublet du NV (à droite), est significativement plus faible avant le transit (trait noir) que pendant et après (trait bleu), ce qui pourrait témoigner d'une immersion avancée par un arc de choc en avant de la planète.

#### 4.2.3.2 Absorption dans le rouge

Nous avons détecté une seconde signature d'absorption en 2011 dans l'aile rouge de la raie Lyman- $\alpha$ , entre 60 et 110 km s<sup>-1</sup> (Fig. 4.1). L'excès d'absorption qui serait dû à de l'hydrogène neutre est détecté à  $2\sigma$ , avec 25% de probabilité d'être un faux signal causé par les variations statistiques du spectre. Néanmoins une signature similaire a été observée dans le cas de HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2003), et pourrait s'expliquer par des particules chargées se déplaçant le long d'une ligne de champ reliant planète et étoile, par exemple de l'hydrogène ionisé recombinaison avec des électrons à haute altitude, ou entraînant des quantités importantes d'hydrogène neutre par collisions (Adams 2011).

### 4.3 Publications

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu aux publications reproduites ci-après. Elle sont parues dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Lecavelier des Etangs et al. 2012 ; Bourrier et al. 2013).

LETTER TO THE EDITOR

# Temporal variations in the evaporating atmosphere of the exoplanet HD 189733b

A. Lecavelier des Etangs<sup>1,2</sup>, V. Bourrier<sup>1,2</sup>, P. J. Wheatley<sup>3</sup>, H. Dupuy<sup>1,2</sup>, D. Ehrenreich<sup>4</sup>, A. Vidal-Madjar<sup>1,2</sup>, G. Hébrard<sup>1,2</sup>, G. E. Ballester<sup>5</sup>, J.-M. Désert<sup>6</sup>, R. Ferlet<sup>1,2</sup>, and D. K. Sing<sup>7</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 7095, Institut d'astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
e-mail: lecaveli@iap.fr

<sup>2</sup> UPMC Univ. Paris 6, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

<sup>3</sup> Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

<sup>4</sup> UJF-Grenoble 1/CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, France

<sup>5</sup> Lunar and Planetary Laboratory, University of Arizona, 1541 E. University Blvd., Tucson, AZ 85721-0063, USA

<sup>6</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>7</sup> Astrophysics Group, School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

Received 6 April 2012 / Accepted 20 April 2012

## ABSTRACT

Atmospheric escape has been detected from the exoplanet HD 209458b through transit observations of the hydrogen Lyman- $\alpha$  line. Here we present spectrally resolved Lyman- $\alpha$  transit observations of the exoplanet HD 189733b at two different epochs. These HST/STIS observations show for the first time that there are significant temporal variations in the physical conditions of an evaporating planetary atmosphere. While atmospheric hydrogen is not detected in the first epoch observations, it is observed at the second epoch, producing a transit absorption depth of  $14.4 \pm 3.6\%$  between velocities of  $-230$  to  $-140$  km s<sup>-1</sup>. Contrary to HD 209458b, these high velocities cannot arise from radiation pressure alone and require an additional acceleration mechanism, such as interactions with stellar wind protons. The observed absorption can be explained by an atmospheric escape rate of neutral hydrogen atoms of about  $10^9$  g s<sup>-1</sup>, a stellar wind with a velocity of 190 km s<sup>-1</sup> and a temperature of  $\sim 10^5$  K. An X-ray flare from the active star seen with *Swift*/XRT 8 h before the second-epoch observation supports the idea that the observed changes within the upper atmosphere of the planet can be caused by variations in the stellar wind properties, or by variations in the stellar energy input to the planetary escaping gas (or a mix of the two effects). These observations provide the first indication of interaction between the exoplanet's atmosphere and stellar variations.

**Key words.** planetary systems – stars: individual: HD 189733 – techniques: spectroscopic – planets and satellites: atmospheres – stars: flare

## 1. Introduction

Observations of the transiting extrasolar planet HD 209458b in the Lyman- $\alpha$  line of atomic hydrogen (H I) have revealed that this planet is losing gas (Vidal-Madjar et al. 2003). Subsequent theoretical studies indicate that atmospheric escape (so-called “evaporation”) arises from the intense stellar X-ray and extreme ultraviolet energy input into the upper atmosphere (Lammer et al. 2003; Lecavelier des Etangs et al. 2004; Yelle 2004), leading to moderate escape rates for massive hot-Jupiters, or to formation of planetary remnants when strong evaporation implies a dramatic change in the planet mass (Lecavelier des Etangs et al. 2004, 2007; Charpinet et al. 2011).

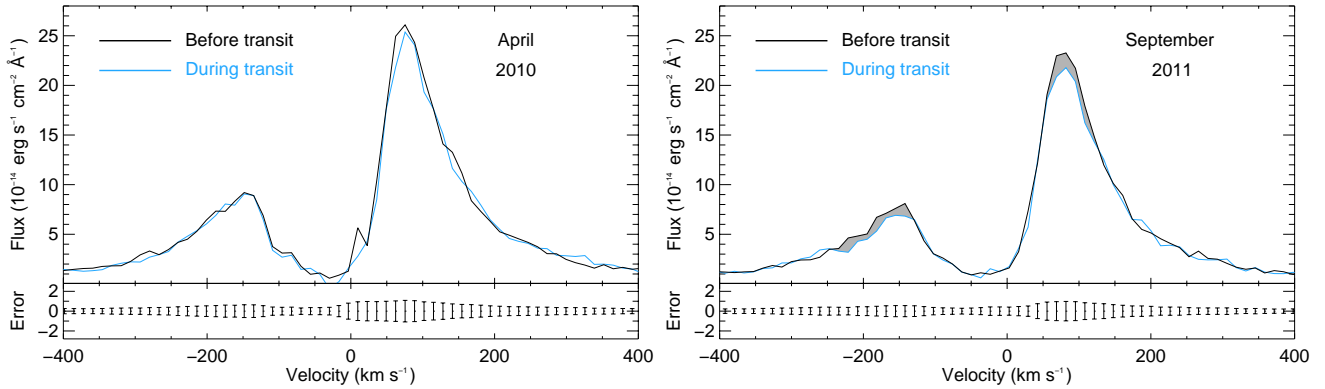
Despite the importance of evaporation on the fate of planets at short orbital distances, the physics of the exospheric gas and role of the star-planet system properties remain debated (García Muñoz 2007; Schneider et al. 2007; Holmström et al. 2008; Lecavelier des Etangs et al. 2008; Murray-Clay et al. 2009; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010; Guo 2011). This is further compounded by the limited number of observations (Vidal-Madjar et al. 2004; Ballester et al. 2007; Ehrenreich et al. 2008; Fossati et al. 2010; Linsky et al. 2010), which include non-spectrally resolved Lyman- $\alpha$  observations of the exoplanet HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2010).

## 2. Observations, data analysis, and results

### 2.1. Observations

To address these problems, we observed two transits of HD 189733b on 6 April 2010 and 7 September 2011 with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) onboard the *Hubble* Space Telescope (HST). The data consist of time-tagged observations obtained with the G140M grating, producing time-resolved spectra from 1195 to 1248 Å with a spectral resolution of about 20 km s<sup>-1</sup> at 1215.6 Å (Lyman- $\alpha$ ) with exposure times of 1800 to 2100 s. Between each consecutive HST orbit, data acquisition is interrupted for about 3500 s by the Earth's occultation. The obtained spectra show stellar emission lines of H I Lyman- $\alpha$ , Si III (1206.5 Å), O V (1218.3 Å) and the N V doublet (1242.8 Å and 1238.8 Å).

For both the 2010 and 2011 observations, data were recorded during two HST orbits before the transit, one orbit during the transit, and one orbit after the transit. We measured the transit signature of the planetary atmosphere by comparing spectra taken during transit to those taken before and after the transit event. For each stellar line, we calculated transit light curves of the total emission flux and of the flux within given wavelength ranges; the signature of the planetary atmosphere is detected as



**Fig. 1.** Lyman- $\alpha$  emission line of HD 189733 in April 2010 and September 2011. Spectra obtained before (black) and during the transits (blue) are displayed as a function of radial velocity relative to the star. The double-peaked profile results from a single stellar emission line absorbed at the center by interstellar hydrogen, which produces a broad absorption feature from about  $-100$  to  $+50$   $\text{km s}^{-1}$ . While no transit signatures are detected in 2010, two absorption regions are detected at more than  $3\text{-}\sigma$  during the transit of 2011; these regions are plotted by gray zones. They are seen at the top of the red wing around  $+80$   $\text{km s}^{-1}$  and, most significantly, in the blue wing with a  $\sim 100$   $\text{km s}^{-1}$  wide absorption around  $-200$   $\text{km s}^{-1}$ .

an excess absorption during the planet’s transit. Because no atmospheric signature is detected in the Si III, O V, or N V lines, hereafter we consider only the Lyman- $\alpha$  observations.

The Lyman- $\alpha$  line is the brightest stellar line in our STIS spectra from 1195 to 1248  $\text{\AA}$ , and has a total flux of about  $1.8 \times 10^{-13}$   $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$  (about 10 times brighter than for HD 209458). With the resulting high signal-to-noise ratio, there is no need to co-add several observations to detect the signature of the atmosphere, which was necessary for the STIS observations of HD 209458b and for the observations of HD 189733b with the Advanced Camera for Surveys (ACS) of the HST (Vidal-Madjar et al. 2003; Lecavelier des Etangs et al. 2010). This allows for the first time a search for temporal variations in the physical conditions of the planetary upper atmosphere between two observational epochs (here 17 months apart), as performed for the deeper atmosphere using emission spectroscopy (Grillmair et al. 2008).

## 2.2. Detection of temporal variations in the evaporating atmosphere

The Lyman- $\alpha$  emission line from HD 189733 is spectrally resolved. At the resolution of the G140M grating, the line is composed of two peaks separated by a deep absorption due to interstellar atomic hydrogen (Fig. 1). In the raw data, the stellar emission line is superimposed with the geo-coronal airglow emission from the upper atmosphere of the Earth (Vidal-Madjar et al. 2003). This geo-coronal emission can be well estimated and removed in the final spectrum using the CALSTIS data pipeline (version 2.32 of 5 November 2010). Independent re-analysis of raw data using the same methodology as for STIS observations of HD 209458 (Désert et al. 2004) confirms that the airglow does not affect our measurements. Moreover, because we used a narrow spectrograph slit of  $0.1''$ , the airglow contamination is limited to the central part of the Lyman- $\alpha$  line and does not contaminate the line wings where the transit atmospheric signatures are detected (see below). The data of September 2011 exhibit a notably low airglow emission level.

The Lyman- $\alpha$  observations of April 2010 do not show an atmospheric transit signature. In these data, the transit depth for the total flux of the whole Lyman- $\alpha$  line is  $2.9 \pm 1.4\%$ , which agrees with the  $2.4\%$  transit depth of the planet body alone as seen from the visible to the near-infrared

(Désert et al. 2009, 2011; Sing et al. 2011). In addition, we see no excess absorption in any portion of the Lyman- $\alpha$  spectral line profile.

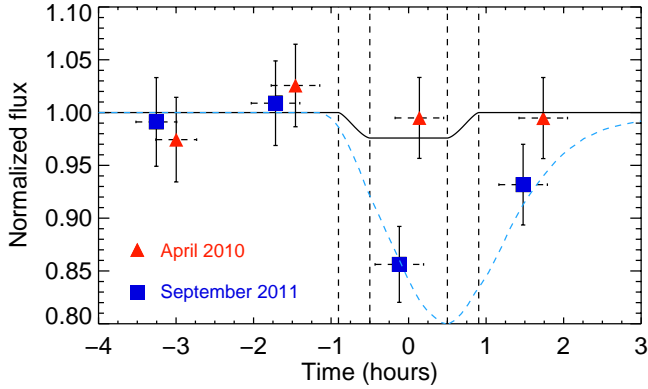
However, this situation strongly contrasts with the observations of September 2011, in which we see an excess absorption in the total flux of the Lyman- $\alpha$  line that yields a transit depth of  $5.0 \pm 1.3\%$ . This level is consistent with the results obtained with the non-resolved HST/ACS spectra of 2007–2008 (Lecavelier des Etangs et al. 2010). Importantly, the line profile shows two deep absorption regions at specific wavelength intervals during the transit: first in the blue part of the spectrum from about  $-230$   $\text{km s}^{-1}$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ , and in the red part of the spectrum from  $60$  to  $110$   $\text{km s}^{-1}$ .

In the blue wing of the Lyman- $\alpha$  spectrum of 2011, the most significant absorption is visible in the range of  $-230$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ , which gives an absorption depth of  $14.4 \pm 3.6\%$  ( $4\text{-}\sigma$  detection) corresponding to an excess absorption due to hydrogen atoms of  $12.3 \pm 3.6\%$ . The false-positive probability to find such an excess anywhere in the whole searched range of  $-350$  to  $-50$   $\text{km s}^{-1}$  is only 7%. In the red wing of the Lyman- $\alpha$  spectrum of 2011, absorption is found in the range between  $60$  to  $110$   $\text{km s}^{-1}$ , which yields an absorption depth of  $7.7 \pm 2.7\%$  ( $3\text{-}\sigma$  detection) and corresponds to an excess absorption due to hydrogen atoms of  $5.5 \pm 2.7\%$ . The false-positive probability to find such an excess over the whole searched range [ $40$  to  $200$   $\text{km s}^{-1}$ ] is 39%. This high probability shows that the absorption seen in the red wing of the spectrum may not be real and is possibly caused by statistical noise in the data, although interestingly enough, a similar absorption was also observed in HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2003).

None of the excess absorption features detected in the September 2011 data are seen in the April 2010 data. We conclude that there are significant temporal variations of the physical conditions within the extended exosphere of this extrasolar planet between these two epochs (Fig. 2).

## 2.3. Models

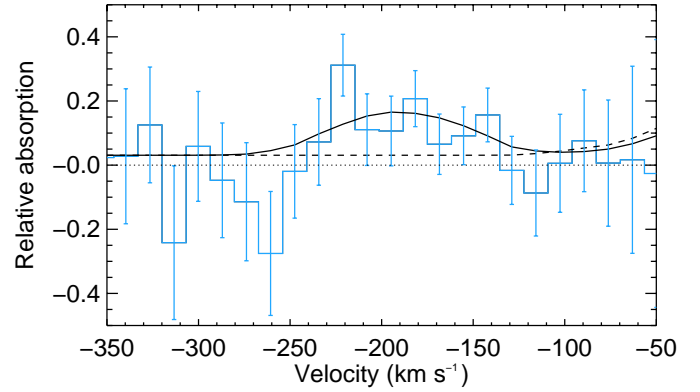
In September 2011, the absorption depth and velocity range show that neutral hydrogen atoms are present up to very high altitudes at velocities exceeding the escape velocity of  $60$   $\text{km s}^{-1}$ ; this unambiguously demonstrates that atmospheric gas must be escaping from HD 189733b. For HD 209458b, the Lyman- $\alpha$  excess absorption was observed in the spectral range



**Fig. 2.** Plot of the flux between  $-230$  and  $-140$   $\text{km s}^{-1}$  in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line as a function of time relative to the center of the planetary transit. Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. The red triangular symbols are for the 2010 observations, while the blue square symbols correspond to observations of 2011. Horizontal error bars centered on the symbols show the duration of the exposures in each HST orbit. The time-tagged data allow independent sub-exposures to be extracted within each HST orbit (not shown here), resulting in the same transit signal within error bars. The light curve of the planet’s transit at optical wavelengths is displayed as a solid black line. The blue dashed line shows the calculated flux using the numerical simulation with an EUV ionizing flux 5 times the solar value, a stellar wind of protons with a temperature  $T \sim 10^5$  K, a velocity  $v \sim 190$   $\text{km s}^{-1}$  and density  $n \sim 3 \times 10^3$   $\text{cm}^{-3}$  together with an atmospheric escape rate of  $10^9$   $\text{g s}^{-1}$ .

between  $-130$  to  $-50$   $\text{km s}^{-1}$ , which is readily explained by the stellar radiation pressure accelerating hydrogen atoms up to  $-130$   $\text{km s}^{-1}$  (Lecavelier des Etangs et al. 2008). The case here of HD 189733b, which shows excess absorption at higher velocities between  $-230$  and  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ , is more challenging to explain. Assuming a distance of 19.3 pc and following the method described in Ehrenreich et al. (2011), we estimated the interstellar medium absorption and calculated the Lyman- $\alpha$  emission line profile as seen from the planet. From the extinction-corrected line profile we estimated that radiation pressure can accelerate hydrogen atoms up to a radial velocity of  $-120$   $\text{km s}^{-1}$  in the exosphere of this planet (below this radial velocity the stellar flux at the corresponding wavelength in the core of the emission line is sufficiently high for the radiation pressure to exceed the stellar gravity). Therefore, an additional acceleration mechanism beyond radiation pressure is required to explain the high radial velocities of hydrogen measured during the transit. Charge exchange with stellar wind protons can produce the observed high velocities (Holström et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010).

To investigate this possibility and interpret the observed H $\alpha$  light curve, we developed a numerical Monte-Carlo simulation of the hydrogen atom dynamics. The details of the model will be given in a forthcoming paper (Bourrier et al., in prep.). In this  $N$ -body simulation, hydrogen atoms are released from HD 189733b’s upper atmosphere and are rapidly accelerated by the radiation pressure up to  $120$   $\text{km s}^{-1}$  and then to higher velocities by charge exchange with protons from the stellar wind. This dynamical model provides the time-dependent distribution of positions and velocities of the escaping hydrogen atoms in the cloud surrounding HD 189733b. With this information, we calculated the corresponding absorption over the stellar emission line and the resulting transit light curve, which can be directly compared with the observations. We find that the observations are well-fitted with an escape rate of neutral hydrogen of



**Fig. 3.** Plot of the relative absorption observed in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  stellar line (blue histogram) for the transit of September 7, 2011. The dashed line shows the model with radiation pressure only; in this case, there is no absorption at radial velocities below  $\sim -120$   $\text{km s}^{-1}$ , resulting in a large  $\chi^2$  of 22.8. If a stellar wind and charge exchange is considered, hydrogen atoms can be accelerated to the higher observed velocities. The model with an escape rate of  $10^9$   $\text{g s}^{-1}$  (solid line) gives a  $\chi^2$  of 13.0 for 17 degrees of freedom.

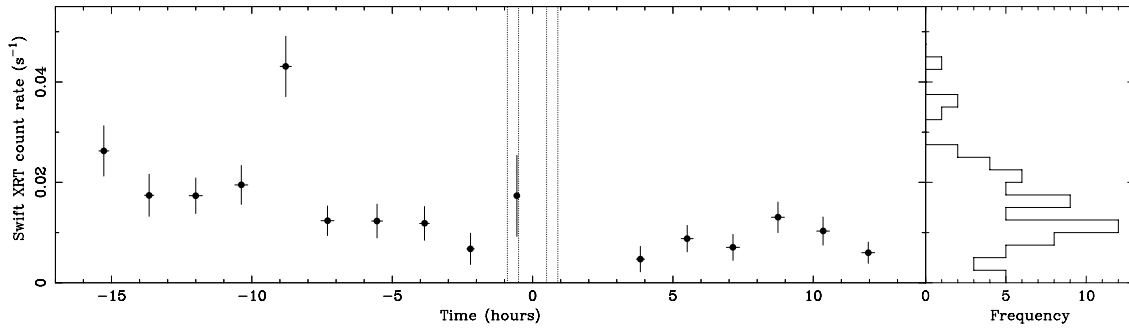
about  $10^9$   $\text{g s}^{-1}$  and a stellar wind with a temperature  $T \sim 10^5$  K, a density  $n \sim 3 \times 10^3$   $\text{cm}^{-3}$ , and a velocity  $\sim 190$   $\text{km s}^{-1}$ . The best-fit model yields a  $\chi^2$  of 13.0 for 17 degrees of freedom for the absorption spectrum given in Fig. 3. The EUV flux controlling the neutral hydrogen ionizing timescale should be about 5 times the solar value to explain the moderate absorption observed after the transit of the planet (Fig. 2).

### 3. Swift X-ray simultaneous observations

The evaporation of hot Jupiters is driven by the X-ray/EUV irradiation of the planet by its parent star. To quantify the level of X-ray irradiation at the time of our observations in September 2011, we obtained contemporaneous observations with the X-ray telescope (XRT) of the *Swift* spacecraft (Gehrels et al. 2004). A source was detected toward HD 189733 with a mean count rate of  $0.0119 \pm 0.0007$   $\text{s}^{-1}$ ; consistent with previous *XMM-Newton* observations (Pillitteri et al. 2010), we did not detect the M-star binary companion, HD 189733B, but we did find evidence for a very weak hard X-ray source located about  $13''$  south of HD 189733A.

The *Swift*/XRT spectrum of HD 189733 can be fitted with a multi-temperature optically-thin thermal plasma model (Mewe et al. 1985; Liedahl et al. 1995) that is typical of the coronal X-ray emission from active stars. Using a three-temperature fit (temperatures of 0.12, 0.46 and 4.5 keV) we found an average X-ray flux in the 0.3–3 keV band of  $3.6 \times 10^{-13}$   $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ , consistent with *XMM-Newton* observations of HD 189733 (Pillitteri et al. 2011). This flux corresponds to a planetary irradiation rate of  $1.2 \times 10^{24}$   $\text{erg s}^{-1}$ , which could drive a mass loss rate of up to  $1.0 \times 10^{11}$   $\text{g s}^{-1}$  (assuming 100% evaporation efficiency and taking evaporation enhancement by tidal forcing into account; Lecavelier des Etangs et al. 2007; Erkaev et al. 2009). Assuming a realistic emission measure distribution (Sanz-Forcada et al. 2011), we can estimate the total luminosity across the X-ray/EUV band at the time of our observation to be  $7.1 \times 10^{28}$   $\text{erg s}^{-1}$ , corresponding to an energy-limited evaporation rate of  $4.4 \times 10^{11}$   $\text{g s}^{-1}$ . The X-ray irradiation is consistent with the estimated escape rate, which would thus require around 1% efficiency in the conversion of input energy into mass loss (Ehrenreich & Désert 2011). But this is only a lower limit





**Fig. 4.** *Swift*/XRT X-ray light curve of HD 189733 about the time of the September 7, 2011 transit. The data were binned into one point per snapshot visit, with typical exposure times of about 27 min. Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. A bright flare occurred about 8 h before the transit. The observed average count rate during the flare snapshot is a factor 3.6 higher than the mean for the whole light curve, indicating a peak X-ray flux (0.3–3 keV) that must be less than  $1.3 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . For comparison, the right panel shows the distribution for 63 epochs of *Swift* measurements (including the 16 obtained in September 2011), covering a wide range of timescales. The flare occurring shortly before the transit is the highest X-ray flux of all 63 measurements.

because the estimated escape rate of neutral hydrogen atoms of about  $10^9 \text{ g s}^{-1}$  does not include the escape of ionized hydrogen at the exobase of the atmosphere, and it is therefore a lower limit for the net escape from HD 189733b.

The *Swift*/XRT light curve of HD 189733 (Fig. 4) shows that the star exhibits significant X-ray variability, and most notably, a bright flare that occurred about 8 h before the planetary transit. This flare could explain the observed variations in the extended cloud of high-velocity hydrogen atoms escaping the planet, because this could affect the properties of the stellar wind needed to accelerate the atoms to the observed radial velocities. Besides, the enhanced X-ray/EUV irradiation associated with this flare must lead to a significantly enhanced escape rate. With our best-model parameters, an enhanced escape rate leads to a more extended exospheric hydrogen cloud and thus to a stronger absorption after about one hour; the absorption remains at a high level during a typical ionization timescale, which is constrained from the post-transit Lyman- $\alpha$  observations to be about 5 h. Therefore, an X-ray flare occurring 8 h earlier is expected to lead to higher escape rate that is then detectable in Lyman- $\alpha$ .

#### 4. Conclusion

Whether they are related to the observed X-ray flare or not, the temporal variations in the evaporating atmosphere of HD 189733b are clearly detected in Lyman- $\alpha$ . The variability of the neutral hydrogen cloud around HD 189733b can explain the high dispersion of absorption depth measurements in spectrally non-resolved Lyman- $\alpha$  observations (Lecavelier des Etangs et al. 2010); combining this with the present high signal-to-noise ratio spectrally resolved observations, we conclude that escape signatures are detected in about half of the total five transits observed in Lyman- $\alpha$ . More simultaneous X-ray and Lyman- $\alpha$  observations are needed to obtain a better picture of the complex relationship between the stellar energetic input to the planet and the atmosphere's response to it, and to constrain theoretical models of a space weather event on hot-Jupiters (e.g. Cohen et al. 2011). The HD 189733 system appears to be the target of choice, but future observations should also enlarge the diversity of stellar and planetary system properties to better distinguish the effects of the stellar-planet interactions from the intrinsic variability in the observed atmospheres.

*Acknowledgements.* Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under

NASA contract NAS 5-26555. This research has made use of data obtained from NASA's *Swift* satellite. G.E.B. acknowledges financial support by this program through STScI grant HST-GO-11673.01-A to the University of Arizona. These observations are associated with program #11673. This work has been supported by an award from the *Fondation Simone et Cino Del Duca*.

#### References

- Ballester, G. E., Sing, D. K., & Herbert, F. 2007, *Nature*, 445, 511  
 Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284  
 Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 496  
 Cohen, O., Kashyap, V. L., Drake, J. J., Sokolov, I. V., & Gombosi, T. I. 2011, *ApJ*, 738, 166  
 Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ASP Conf. Ser.*, 321, 205  
 Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2009, *ApJ*, 699, 478  
 Désert, J.-M., Sing, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2011, *A&A*, 526, A12  
 Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933  
 Ehrenreich, D., Lecavelier Des Etangs, A., & Delfosse, X. 2011, *A&A*, 529, A80  
 Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 670  
 Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., et al. 2007, *A&A*, 472, 329  
 Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, L222  
 García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426  
 Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005  
 Grillmair, C. J., Burrows, A., Charbonneau, D., et al. 2008, *Nature*, 456, 767  
 Guo, J. H. 2011, *ApJ*, 733, 98  
 Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970  
 Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003, *ApJ*, 598, L121  
 Lecavelier des Etangs, A. 2007, *A&A*, 461, 1185  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Hébrard, G., & McConnell, J. 2004, *A&A*, 418, L1  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Desert, J.-M. 2008, *Nature*, 456, E1  
 Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, *A&A*, 514, A72  
 Liedahl, D. A., Osterheld, A. L., & Goldstein, W. H. 1995, *ApJ*, 438, L115  
 Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291  
 Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., & van den Oord, G. H. J. 1985, *A&AS*, 62, 197  
 Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, 693, 23  
 Pillitteri, I., Wolk, S. J., Cohen, O., et al. 2010, *ApJ*, 722, 1216  
 Pillitteri, I., Günther, H. M., Wolk, S. J., Kashyap, V. L., & Cohen, O. 2011, *ApJ*, 741, L18  
 Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *A&A*, 532, A6  
 Schneider, E. M., Velázquez, P. F., Esquivel, A., Raga, A. C., & Blanco-Cano, X. 2007, *ApJ*, 671, L57  
 Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 1443  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143  
 Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69  
 Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167

# Atmospheric escape from HD 189733b observed in H I Lyman- $\alpha$ : detailed analysis of HST/STIS September 2011 observations

V. Bourrier<sup>1,2</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>1,2</sup>, H. Dupuy<sup>1,2</sup>, D. Ehrenreich<sup>3</sup>, A. Vidal-Madjar<sup>1,2</sup>, G. Hébrard<sup>1,2</sup>, G. E. Ballester<sup>4</sup>, J.-M. Désert<sup>5</sup>, R. Ferlet<sup>1,2</sup>, D. K. Sing<sup>6</sup>, and P. J. Wheatley<sup>7</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 7095, Institut d'astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
e-mail: bourrier@iap.fr

<sup>2</sup> UPMC Univ. Paris 6, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

<sup>3</sup> Observatoire astronomique de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>4</sup> Lunar and Planetary Laboratory, University of Arizona, 1541 E. University Blvd., Tucson, AZ 85721-0063, USA

<sup>5</sup> Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>6</sup> Astrophysics Group, School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

<sup>7</sup> Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK

Received 10 October 2012 / Accepted 9 January 2013

## ABSTRACT

Observations of transits of the hot giant exoplanet HD 189733b in the unresolved H I Lyman- $\alpha$  line show signs of hydrogen escaping the upper atmosphere of the planet. New resolved Lyman- $\alpha$  observations obtained with the STIS spectrograph onboard the *Hubble* Space Telescope in April 2010 and September 2011 confirmed that the planet is evaporating, and furthermore discovered significant temporal variations in the physical conditions of its evaporating atmosphere. Here we present a detailed analysis of the September 2011 observations of HD 189733b, when an atmospheric signature was detected. We present specific methods to find and characterize this absorption signature of escaping hydrogen in the Lyman- $\alpha$  line, and to calculate its false-positive probability, found to be 3.6%. Taking advantage of the spectral resolution and high sensitivity of the STIS spectrograph, we also present new results on temporal and spectro-temporal variability of this absorption feature. We also report the observation of HD 189733b in other lines (Si III at 1206.5 Å, N V at 1240 Å). Variations in these lines could be explained either by early occultation by a bow-shock rich in highly ionized species, or by stellar variations.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – stars: individual: HD 189733

## 1. Introduction and observations

### 1.1. Evaporation of hot Jupiters

Although the phenomenon of evaporation had been anticipated by Burrows & Lunine (1995) and Guillot et al. (1996), the existence of a large number of hot Jupiters surviving atmospheric escape suggested that evaporation processes should be modest. In this frame it came as a surprise to discover that the exoplanet HD 209458b was losing gas (Vidal-Madjar et al. 2003). Transit observations of the Lyman- $\alpha$  line showed excess absorption due to an extended cloud of neutral hydrogen H I and constrained the (H I) escape rate with a lower limit of  $10^{10} \text{ g s}^{-1}$  (Vidal-Madjar et al. 2003; Vidal-Madjar & Lecavelier des Etangs 2004). This discovery has been challenged by Ben-Jaffel (2007), but the apparent discrepancy has been resolved and the result obtained by Ben-Jaffel on this first data set strengthens the evaporation scenario (Vidal-Madjar et al. 2004, 2008). It was also confirmed by two subsequent observations at low spectral resolution: a 5% absorption of the whole Lyman- $\alpha$  line was indeed measured using unresolved emission line flux during planetary transits observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) instrument (Vidal-Madjar et al. 2004) and the Advanced Camera for Surveys (ACS) instrument (Ehrenreich et al. 2008) onboard the *Hubble* Space Telescope (HST). An independent analysis of the low-resolution data set used by Vidal-Madjar et al. (2004) has confirmed that the transit depth in Lyman- $\alpha$  is significantly greater than the transit depth due to the planetary disk alone

(Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010). These three independent observations show a significant amount of gas at velocities exceeding the planet escape velocity, leading to the conclusion that HD 209458b is evaporating. This conclusion is strengthened by the observations of absorption in the O I and C II lines (Vidal-Madjar et al. 2004), which led to the identification of a blow-off escape mechanism. This is also confirmed by recent observations of absorption in the C II and Si III lines using the HST Cosmic Origins Spectrograph (Linsky et al. 2010). Note that additional analyses of these observations are being made (Ballester & Ben-Jaffel, in prep.). A similar conclusion has been reached in the case of WASP-12b with observations of Mg II and near UV broad-band transit absorption (Fossati et al. 2010).

Based on these observational constraints, several theoretical models have been developed to explain and characterize the evaporation processes (Lammer et al. 2003; Lecavelier des Etangs 2004, 2007, 2008b; Baraffe et al. 2004, 2005, 2006; Yelle 2004, 2006; Jaritz et al. 2005; Tian et al. 2005; García Muñoz 2007; Holmström et al. 2008; Stone & Proga 2009; Murray-Clay et al. 2009; Adams 2011; Guo 2011). In the models developed by Holmström et al. (2008) and Ekenbäck et al. (2010), the observed hydrogen is produced through charge exchange between the stellar wind and the planetary escaping exosphere. Even in these last models, neutral hydrogen escaping the planet is required for charge exchange with hot protons of the stellar wind. Therefore, all models led to the conclusion that most of the EUV and X-ray energy input by the host star is used by

the atmosphere to escape the planetary gravitational potential (Owen & Jackson 2012; for detailed estimates of the EUV and X-ray input, see Sanz-Forcada et al. 2011). With this idea in mind, Lecavelier Des Etangs (2007) developed an energy diagram in which the potential energy of the planet is plotted versus the stellar energy received by its upper atmosphere. For HD 209458b, the escape rates derived from this diagram are not high enough for the evaporating exoplanet to lose a significant amount of its mass (Ehrenreich & Désert 2011). However, the nature of planets with smaller masses and closer orbits could be significantly altered by evaporation, and these planets would end as planetary remnants (Lecavelier des Etangs et al. 2004). The recently discovered CoRoT-7b (Léger et al. 2009) and Kepler-10b (Batalha et al. 2011) could be examples of a new category of planetary remnants, which were proposed for classification as “chthonian planets” (see Lecavelier des Etangs et al. 2004).

For a few years, the only observed evaporating planet was HD 209458b, and many questions remained to be answered. What is the evaporation state of other hot Jupiters and very hot Jupiters? Is evaporation a common process amongst hot Jupiters? How does the planetary system and stellar characteristics influence the escape rate? Some light has been shed on these questions thanks to the discovery of HD 189733b (Bouchy et al. 2005), a planet transiting a bright and nearby K star ( $V = 7.7$ ). Among the stars harboring transiting planets, HD 189733b belongs indeed to the second brightest at Lyman- $\alpha$ . Despite the failure of the HST/STIS instrument one year before the discovery of HD 189733b, Lecavelier Des Etangs et al. (2010) detected atmospheric escape through Lyman- $\alpha$  transit observations with the HST/ACS instrument. Moreover, Lecavelier des Etangs et al. (2012) compared two transit observations of HD 189733b made in April 2010 and September 2011 with the UV channel of the repaired HST/STIS (using the same methodology as employed by Vidal-Madjar et al. 2003 for HD 209458b), and showed that the escape from this planet is subject to significant temporal variations. In this paper we present a detailed analysis of the STIS transit observations of HD 189733b made in September 2011. We also show a new time-resolved spectral signature of the absorption observed at this epoch by using time-tagged photon count data. We also present the transit observed in other lines, such as Si III at 1206.5 Å and N V at 1239 Å and 1243 Å.

### 1.2. HD 189733b

The very hot Jupiter HD 189733b is located 19.3 parsecs away from Earth, with a semi-major axis of 0.03 AU and an orbital period of 2.2 days. The planetary transits and eclipses can be used to probe its atmosphere and environment (e.g., Charbonneau et al. 2008; Désert et al. 2009). HD 189733b orbits a bright main-sequence star, with a magnitude  $V = 7.7$ . This K2V star emits one of the highest Lyman- $\alpha$  flux ever measured for transits observations (with the noticeable exception of 55 Cnc; Ehrenreich et al. 2012), which makes HD 189733b a particularly good candidate to study atmospheric evaporation.

Thanks to the proximity of HD 189733, and the large surface covered by the planet against its relatively small star, extensive observational studies have been made of this hot Jupiter. The planet has a mass  $M_p = 1.13$  Jupiter masses ( $M_{Jup}$ ) and a radius  $R_p = 1.16$  Jupiter radii ( $R_{Jup}$ ) in the visible (Bakos et al. 2006; Winn et al. 2007). The planetary disk transit results in a  $\approx 2.4\%$  occultation depth from visible to near infrared (Désert et al. 2009; Sing et al. 2011). The short period of the planet (2.21858 days) has been measured precisely (Hébrard & Lecavelier Des Etangs 2006; Knutson et al. 2009).

Spectropolarimetry has measured the strength and topology of the stellar magnetic field, which reaches up to 40 G (Moutou et al. 2007; Fares et al. 2010). Sodium has been detected in the planet atmosphere by both ground-based (Redfield et al. 2008) and space-based observations (Huitson et al. 2012). Using the HST/ACS, Pont et al. (2008) detected atmospheric haze, which is interpreted as Mie scattering by small particles (Lecavelier Des Etangs et al. 2008a). High signal-to-noise HST/NICMOS/STIS observations (Sing et al. 2009, 2011) and HST/WFC3 (Gibson et al. 2012) have shown that the near-IR spectrum below  $2 \mu\text{m}$  is due to haze scattering and/or water absorption (Swain et al. 2008; see also Gibson et al. 2011), and Rayleigh scattering might even extend to longer wavelengths (Pont et al. 2012). The detection of an H<sub>2</sub>O signature using transit photometry (Tinetti et al. 2007) has been subjected to controversy (Ehrenreich et al. 2007; Agol et al. 2010; Désert et al. 2009, 2011). It has been tentatively proposed that CO molecules can explain the excess absorption seen at  $4.5 \mu\text{m}$  (Charbonneau et al. 2008; Désert et al. 2009; Knutson et al. 2012). Applying best-estimate approaches to dayside infrared emission spectra of HD 189733b, Lee et al. (2012) and Line et al. (2012) both reported the detection of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub> in the atmosphere (see also Swain et al. 2009). Using Spitzer spectroscopy of planetary eclipses, Grillmair et al. (2008) also found evidence of H<sub>2</sub>O absorption signatures and possibly weather-like variations in the atmospheric conditions. Note that Agol et al. (2010) found an upper limit of 2.7% on the variability of the dayside planet flux, which rules out the most extreme weather fluctuations on HD 189733b. An alternative source for the observed variability may be the change of location of a dayside hot spot detected at an offset from the substellar point (Knutson et al. 2007; Agol et al. 2010; Majeau et al. 2012). A sensitive search with GMRT has provided very low upper limits on the meter-wavelength radio emission from the planet, indicating a weak planetary magnetic field (Lecavelier Des Etangs et al. 2009, 2011).

### 1.3. Previous Lyman- $\alpha$ observations of HD 189733b

In 2007–2008, because of the failure of the Space Telescope Imaging Spectrograph (HST/STIS) in 2004, HD 189733 was observed with the Solar Blind Camera of the (HST/ACS). Transit observations showed a diminution of  $5.05 \pm 0.75\%$  of the entire H I Lyman- $\alpha$  curve (Lecavelier Des Etangs et al. 2010). This was more than the 2.4% planetary disk occultation depth and was interpreted as the result of the evaporation of the planet’s upper atmosphere. However, the limited spectral resolution of the ACS data in the far-ultraviolet (FUV) wavelengths of the Lyman- $\alpha$  line (at 1215.67 Å) implies that no conclusion could be made on the radial velocities of the escaping gas, and this detection called for more observations. After the refurbishment of HST in May 2009, HD 189733b was thus observed during transit in April 2010 with the G140M grating of the repaired HST/STIS. Disappointingly, no significant absorption was detected in the Lyman- $\alpha$  line ( $2.9 \pm 1.4\%$ , see Lecavelier des Etangs et al. 2012), other than the occultation depth by the planetary disk alone.

Note that Jensen et al. (2012) reported a significant absorption feature at H $\alpha$  in the transmission spectra of HD 189733b. This transit-dependent absorption was detected within a narrow band at the line center ( $-24.1$  to  $26.6 \text{ km s}^{-1}$ ). Because of the limited resolution of the ACS spectra, Jensen et al. could not directly compare the velocity ranges between their H- $\alpha$  absorption detection and the H I Lyman- $\alpha$  absorption feature reported

**Table 1.** Log of the September 2011 observations.

Data set	Date	Observation		Time from center of transit	
		start	end	start	end
HST orbit #1	2011-09-07	19:49:21	20:20:55	-03:31:02	-02:59:28
HST orbit #2	2011-09-07	21:18:37	21:56:10	-02:01:46	-01:24:13
HST orbit #3	2011-09-07	22:54:26	23:31:59	-00:25:57	00:11:35
HST orbit #4	2011-09-08	00:30:16	01:07:49	01:09:52	01:47:25

**Notes.** Time is given in UT.

by [Lecavelier Des Etangs et al. \(2010\)](#). Although the stellar Lyman- $\alpha$  emission line is strongly absorbed by the interstellar hydrogen over their observed velocity range, our recent and highly resolved STIS observations could enable a more direct comparison between the two atmospheric signatures.

## 2. Observations

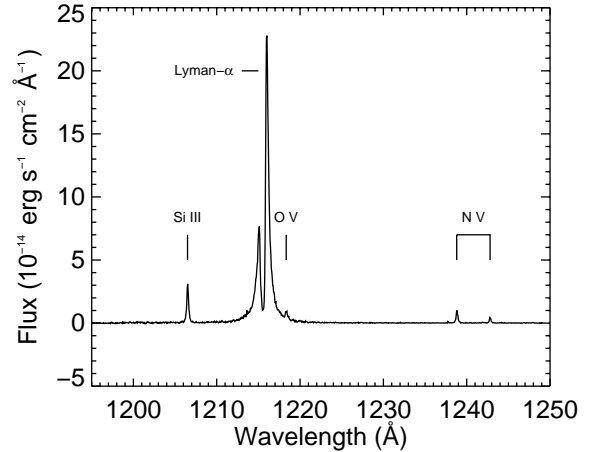
The observations of HD 189733b in the Lyman- $\alpha$  line performed in 2007–2008 showed significant absorption in the exosphere of the planet, while in April 2010 no atmospheric absorption signature was detected. To address the question of these variations, new transit observations of the planet were made in September 2011 with the G140M grating of the HST/STIS. The log of these time-tagged observations is given in Table 1. The analysis described in this paper was made with 1D spectra extracted using CALSTIS (version 3.32) data pipeline. These spectra cover the far-UV wavelengths from 1195 to 1248 Å with a spectral resolution of about  $20 \text{ km s}^{-1}$  at  $1215.67 \text{ Å}$ . The planet was observed during four consecutive orbits of the HST around the Earth: two orbits before the transit, one during the transit, and one after the transit. The first exposure lasts 1800 s and the three others about 2100 s. Data acquisitions are interrupted by Earth occultation lasting about 3500 s. Contrary to ACS observations, for which the co-addition of three independent transits was necessary to detect the transit signature in the Lyman- $\alpha$  line, the highest sensitivity of the STIS data allows an independent study of each transit observation.

## 3. Data analysis

### 3.1. Resulting spectra

We identified in the STIS spectra the stellar emission lines of Si III ( $1206.5 \text{ Å}$ ), O V ( $1218.3 \text{ Å}$ ), the N V doublet ( $1242.8 \text{ Å}$  and  $1238.8 \text{ Å}$ ), and the bright H I Lyman- $\alpha$  line ( $1215.67 \text{ Å}$ ) (Fig. 1). To calculate the radial velocities relative to the star, we need to estimate the radial velocity of the star relative to the STIS wavelength calibration. Using the stellar emission lines we found that the star has a red-shifted velocity of  $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$  (heliocentric).

In order to detect possible transit signatures of HD 189733b and its atmosphere, we calculated for each stellar line the time evolution of the total emission flux, or of the flux within a given wavelength range. We also compared the April 2010 and September 2011 observations of the stellar lines other than the Lyman- $\alpha$  line (for comparison of this line between 2010 and 2011, see [Lecavelier des Etangs et al. 2012](#)). A signature of the atmosphere is considered to be detected when an excess absorption is seen in addition to the absorption by the planetary disk itself during the planet transit.



**Fig. 1.** Plot of the wavelength-calibrated STIS spectrum of HD 189733b with the Lyman- $\alpha$ , Si III, O V, and N V stellar emission lines.

### 3.2. N v doublet (at $1238.8 \text{ Å}$ ) and O v line

For the April 2010 and September 2011 observations, we compared the total flux in the stellar Si III emission line and the N V doublet before, during, and after the transit. Results are summarized in Table 2. We do not detect any variation showing a transit-like signal in the 2010 or in the 2011 observations for the N V line at  $1238.8 \text{ Å}$ . All variations, in particular differences in flux between 2010 and 2011, are most likely attributable to stellar variations in a line arising from an active region of the stellar atmosphere. The analysis of the O V line, fainter and located within the Lyman- $\alpha$  line red wing, gave no significant results.

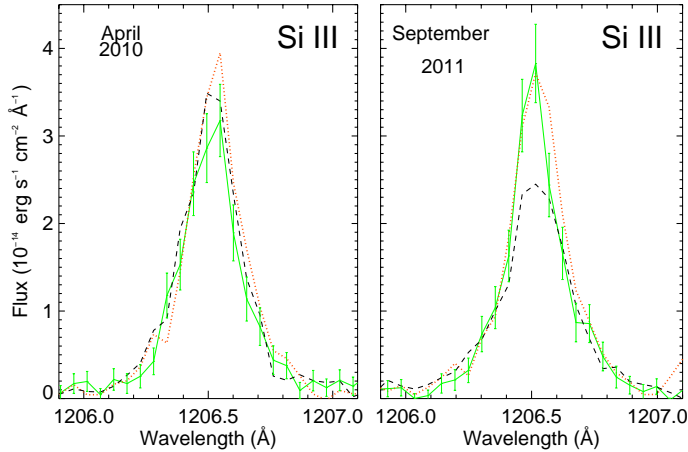
### 3.3. Si III line and N v doublet (at $1242.8 \text{ Å}$ )

Although there is no significant variation in the first epoch observations for the Si III line and the N V doublet, in the second epoch we see significant time variations of the flux measured in the Si III line, and in the N V line at  $1242.8 \text{ Å}$  (see Table 2). In the 2011 observations, these stellar lines are observed to be fainter before the transit than during and after the transit (Figs. 2 and 3). There is a 3.5% probability to find the high variations observed between the fluxes before, during, and after the transit for the N V line at  $1242.8 \text{ Å}$  (see the  $\chi^2$  values in Table 2). This probability is 0.6% for the Si III line. Variations in the Si III line brightness have already been observed in the planetary system of HD 209458b ([Linsky et al. 2010](#)). However, here we see a higher flux during the transit, which cannot be interpreted by a classical absorption in the planetary exosphere. Our observation could be interpreted by an early ingress caused by the formation of a bow-shock surrounding the planet magnetosphere. This was modeled by [Llama et al. \(2011\)](#) and [Vidotto et al. \(2010, 2011a,b\)](#), and explains for example the WASP-12b observations

**Table 2.** Total flux in the Si III emission line (at 1206.5 Å) and the N V emission line (at 1242.8 Å and 1238.8 Å) before, during, and after the transit.

	Si III line		N V doublet			
	Flux within 1206–1207 Å		Flux within 1238.4–1239.1 Å		Flux within 1242.5–1243.1 Å	
	(10 <sup>-14</sup> erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )		(10 <sup>-15</sup> erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )		(10 <sup>-15</sup> erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	
	2010	2011	2010	2011	2010	2011
Before transit	1.05 ± 0.04	0.87 ± 0.04	3.59 ± 0.19	2.77 ± 0.16	1.74 ± 0.13	0.97 ± 0.10
During transit	0.94 ± 0.05	0.98 ± 0.05	3.15 ± 0.23	2.72 ± 0.22	1.50 ± 0.16	1.40 ± 0.15
After transit	1.07 ± 0.06	1.08 ± 0.06	3.07 ± 0.23	2.77 ± 0.22	1.75 ± 0.17	1.19 ± 0.14
$\chi^2$	3.82	10.1	3.86	0.04	1.65	6.70

**Notes.** The  $\chi^2$  values are the standard deviations associated to each stellar line in either 2010 or 2011.



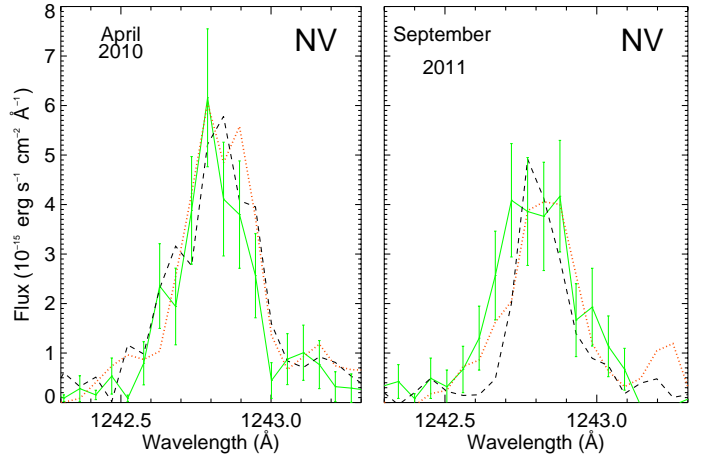
**Fig. 2.** Plot of the flux in the Si III line for the 2010 (left panel) and 2011 (right panel) observations. The black dashed line shows the spectrum before the planet transit; the green solid line with error bars at the 1 $\sigma$  level shows the flux during the transit; the red dotted line shows the flux after the transit.

of an early ingress in the Mg II line (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012). Alternatively, intrinsic stellar line variations could be the explanation of our observations. This raises the question of possible stellar line variations triggered by the planet, as already suspected in the case of the C II flare detected in ACS observations of the same planet (Lecavelier Des Etangs et al. 2010). The Si III line and N V doublet thus appear as possible candidates to diagnose the star-planet interaction (SPI), and additional observations are needed to address this possibility. Hereafter we consider only the Lyman- $\alpha$  observations.

### 3.4. Lyman- $\alpha$ line

#### 3.4.1. The stellar Lyman- $\alpha$ emission line profile

The Lyman- $\alpha$  line is the brightest stellar line in the STIS spectra from 1195 to 1248 Å. The single stellar Lyman- $\alpha$  line is massively absorbed by the interstellar atomic hydrogen H I in a narrow band at the line center (1215.6 Å), and to a lesser extent by the interstellar deuterium D I around 1215.3 Å. As a result, the spectrally resolved line, at the resolution of the G140M spectrograph, is composed of two peaks separated by this deep absorption. In order to estimate the Lyman- $\alpha$  line flux and profile, we fitted the line profile as observed in September 2011, following the method of Wood et al. (2005) and Ehrenreich et al. (2011). The best result was obtained by modeling the stellar emission line using two Voigt profiles with the same width and damping constant. The free parameters of the fit are the total stellar flux,

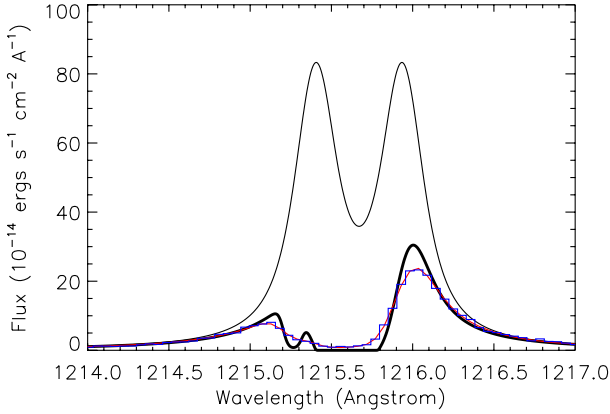


**Fig. 3.** Plot of the flux in the N V line between 1242.5 and 1243.1 Å, for the 2010 (left panel) and 2011 (right panel) observations. The black dashed line shows the spectrum before the planet transit; the green solid line with error bars at the 1 $\sigma$  level shows the flux during the transit; the red dotted line shows the flux after the transit.

the Voigt parameters (width, damping constant, and the wavelength difference between the two profiles centers), and the ISM parameters (H I column density, ISM and star radial velocities, and turbulence velocity). We used a D/H ratio of  $1.5 \times 10^{-5}$  (e.g., Hébrard & Moos 2003; Linsky et al. 2006). Finally we added a single free parameter to fit the strength of the wing of the line spread function (LSF), which is added to the G140M published tabulated LSF<sup>1</sup>. The wing of this LSF is taken as a Gaussian with a fixed width measured in the published G140M LSF to be  $\sigma_{\text{Wing LSF}} = 4.6$  pixels. The comparison between the best model reconstructed Lyman- $\alpha$  stellar profile and the observed spectrum yields a  $\chi^2$  of 36.1 for 49 data points in the wavelength range 1214.25–1215.5 Å and 1215.8–1217.1 Å (see Fig. 4). The resulting profile shows a double peak emission, which is usually seen in the Lyman- $\alpha$  line of cool stars, and can be interpreted as self-absorption in the chromosphere of the star (Wood et al. 2005).

In the search for the best model to fit the Lyman- $\alpha$  profile, we used the Bayesian information criterion (BIC) and the Akaike information criterion (AIC; see, e.g., de Wit et al. 2012). These criteria prevent us from over-fitting and are based on the likelihood function given by the  $\chi^2$  and on a penalty term related to the number of parameters in the fitting model (Crossfield et al. 2012; Cowan et al. 2012). The lowest BIC is obtained for the

<sup>1</sup> [http://www.stsci.edu/hst/stis/performance/spectral\\_resolution](http://www.stsci.edu/hst/stis/performance/spectral_resolution)



**Fig. 4.** Plot of the theoretical profile of HD 189733 Lyman- $\alpha$  line. The black thin line shows the theoretical intrinsic stellar emission line profile as seen by hydrogen atoms escaping the planetary atmosphere. The black thick line shows the resulting profile after absorption by the interstellar hydrogen (1215.6 Å) and deuterium (1215.3 Å). The line profile convolved with the HST G140M instrumental line spread function (red line) is compared to the observations (blue histogram), yielding a good fit with a  $\chi^2$  of 36.1 for 40 degrees of freedom.

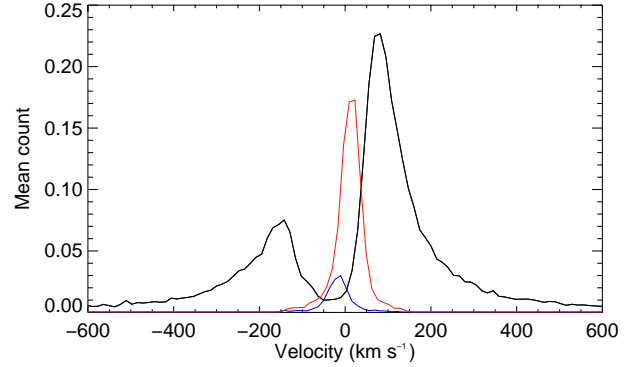
**Table 3.**  $\chi^2$ , BIC and AIC for various models with  $k$  degrees of freedom used to fit the Lyman- $\alpha$  line profile.

Model	$\chi^2$	$k$	d.o.f.	BIC	AIC
Reference model	36.1	9	40	71.1	54.1
$T_{\text{ISM}} \neq 0$	35.8	10	39	74.7	55.8
Double Gaussian LSF	34.4	12	37	81.1	58.4
2 different Voigt profiles	35.5	11	38	78.3	57.5
1-Voigt profile	41.5	8	41	72.6	57.5
2-Gaussian profile	166.6	8	41	197.7	182.6

reference model described above (see parameters in Table 3). When we allowed for the temperature of the ISM to be a free parameter (allowing different turbulent widths for the ISM hydrogen and deuterium absorption lines), we obtained a better  $\chi^2$  but the larger BIC and AIC show that this decrease cannot be interpreted in terms of the information content of the data. We also obtained a better fit to the data by using a two-Gaussian LSF with three additional free parameters, but again the larger BIC and AIC shows that the increase of freedom is responsible for the apparent improvement in the fit. We also concluded that the better fit to the profile obtained by using two different Voigt profiles (with different widths and damping constants) is not significant. We also tested if more simple emission line profiles with lower degrees of freedom could be used (one single-Voigt profile or two-Gaussian profile) and concluded that the reference model with two similar Voigt profiles provides the best fit to the data.

### 3.4.2. Geo-coronal emission

In the raw data, the stellar emission line is superimposed with the geo-coronal airglow emission from the upper atmosphere of the Earth (Vidal-Madjar et al. 2003). This emission line can be well estimated and removed from the final spectrum using the calstis data pipeline (version 2.32 of November 5, 2010). Independent re-analysis of raw data using the same methodology as in Vidal-Madjar et al. (2003) and Désert et al. (2004) confirmed that the airglow emission can be efficiently subtracted and included in the final error budget. Moreover, because we used a narrow spectrograph slit of 0.1", the airglow contamination is

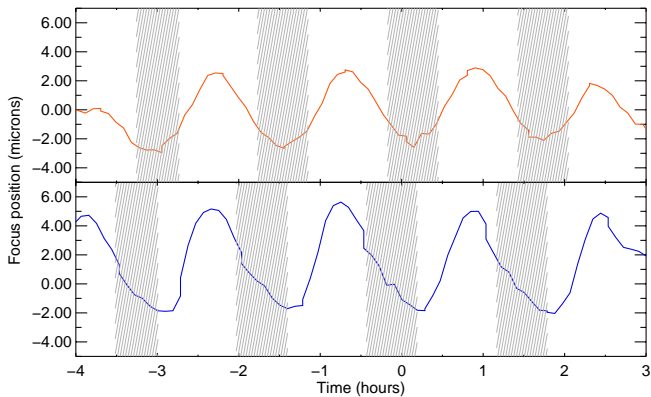


**Fig. 5.** Plot of HD 189733b Lyman- $\alpha$  line profile (black line) superimposed with the geo-coronal emission (red and blue lines). The red line corresponds to the 2010 observations, the blue line to the 2011 observations. All lines are averaged over the four HST orbits. The geo-coronal emission is noticeably low during the 2011 observations.

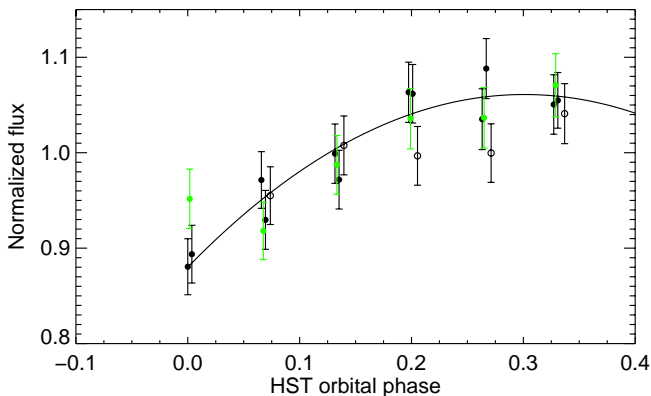
limited to the central part of the Lyman- $\alpha$  line and does not contaminate the part of the spectrum where atmospheric signatures are detected, in the wings of the line (Sect. 4). The airglow emission may be affected by daily and seasonal variations, and the data of September 2011 present a noticeably low airglow emission level (Fig. 5).

### 3.4.3. Telescope “breathing”

Using time-tagged acquisitions of the STIS spectra, we checked variations at short time scales within a given HST orbit in a similar manner as done by Ben-Jaffel (2007). In the 2011 observations, we see a periodic variation of the measured Lyman- $\alpha$  flux in phase with the HST position on its orbit, with the same amplitude of about 10% at all wavelengths and no spectral signature. These variations are not seen at a significant level in the 2010 observations. They are interpreted by the STScI STIS experts as caused by the telescope “breathing”, which is known to affect STIS observations in the UV and in the visible because of variations of the telescope throughput. The breathing is caused by changes in temperature that the HST experiences during each orbit. This causes small motions of the secondary mirror in the STIS bench, which alters the alignment of the target in the aperture (Kimble et al. 1998). It may also change the focus position and the size of the point spread function, affecting the spectrograph throughput through the narrow 0.1" slit. Although the breathing depends on a large number of parameters and cannot be predicted, it can be modeled for a past observation. Using the STScI Focus model (Cox & Niemi 2011), we thus assessed the repeatability of the breathing effect on the focus position during the 2011 observations. While the time windows of these observations correspond to significant variations of the focus position, the 2010 observations coincide with times when the focus position is subjected to only low variations (Fig. 6). The shape and amplitude of these systematic variations can change between visits of the same target, as was found in STIS optical transit observations of HD 209458 (Brown et al. 2001; Charbonneau et al. 2002; Sing et al. 2008) and of HD 189733 (Sing et al. 2011; Huitson et al. 2012), and in STIS FUV transit observations of 55 Cnc (Ehrenreich et al. 2012). Extensive experience with optical STIS data over the last decade furthermore indicates that the orbit-to-orbit variations within a single visit are both stable and highly repeatable, except for the first orbit, which displays a different trend (see Brown et al. 2001 and Charbonneau et al. 2002). Because of its repeatability, this effect is easy to correct for.



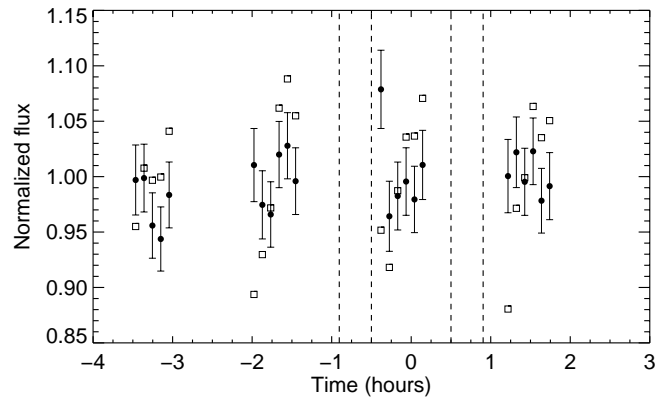
**Fig. 6.** Longitudinal motion of the secondary mirror for the 2010 observations (*top panel*) and the 2011 observations (*bottom panel*). Time is given relative to the center of the planetary transit. Hatched zones show the time windows of our observations of HD 189733b.



**Fig. 7.** Lyman- $\alpha$  fluxes for 379 s exposures, phase-folded on the HST orbital period. The empty circles correspond to the first orbit. The green circles correspond to the measurements obtained during the planetary transit. The black line is the second-order polynomial fit to the other orbits measurements (filled black dots).

For each HST orbit, we divided the time-tagged exposures into six 379 s subexposures. Following the method of Sing et al. (2011) and Brown et al. (2001), we phase-folded these exposures over the HST-orbital period of 96 min. Each exposure was then spectrally summed over the entire Lyman- $\alpha$  line, and normalized by the mean value of all the exposures of its related orbit. We excluded the first orbit. We also excluded observations obtained during the planetary transit. We found that the breathing effect was best fitted with a second-order polynomial (Fig. 7; see Ehrenreich et al. 2012 for a similar correction of this effect).

Figure 7 shows that the first orbit seems to be lower than the expected unabsorbed Lyman- $\alpha$  stellar light curve. This could mean the absorption signatures described in Sect. 4, and obtained with the two orbits before the transit as reference, may be underestimated. We correct the data for the breathing effect by dividing the spectra of each 379 s subexposure by the value of the polynomial fit at the same HST orbital phase. This correction does not apply to the first orbit because of its different trend. The spectra are reconstructed for each orbit by coadding their respective exposures (Fig. 8). Note that we obtain the same estimates for absorptions and ratios measured using the full HST orbit exposures, with or without the correction, as done by Lecavelier des Etangs et al. (2012). However, the correction must be taken into account for measurements on partial orbit exposures obtained using time-tagged data.



**Fig. 8.** Raw fluxes not corrected for the breathing effect (empty squares), as a function of time in the September 2011 observations. Time is given relative to the center of the planetary transit. Circles correspond to the corrected flux. Each point stands for a 379 s exposure spectrum, summed over the whole Lyman- $\alpha$  line, and normalized by the flux over the entire corresponding orbit. Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit.

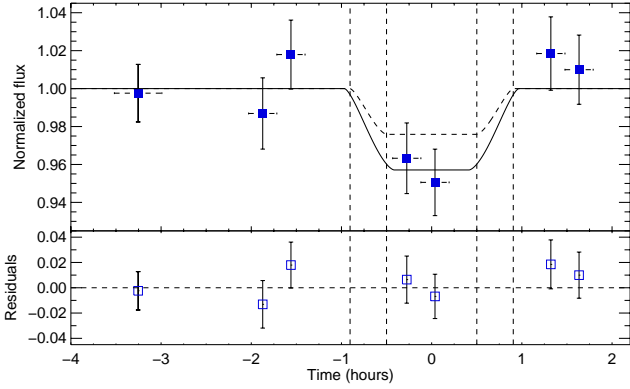
## 4. Atmospheric hydrogen

### 4.1. Full Lyman- $\alpha$ flux

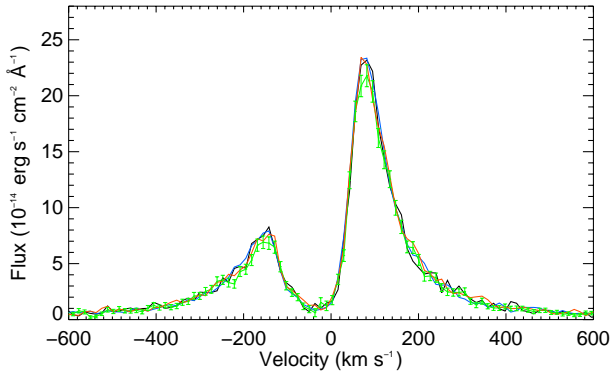
In a first step, to search for the transit signature of the planetary atmosphere in the Lyman- $\alpha$  line, we compared the total line flux measured during the transit with the flux measured before the transit. The transit depth by the planetary disk alone as seen from the visible to the near-infrared amounts to 2.4% (Pont et al. 2007; Sing et al. 2009; Désert et al. 2009). The observations of HD 189733b made in April 2010 showed no significant excess in the transit absorption depth, with a depth for the flux within the whole Lyman- $\alpha$  line of  $2.9 \pm 1.4\%$ , including the planetary disk occultation (Lecavelier des Etangs et al. 2012). In contrast, a transit absorption of  $5.0 \pm 1.3\%$  is found in the total flux of the Lyman- $\alpha$  line for the 2011 observations. We fitted the flux measured during the transit with a classical planetary occultation model from Mandel & Agol (2002). The best fit is consistent with the presence of an extended absorbing atmosphere surrounding the planet (see Fig. 9). Subtracting the planetary disk absorption, the signature measured during the 2011 transit corresponds to an excess absorption, due to atmospheric hydrogen only, of  $2.3 \pm 1.4\%$ . This is consistent with the excess absorption of  $2.71 \pm 0.75\%$  due to hydrogen only, obtained with the HST/ACS observations in 2007–2008 (Lecavelier Des Etangs et al. 2010).

### 4.2. Spectrally resolved absorption features

In contrast to the ACS spectra, the spectrally resolved STIS spectra allow us to look for absorption signatures within specific wavelength intervals (Fig. 10). Two clear absorption regions can be seen within the Lyman- $\alpha$  line in the 2011 transit observation. The most significant absorption signature is visible in the blue part of the line from  $-230 \text{ km s}^{-1}$  to  $-140 \text{ km s}^{-1}$ . Another feature, although less significant, is visible at the peak of the red wing from  $60 \text{ km s}^{-1}$  to  $110 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 11). There seems to be some absorption within the same velocity region in the blue wing for the post-transit observation, albeit with a lower depth. The red region displays no absorption feature in the post-transit observation. In the following sections we describe the methods



**Fig. 9.** Plot of the total flux within the whole Lyman- $\alpha$  line, as a function of time (blue square symbols). Each HST orbit is divided into two 1127 s independent subexposures, corrected for the breathing effect (except for the first orbit, see Sect. 3.4.3). Time is given relative to the center of the planetary transit. Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. Horizontal error bars centered on the symbols show the duration of the exposures. A light curve fitted with a classical planetary occultation model is displayed as a solid black line, with a transit depth in excess compared to the transit depth observed at optical wavelengths (dashed black line). The *bottom panel* shows the corresponding residuals (empty symbols).

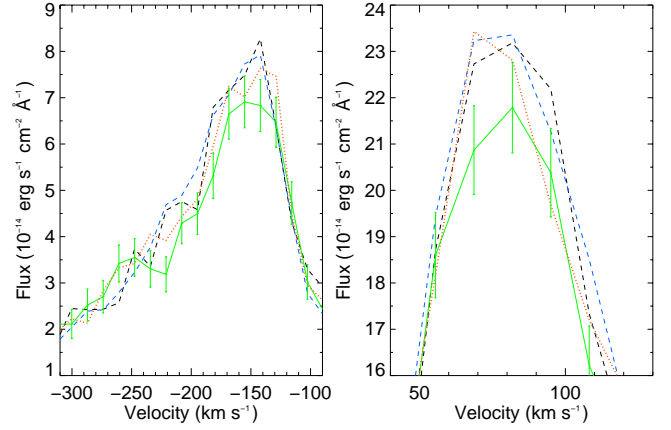


**Fig. 10.** Lyman- $\alpha$  line profile. Four spectra, corresponding to the four HST orbits of the September 2011 observations, are displayed as a function of radial velocity relative to the star. The black and blue lines show the fluxes before the planet transit; the green line with error bars at the  $1\sigma$  level shows the flux during the transit; the red line shows the flux after the transit.

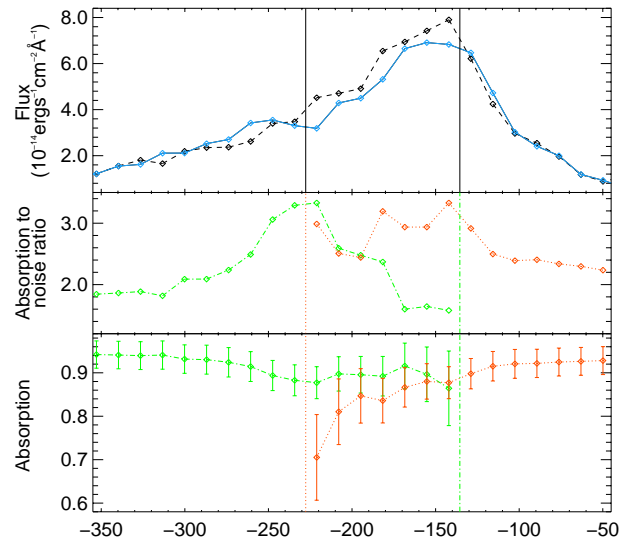
used to quantitatively characterize these two signatures, in particular their precise velocity range and absorption depths.

#### 4.3. Quantitative estimates

To quantitatively characterize the absorption features within the Lyman- $\alpha$  line, we studied the ratio of the flux during transit to the flux before transit. The transit signature is the combination of the absorption by the atmospheric neutral hydrogen and the 2.4% occultation of the stellar disk by the planetary disk at all wavelengths. To characterize the absorption due to the hydrogen only, we decreased the flux before the transit by a factor corresponding to the planet absorption. Then, we searched for the strongest signature at every possible wavelength range, excluding intervals narrower than  $0.1 \text{ \AA}$  (about two pixels in the STIS spectra). We looked for the most significant absorption, characterized by the highest value of the ratio of the relative absorption to its noise (Fig. 12).



**Fig. 11.** Zoom on the blue wing (*left panel*) and red wing (*right panel*) of the Lyman- $\alpha$  line profile displayed in Fig. 10. The black and blue dashed lines show the fluxes before the planet transit; the green solid line with error bars at the  $1\sigma$  level shows the flux during the transit; the red dotted line shows the flux after the transit.



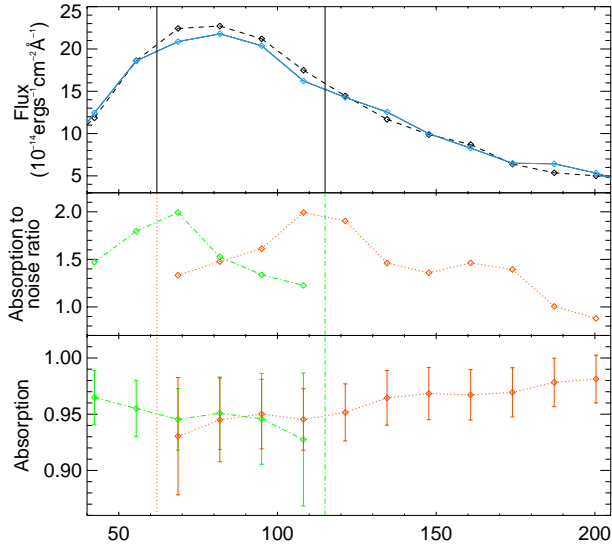
**Fig. 12.** Plot of the flux (*upper panel*), absorption (*bottom panel*), and ratio of the absorption to its noise (*middle panel*) in the blue part of the Lyman- $\alpha$  line, as a function of velocity. The *upper panel* displays the flux before the transit multiplied by the occultation factor of the planetary disk (black dashed line), to be compared to the flux during the transit (blue solid line). In the *lower* and *middle panels*, total cumulative values are calculated within domains of increasing range. The red dotted line is for ratios calculated within domains between  $-230 \text{ km s}^{-1}$  and increasing velocities. The green dash-dotted line is for ratios between  $-140 \text{ km s}^{-1}$  and decreasing velocities.

In the 2011 transit observations, the most significant signature is found within the range  $-230$  to  $-140 \text{ km s}^{-1}$ , yielding an H I absorption depth of  $12.3 \pm 3.7\%$  ( $3.3\sigma$  detection). This signature, due to the atmospheric hydrogen only, is the most significant over the entire Lyman- $\alpha$  profile. The measured velocity of the gas is higher than the escape velocity of  $60 \text{ km s}^{-1}$  from the planet (the effective escape velocity is even lower than  $60 \text{ km s}^{-1}$  at higher altitude where we observe the absorption). The total absorption depth of  $14.4 \pm 3.6\%$ , which includes the planetary disk occultation, also corresponds to high altitudes: it is equivalent to a disk with a radius of 2.8 Jupiter radii. Therefore, the observed neutral hydrogen must be at high altitudes, escaping the planet gravity. Note that if we exclude the first HST orbit in the calculation of the flux before the transit, the absorption depth is the



**Table 4.** Transit depths in a given wavelength range (including planetary disk occultation and atmospheric absorption), for the three observations of HD 189733b.

Transit depths	HST/ACS (2007–2008) not spectrally resolved	HST/STIS (2010) spectrally resolved	HST/STIS (2011) spectrally resolved
Planetary disk occultation	2.4%	2.4%	2.4%
Whole Lyman- $\alpha$ line	$5.1 \pm 0.8\%$	$2.9 \pm 1.4\%$	$5.0 \pm 1.3\%$
–230 to –140 km s <sup>–1</sup>		$0.5 \pm 3.8\%$	<b><math>14.4 \pm 3.6\%</math></b>
60 to 110 km s <sup>–1</sup>		$5.8 \pm 2.6\%$	$7.7 \pm 2.7\%$



**Fig. 13.** Same as in Fig. 12 in the red part of the Lyman- $\alpha$  line. The red dotted line is for ratios calculated over domains between 60 km s<sup>–1</sup> and increasing velocities. The green dash-dotted line is for ratios between 110 km s<sup>–1</sup> and decreasing velocities.

same within  $1\sigma$  ( $18.3 \pm 5.6\%$ ), but the detected range is somewhat narrower, from  $-230$  to  $-180$  km s<sup>–1</sup>.

The same method was applied to the red wing of the Lyman- $\alpha$  line, with a search window in the range 40 to 200 km s<sup>–1</sup>. We find the most significant transit absorption signature in the range 60 to 110 km s<sup>–1</sup> (see Fig. 13). Subtracting the occultation by the planetary disk, this signature yields a  $5.5 \pm 2.7\%$  absorption depth ( $2.0\sigma$  detection). This detection is the same if we exclude the first orbit, whether the spectra are corrected for the breathing effect or not. Cumulative transit depths due to the planetary disk and the atmospheric hydrogen can be found in Table 4.

We also divided each exposure of a given HST orbit, corrected for the breathing effect, into two independent spectra with 1127 s exposure time. We measured the absorption over the range  $-230$  to  $-140$  km s<sup>–1</sup> for the April 2010 and September 2011 observations. A light curve fitted to the data using a model of a single planetary disk occultation unambiguously shows that, in contrast to the 2010 measurements, the 2011 flux measurements require the presence of an extended hydrogen atmosphere. Each of the two independent transit measurements of 2011 are consistent with a  $14.4 \pm 3.6\%$  absorption, interpreted as atmospheric absorption in addition to the planetary disk occultation (Fig. 14). Note that the absorbing atmosphere is likely not spherical, which explains why the post-transit data of the 2011 observations cannot be fitted with the simple model used here (see Sect. 4.6). A full description of the geometry of the hydrogen cloud is beyond the scope of the present paper, however.

#### 4.4. False-positive probabilities

To assess the significance of the absorption features found in the Lyman- $\alpha$  light curve, we made the hypothesis that the transit spectrum shows no absorption and calculated with a bootstrap-like method the false-positive probability to have signatures as significant as the one we detected, but caused by noise only.

From a reference-averaged spectrum, we generated two random spectra simulating spectra before and during the transit free of atmospheric absorption. The two spectra were obtained by adding random Gaussian noise to the reference spectrum, with an amplitude corresponding to the error estimated for the spectra before and during the transit. We generated these two spectra for 1 000 000 runs, and in each run used the absorption detection method detailed in Sect. 4.3 to find the most significant absorption signature. Due to a better consideration of the searched velocity intervals, we found lower estimates of the false-positive probability than in Lecavelier des Etangs et al. (2012). Indeed, taking into account that the range of the searched-for absorption feature cannot be narrower than the spectral resolution of the spectrograph, we excluded false-positive signatures found on wavelength intervals covering 1 or 2 pixels, which would be narrower than the STIS resolution. The false-positive probability to find an excess absorption depth at more than  $3.3\sigma$  in the range  $-350$  to  $-50$  km s<sup>–1</sup> is only 3.6%. It is unlikely that this particular signature comes from statistical noise in the data. The false-positive probability to find an excess absorption depth at more than  $2.0\sigma$  in the range 40 to 200 km s<sup>–1</sup> is 24.6%. With this higher probability, the  $5.5 \pm 2.7\%$  absorption depth detected in the red wing is possibly due to noise in the data. Note, however, that a similar signature was also observed in the case of HD 209458b, with an absorption depth of  $5.2 \pm 1.0\%$  in the red wing between 1215.89 and 1216.43 Å (Vidal-Madjar et al. 2003, 2008).

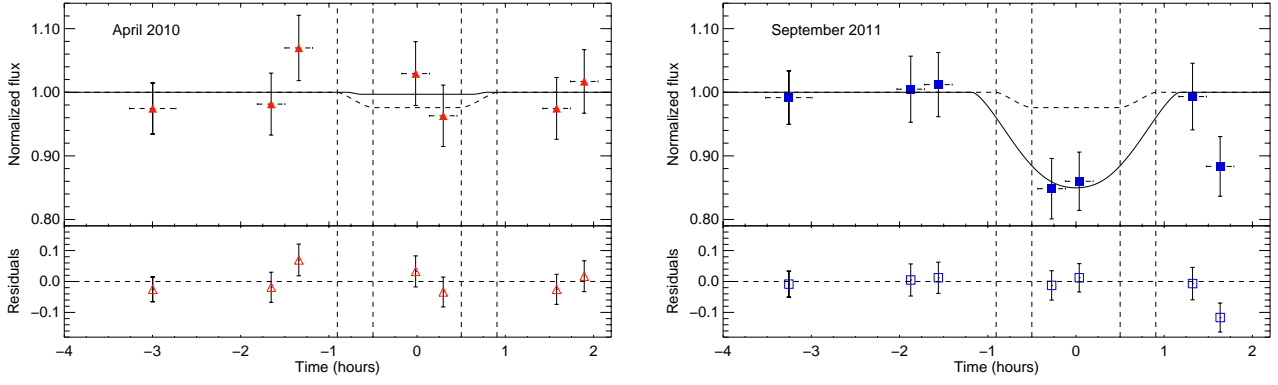
#### 4.5. Spectral and temporal variability

##### 4.5.1. Absorption depth as a function of radial velocity

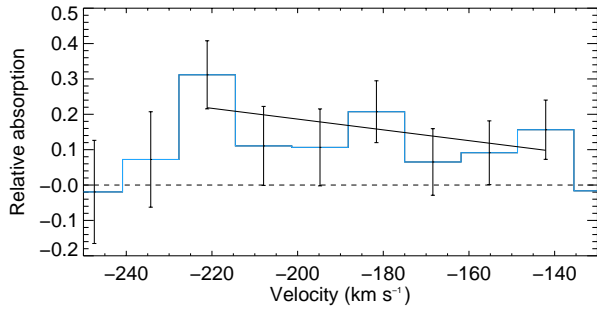
Here we address the possibility to resolve the absorption feature in the blue range of the Lyman- $\alpha$  line profile between  $-230$  and  $-140$  km s<sup>–1</sup>. Although the absorption depth seems to be higher for higher negative velocities, a linear fit to the spectral absorption within this domain shows that the slope is not significantly different from 0, with a value of  $(-1.5 \pm 1.3) \times 10^{-3}$  (km s<sup>–1</sup>) (Fig. 15). We conclude that we do not see significant structures in the profile of the H I absorption.

##### 4.5.2. Variations of absorption with time during the transit

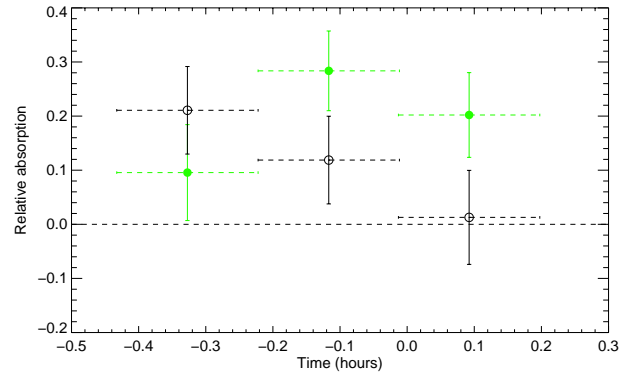
The spectral resolution and high sensitivity of the STIS data allow the search for possible differences in the velocity structure of the absorption as a function of time *during* the transit. Indeed, the escaping hydrogen may form a curved cometary tail trailing behind the planet (Schneider et al. 2007; Ehrenreich et al. 2008). Since the tail crosses in front of the star, we can use



**Fig. 14.** Plot of the flux between  $-230$  and  $-140$   $\text{km s}^{-1}$  in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line as a function of time relative to the center of the planetary transit (filled symbols). The red triangular symbols are for the 2010 observations, while the blue square symbols correspond to the observations of 2011. Each HST orbit is divided into two 1127 s independent subexposures, corrected for the breathing effect (except for the first orbit, see Sect. 3.4.3). Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. Horizontal error bars centered on the symbols show the duration of the exposures. The light curve of the planet transit at optical wavelengths is displayed as a dashed black line. A light curve fitted with a classical planetary occultation model to the flux during the transit is displayed as a solid black line, and shows that the excess absorption feature detected in the 2011 data is not seen in the 2010 data. The *bottom panel* shows the corresponding residuals (empty symbols).



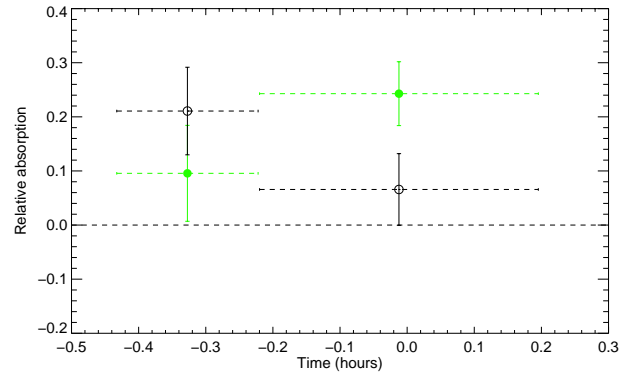
**Fig. 15.** Plot of the spectral absorption in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line in the 2011 observations (blue histogram). The black line is the best linear fit to the absorption and is not significantly different from a constant value.



**Fig. 16.** Plot of the total absorption over two complementary velocity intervals, as a function of time during the transit, for three spectra with 751 s exposure time. Green disks stand for  $-230$  to  $-175$   $\text{km s}^{-1}$  and black circles for  $-175$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ . Horizontal bars indicate the duration of each exposure.

time-tagged observations to probe different areas of the atmospheric cloud by measuring the absorption profile at different phases of the planet transit. We divided each exposure of a given HST orbit, corrected for the breathing effect, into three spectra with 751 s exposure time. We measured the absorption over the range  $-230$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ . The absorption over low negative velocities ( $-175$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ ) seems to decrease with time during the transit, while we see an increase of absorption for higher negative velocities ( $-230$  to  $-175$   $\text{km s}^{-1}$ ) (see Fig. 16).

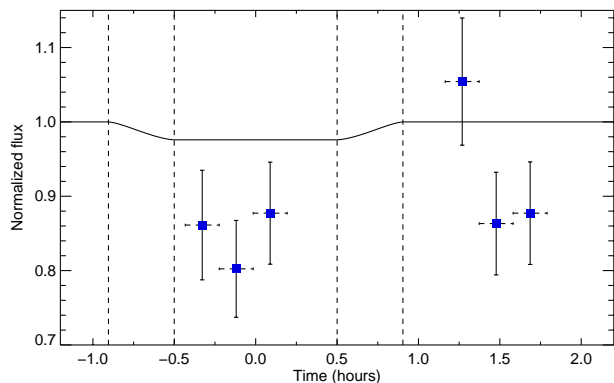
For the first of the three exposures (shortly after the end of the ingress) the difference between absorption at low velocities ( $21 \pm 8.1\%$ ) and high velocities ( $9.6 \pm 8.9\%$ ) is not significant. However, if we coadd the last two exposures to obtain the absorption at the center of the transit, we find that the absorption at low velocities is lower than for the first exposure, with a value of  $6.6 \pm 6.6\%$ , while it has increased at high velocities, with a value of  $24 \pm 5.9\%$  (Fig. 17). This is a  $2\sigma$  difference between the absorption depth at high and low velocities. Numerical simulations of the dynamics of the atmospheric cloud crossing in front of the star may help explain these variations (Bourrier et al., in prep.). More observations of HD 189733b transit will also be necessary to confirm possible variations of absorption with velocity over time.



**Fig. 17.** Plot of the total absorption over two complementary velocity intervals, as a function of time during the transit, for two spectra with respectively 751 s and 1502 s exposure times. Green disks stand for  $-230$  to  $-175$   $\text{km s}^{-1}$  and black circles for  $-175$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ . Horizontal bars indicate the duration of each exposure.

#### 4.6. Post-transit observation

Since the extended planetary atmosphere may form a curved cometary tail trailing behind the planet, the transit of the escaped



**Fig. 18.** Plot of the flux measured within the range  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$ , for three 751 s subexposures per orbit during the transit and after the transit, as a function of time (blue square symbols). Each flux, corrected for the breathing effect, is normalized by the flux of the corresponding exposure of the second orbit (i.e., the orbit just before the transit). Vertical dashed lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. Horizontal error bars centered on the symbols show the duration of the exposures in each HST orbit. The light curve of the planet transit at optical wavelengths is displayed as a solid black line.

hydrogen can last longer than the transit of the planet itself. Observations obtained after the transit may thus be affected by the signature of escaping atmospheric gas in the line of sight toward the star. This is the reason why, in the present analysis, we compared the Lyman- $\alpha$  line profile observed during the transit to profiles observed before the transit only, excluding post-transit observations. The best velocity interval  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$ , found for the in-transit observations, still yields an absorption depth of  $6.83 \pm 3.82\%$  in the post-transit light curve (Fig. 18).

Following the method detailed in Sect. 4.3, we looked for the velocity interval providing the most significant absorption in the post-transit spectrum. We found the most significant absorption within the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line in the range  $-230$  to  $-180$  km s $^{-1}$ , with a signature of  $9.8 \pm 5.4\%$ . The higher velocities, with regard to the velocities of the transit signature detected in the transit spectrum, might be interpreted as absorption by atoms accelerated to their maximum velocity at the end of the cometary tail.

## 5. Conclusions

We observed the hot Jupiter HD 189733b with the HST/STIS instrument in the far-UV wavelengths from 1195 to 1248 Å in April 2010 and September 2011. While no significant variation was detected in the N V line at 1238.8 Å for both observations, the second epoch observation shows absorption in the Si III line and the N V doublet at 1242.8 Å, albeit before the transit. This cannot be interpreted by a classical absorption in the planetary exosphere, and may be due either to an early occultation by a bow-shock or to intrinsic stellar line variations.

We also presented a detailed analysis of the Lyman- $\alpha$  line of neutral hydrogen H I observed in September 2011. A strong atmospheric absorption feature of  $12.3 \pm 3.7\%$  (in addition to the 2.4% absorption by the planetary disk) was found between  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$ . The false-positive probability to find such a signature in the blue wing of the line was revisited to be only 3.6%. Since HD 189733 is an active star (e.g., Sanz-Forcada et al. 2011), one might wonder if stellar activity might have been the source of this absorption signature. However, this feature is observed only within a very specific wavelength range, during the planet transit. The velocities of the

absorbing hydrogen atoms, greater than the highest estimate of the escape velocity from the planet ( $60$  km s $^{-1}$ ) and explained by the interaction between stellar wind and hydrogen escaping the planet, unambiguously show that neutral hydrogen was escaping from HD 189733b in 2011.

HD 189733b has been observed in the Lyman- $\alpha$  line during five transits at various epochs. The three transit spectra observed with the HST/ACS instrument in 2007/2008 (Lecavelier Des Etangs et al. 2010) displayed time variations in the transit depth at  $\sim 2.5\sigma$ . The absorption depth measured in the HST/STIS spectra observed in September 2011 is consistent with the absorption depth in one of the three ACS spectra, and confirms the hydrogen escape from the planetary atmosphere. On the other hand, no absorption was found in the HST/STIS spectra observed in April 2010, which is consistent with the last of the three ACS spectra. Roughly half of HD 189733b transit observations thus show detectable escape processes in neutral hydrogen.

Here we also report possible differences in the velocity structure of the absorption as a function of time during the transit. The Lyman- $\alpha$  line also shows some absorption in the range  $-220$  to  $-180$  km s $^{-1}$  in the post-transit spectrum. This is consistent with the idea of a cometary tail of accelerated hydrogen atoms trailing behind the planet. Upcoming observations of HD 189733b in the Lyman- $\alpha$  line, along with a model of the hydrogen escape and its acceleration mechanisms, will help understand the temporal and spectral variability of the absorption in the exosphere of the planet.

*Acknowledgements.* Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. We thank the referee for its clarifying comments. D.E. acknowledges the funding from the European Commission's Seventh Framework Programme as a Marie Curie Intra-European Fellow (PIEF-GA-2011-298916). G.E.B. acknowledges financial support by this program through STScI grant HST-GO-11673.01-A to the University of Arizona. These observations are associated with program #11673. The authors acknowledge financial support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). This work has also been supported by an award from the *Fondation Simone et Cino Del Duca*.

## References

- Adams, F. C. 2011, *ApJ*, 730, 27
- Agol, E., Cowan, N. B., Knutson, H. A., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1861
- Bakos, G. Á., Knutson, H., Pont, F., et al. 2006, *ApJ*, 650, 1160
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al. 2004, *A&A*, 419, L13
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., et al. 2005, *A&A*, 436, L47
- Baraffe, I., Alibert, Y., Chabrier, G., & Benz, W. 2006, *A&A*, 450, 1221
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 729, 27
- Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61
- Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 444, L15
- Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. 2001, *ApJ*, 552, 699
- Burrows, A., & Lunine, J. 1995, *Nature*, 378, 333
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377
- Charbonneau, D., Knutson, H. A., Barman, T., et al. 2008, *ApJ*, 686, 1341
- Cowan, N. B., Machalek, P., Croll, B., et al. 2012, *ApJ*, 747, 82
- Cox, C., & Niemi, S. M. 2011, STScI Instrument Science Report TEL-1011-01, Available on [www.stsci.edu/hst](http://www.stsci.edu/hst)
- Crossfield, I. J. M., Knutson, H., Fortney, J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 81
- de Wit, J., Gillon, M., Demory, B.-O., & Seager, S. 2012, *A&A*, 548, A128
- Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier Des Étangs, A., et al. 2004, in *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow*, eds. J. Beaulieu, A. Lecavelier Des Étangs, & C. Terquem, ASP Conf. Ser., 321, 205
- Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2009, *ApJ*, 699, 478
- Désert, J.-M., Sing, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2011, *A&A*, 526, A12
- Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136

- Ehrenreich, D., Hébrard, G., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2007, *ApJ*, 668, L179
- Ehrenreich, D., Lecavelier Des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933
- Ehrenreich, D., Lecavelier Des Etangs, A., & Delfosse, X. 2011, *A&A*, 529, A80
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 547, A18
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 670
- Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 409
- Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, L222
- García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426
- Gibson, N. P., Pont, F., & Aigrain, S. 2011, *MNRAS*, 411, 2199
- Gibson, N. P., Aigrain, S., Pont, F., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 753
- Grillmair, C. J., Burrows, A., Charbonneau, D., et al. 2008, *Nature*, 456, 767
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. 1996, *ApJ*, 459, L35
- Guo, J. H. 2011, *ApJ*, 733, 98
- Haswell, C. A., Fossati, L., Ayres, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, 79
- Hébrard, G., & Lecavelier Des Etangs, A. 2006, *A&A*, 445, 341
- Hébrard, G., & Moos, H. W. 2003, *ApJ*, 599, 297
- Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2477
- Jaritz, G. F., Endler, S., Langmayr, D., et al. 2005, *A&A*, 439, 771
- Jensen, A. G., Redfield, S., Endl, M., et al. 2012, *ApJ*, 751, 86
- Kimble, R. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 1998, *ApJ*, 492, L83
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., et al. 2007, *Nature*, 447, 183
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Cowan, N. B., et al. 2009, *ApJ*, 690, 822
- Knutson, H. A., Lewis, N., Fortney, J. J., et al. 2012, *ApJ*, 754, 22
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003, *ApJ*, 598, L121
- Lecavelier Des Etangs, A. 2007, *A&A*, 461, 1185
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1
- Lecavelier Des Etangs, A., Pont, F., Vidal-Madjar, A., & Sing, D. 2008a, *A&A*, 481, L83
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Desert, J.-M. 2008b, *Nature*, 456
- Lecavelier Des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2009, *A&A*, 500, L51
- Lecavelier Des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, *A&A*, 514, A72
- Lecavelier Des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2011, *A&A*, 533, A50
- Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *A&A*, 543, L4
- Lee, J.-M., Fletcher, L. N., & Irwin, P. G. J. 2012, *MNRAS*, 420, 170
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A*, 506, 287
- Line, M. R., Zhang, X., Vasisht, G., et al. 2012, *ApJ*, 749, 93
- Linsky, J. L., Draine, B. T., Moos, H. W., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1106
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291
- Llama, J., Wood, K., Jardine, M., et al. 2011, *MNRAS*, 416, L41
- Majeau, C., Agol, E., & Cowan, N. B. 2012, *ApJ*, 747, L20
- Mandel, K., & Agol, E. 2002, *ApJ*, 580, L171
- Moutou, C., Donati, J.-F., Savalle, R., et al. 2007, *A&A*, 473, 651
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, 693, 23
- Owen, J. E., & Jackson, A. P. 2012, *MNRAS*, 425, 2931
- Pont, F., Gilliland, R. L., Moutou, C., et al. 2007, *A&A*, 476, 1347
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., & Charbonneau, D. 2008, *MNRAS*, 385, 109
- Pont, F., Sing, D. K., Gibson, N. P., et al. 2012 [[arXiv:1210.4163](https://arxiv.org/abs/1210.4163)]
- Redfield, S., Endl, M., Cochran, W. D., & Koesterke, L. 2008, *ApJ*, 673, L87
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *A&A*, 532, A6
- Schneider, E. M., Velázquez, P. F., Esquivel, A., Raga, A. C., & Blanco-Cano, X. 2007, *ApJ*, 671, L57
- Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., & Ballester, G. 2008, *ApJ*, 686, 658
- Sing, D. K., Désert, J.-M., Lecavelier Des Etangs, A., et al. 2009, *A&A*, 505, 891
- Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 1443
- Stone, J. M., & Proga, D. 2009, *ApJ*, 694, 205
- Swain, M. R., Vasisht, G., & Tinetti, G. 2008, *Nature*, 452, 329
- Swain, M. R., Vasisht, G., Tinetti, G., et al. 2009, *ApJ*, 690, L114
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *ApJ*, 621, 1049
- Tinetti, G., Vidal-Madjar, A., Liang, M.-C., et al. 2007, *Nature*, 448, 169
- Vidal-Madjar, A., & Lecavelier des Etangs, A. 2004, in *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow*, eds. J. Beaulieu, A. Lecavelier Des Etangs, & C. Terquem, ASP Conf. Ser., 321, 152
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57
- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2010, *ApJ*, 722, L168
- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2011a, *MNRAS*, 411, L46
- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2011b, *MNRAS*, 414, 1573
- Winn, J. N., Holman, M. J., Henry, G. W., et al. 2007, *AJ*, 133, 1828
- Wood, B. E., Redfield, S., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. 2005, *ApJS*, 159, 118
- Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167
- Yelle, R. V. 2006, *Icarus*, 183, 508

## 4.4 Conclusions

Nos observations en transit de la raie Lyman- $\alpha$  de HD 189733b ont permis de mieux comprendre le processus d'évaporation et d'étudier ses liens avec l'activité de l'étoile.

- La détection d'une atmosphère étendue d'hydrogène neutre autour de HD 189733b confirme l'évaporation d'un second Jupiter chaud, montrant que le cas de HD 209458b n'est pas isolé.
- Contrairement au cas de HD 209458b, les vitesses élevées observées dans le cas de HD 189733b nécessitent que le gaz échappé soit accéléré par les interactions avec le vent stellaire en plus de la pression de radiation.
- La détection de l'évaporation de HD 189733b en 2007 et 2011 et l'absence d'absorption atmosphérique en 2008 et 2010 mettent en évidence pour la première fois des variations temporelles dans les conditions physiques d'une atmosphère en train de s'échapper. Une éruption stellaire quelques heures avant le transit indique que ces variations peuvent être dues à l'activité de l'étoile.
- Les raies d'éléments ionisés sont un moyen potentiel d'étudier l'interaction entre les champs magnétiques stellaire et planétaire.

# Chapitre 5

## Exosphère étendue

Le savant n'est pas l'homme qui  
fournit les vraies réponses, c'est  
celui qui pose les vraies questions

---

CLAUDE LÉVI-STRAUSS

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>76</b>
<b>5.2</b>	<b>Modèle</b>	<b>76</b>
<b>5.3</b>	<b>Résultats</b>	<b>76</b>
5.3.1	Dynamique de l'exosphère étendue	76
5.3.1.1	Blow-out radiatif de l'atmosphère de HD 209458b	76
5.3.1.2	Pression de radiation et interactions avec le vent stellaire dans l'atmosphère de HD 189733b	77
5.3.2	Echappement aux limbes	78
5.3.3	Variations spectro-temporelles de la signature d'absorption	79
<b>5.4</b>	<b>Publication</b>	<b>81</b>
<b>5.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>100</b>

---

## 5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons vu comment des observations du transit d'une exoplanète dans la raie Lyman- $\alpha$  permettent de détecter l'état d'évaporation de son atmosphère, comme pour les Jupiters chauds HD 209458b et HD 189733b. Dans le cas de ce dernier, les observations réalisées à différentes époques ont mis en évidence pour la première fois des variations temporelles des conditions physiques qui règnent dans l'atmosphère d'une exoplanète. Dans la section 2.3.4.2 nous avons montré que le profil d'absorption atmosphérique mesuré dans la raie Lyman- $\alpha$  résolue avec STIS contient de nombreuses informations, aussi bien sur les propriétés de l'atmosphère (notamment la distribution spatiale et la dynamique du gaz qui s'en échappe) que sur les propriétés de l'étoile. Pour remonter à ces informations, nous avons comparé les observations en Lyman- $\alpha$  de HD 209458b et de HD 189733b (Vidal-Madjar et al. 2003 ; Lecavelier des Etangs et al. 2012) avec des spectres théoriques issus de simulations numériques.

## 5.2 Modèle

Le modèle numérique que nous avons développé est le prolongement de celui utilisé il y a quelques années par Vidal-Madjar & Lecavelier des Etangs (2004) et Lecavelier des Etangs et al. (2010). Il calcule en trois dimensions la dynamique du gaz d'hydrogène s'échappant de l'atmosphère d'une exoplanète, et génère les spectres d'absorption correspondants dans la raie Lyman- $\alpha$ . En comparant directement ces spectres théoriques aux signatures d'absorption observées, nous avons étudié la structure de l'exosphère étendue et nous avons contraint le taux d'échappement atmosphérique, le flux ionisant stellaire et les propriétés du vent stellaire. Notre modèle repose ainsi sur un petit nombre de paramètres, et prend en compte un ensemble de phénomènes physiques jusque là considérés indépendamment dans les modèles d'atmosphère étendue : pression de radiation (Lecavelier Des Etangs et al. 2008a), interactions avec le vent stellaire (Holmström et al. 2008 ; Tremblin & Chiang 2013), ionisation, élargissement naturel des raies d'absorption (Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010) et auto-absorption<sup>1</sup>. Le fonctionnement du modèle est détaillé plus avant dans la publication reproduite en section 5.4.

## 5.3 Résultats

### 5.3.1 Dynamique de l'exosphère étendue

#### 5.3.1.1 Blow-out radiatif de l'atmosphère de HD 209458b

A la suite de Vidal-Madjar et al. (2008) nous avons voulu approfondir l'interprétation en termes d'évaporation de la signature détectée dans la raie Lyman- $\alpha$  de HD 209458b. L'absorption est détectée dans l'aile bleue de la raie jusqu'à une vitesse de  $130 \text{ km s}^{-1}$ , qui se trouve être la limite que peuvent atteindre des atomes d'hydrogène accélérés par la pression de radiation de HD 209458. Ce mécanisme, qui est connu grâce à la mesure du flux stellaire dans la raie Lyman- $\alpha$  (Annexe 11.6), explique donc naturellement la plage de vitesses observée sans qu'il soit nécessaire de faire intervenir des mécanismes

1. le gaz dans l'exosphère est traité comme un ensemble de particules semi-indépendantes car, bien qu'il n'y ait pas de collisions, la dynamique de chaque atome dépend des autres par l'intermédiaire de l'auto-absorption.

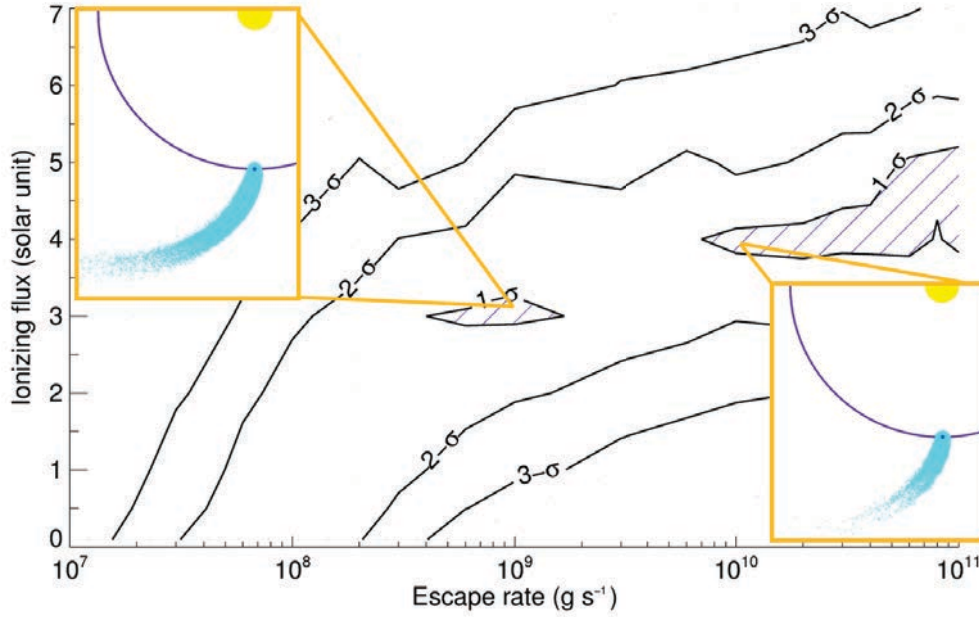


FIGURE 5.1: Barres d’erreurs sur le flux ionisant stellaire et le taux d’échappement de HD209458b : les meilleurs ajustements sont obtenus dans deux régions distinctes (grisées), pour des exosphères plus ou moins étendues (encarts orangés). Des taux d’échappement plus élevés peuvent être compensés par de plus grands flux ionisants.

d’accélération supplémentaires. Nous avons dénommé *blow-out radiatif* l’échappement massif d’hydrogène “soufflé” loin de la planète et de l’étoile par la pression de radiation.

Le profil d’absorption de HD 209458b est contraint simplement par deux paramètres : le taux d’échappement et le flux stellaire ionisant dans l’EUV. Un plus grand taux d’échappement élève la quantité d’hydrogène dans l’ensemble du nuage et augmente l’absorption, surtout aux basses vitesses puisqu’une partie du gaz est peu accélérée par la pression de radiation. Un plus grand flux ionisant raccourcit la durée de vie des atomes et diminue l’absorption, surtout aux vitesses élevées puisque certains atomes seront ionisés avant d’être accélérés fortement par la pression de radiation. Dans une certaine mesure l’augmentation du taux d’échappement peut donc être compensée par un flux ionisant plus élevé. Dans l’espace des paramètres (taux d’échappement ; flux ionisant), deux régions reproduisent avec un bon niveau de confiance les observations : des taux d’échappement de l’ordre de  $10^9 \text{ g s}^{-1}$  avec un flux ionisant de  $3 F_{\odot}$ <sup>2</sup>, et des taux supérieurs à  $6 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  avec des flux de l’ordre de  $4 F_{\odot}$  (Fig. 5.1). Cette dualité s’explique par le manque d’observations après le transit (Ehrenreich et al. 2008), qui ne permet pas de bien contraindre l’extension du nuage.

### 5.3.1.2 Pression de radiation et interactions avec le vent stellaire dans l’atmosphère de HD 189733b

Dans le cas de HD189733b, nous avons vu dans le chapitre précédent que la combinaison de la pression de radiation et des interactions avec les protons du vent stellaire est nécessaire pour expliquer les vitesses des atomes s’échappant de l’atmosphère en 2011,

2.  $F_{\odot}$  : flux solaire



de  $-140$  à  $-230 \text{ km s}^{-1}$ . Grâce à notre modèle nous avons trouvé que les observations sont bien reproduites pour une distribution de protons Maxwellienne caractérisée par une température d'environ  $30\,000 \text{ K}$ , une vitesse de  $200 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$  proche de celle du vent solaire lent (Quémerais et al. 2007) et une densité entre  $10^3$  et  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  à la distance orbitale de la planète. L'échappement atmosphérique, qui fournit l'hydrogène neutre nécessaire aux interactions, doit se produire à un rythme allant de  $4 \times 10^8$  à  $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ , et le flux ionisant stellaire doit se trouver entre  $6$  et  $23 F_{\odot}$ .

Comment peut-on interpréter ces résultats ? Les observations sont le mieux reproduites dans une "vallée" dans l'espace des paramètres (Fig. 5.2) où une diminution de la densité de protons peut être compensée par une augmentation du taux d'échappement si celui-ci est supérieur à  $1.5 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$ , afin de maintenir constant le nombre d'interactions dans l'ensemble du nuage. La largeur de cette vallée est maximale pour un flux ionisant de  $10 F_{\odot}$ . On peut remarquer que les flux ionisants doivent être plus élevés que pour HD209458b, ce qui est compatible avec le type stellaire de HD189733 (étoile K) et explique que les atomes s'échappant de l'atmosphère sans interagir avec le vent stellaire soient ionisés avant d'être accélérés par la pression de radiation dans la plage  $[-140 - 0] \text{ km s}^{-1}$ , où aucune absorption n'a en effet été détectée. Un résultat inattendu est la possibilité de reproduire les observations avec de faibles taux d'échappement, dans un régime de saturation où presque tout le gaz s'échappant de l'atmosphère interagit avec le vent stellaire. Dans ce régime, le nombre d'interactions est donc limité par la quantité d'hydrogène s'échappant de l'atmosphère et ne dépend plus de la densité de protons, tant qu'elle reste supérieure à  $\sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

Nous avons également utilisé notre modèle pour expliquer la non-détection d'absorption en 2010. Les variations temporelles de l'échappement entre 2010 et 2011 (Chap. 4) peuvent s'expliquer par l'absence de vent stellaire en 2010 (les autres paramètres physiques restant identiques), ou par des taux d'échappement environ 10 fois plus faible qu'en 2011, pour des vents stellaires similaires.

### 5.3.2 Echappement aux limbes

Nous avons vu dans la section 2.4.3.1 que l'atmosphère débordant du lobe de Roche peut en théorie être attirée par l'étoile. Nos simulations de HD189733b et HD209458b montrent que même si l'atmosphère s'étend jusqu'à ces altitudes et s'échappe avec une vitesse élevée de  $10 \text{ km s}^{-1}$ <sup>3</sup>, la pression de radiation est assez forte pour repousser le gaz s'échappant du côté faisant face à l'étoile, sans même prendre en compte l'effet additionnel du vent stellaire. D'autre part si l'atmosphère est suffisamment dense, le gaz s'échappant du côté opposé à l'étoile est protégé de ces deux mécanismes d'accélération par l'auto-absorption<sup>4</sup> et se retrouve ionisé avant d'avoir pu s'éloigner significativement de la planète<sup>5</sup> (Fig. 5.3). L'échappement de l'hydrogène produisant la signature observable est donc localisé aux limbes de l'atmosphère.

3. c'est l'ordre de grandeur de la vitesse du gaz s'échappant de l'atmosphère.

4. les photons de la pression de radiation et les protons stellaires sont absorbés durant leur traversée de l'atmosphère, réduisant progressivement leur effet ; Tremblin & Chiang (2013)

5. les photons responsables de l'ionisation sont beaucoup moins affectés par l'auto-absorption.

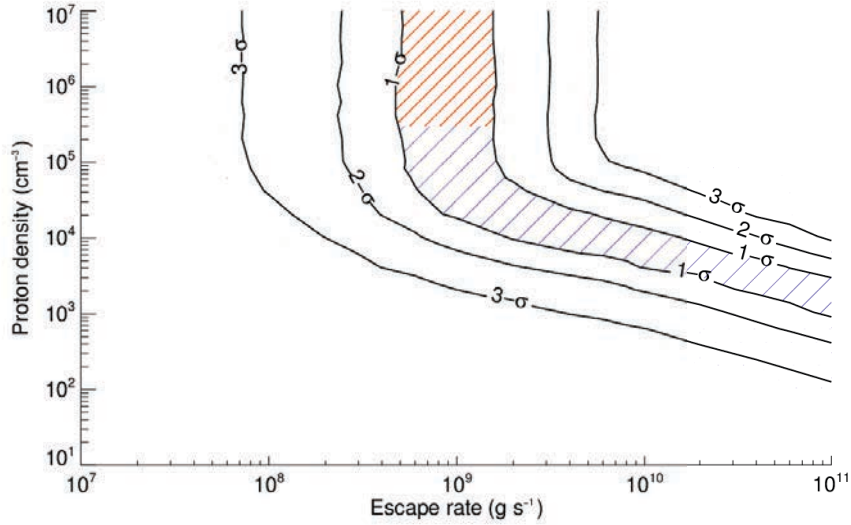


FIGURE 5.2: Barres d'erreurs sur la densité de protons du vent stellaire et le taux d'échappement de HD189733b : les meilleurs ajustements sont obtenus pour un flux ionisant de  $10 F_{\odot}$  dans une vallée (zone rayée bleue) pour laquelle une diminution du nombre de protons peut être compensée par l'augmentation du taux d'échappement. Dans le régime de saturation (zone rayée rouge), tous l'hydrogène neutre dans l'exosphère interagit avec le vent stellaire.

### 5.3.3 Variations spectro-temporelles de la signature d'absorption

Pour les deux planètes, les meilleures simulations montrent la formation d'une queue cométaire (e.g. Schneiter et al. 2007, Ehrenreich et al. 2008) qui continue d'absorber le flux stellaire après le transit planétaire. On observe en fait des régions successives du nuage occulter le disque stellaire, allant des couches denses et compactes entourant la planète jusqu'aux régions étendues et très diluées de la queue cométaire après la fin du transit planétaire. Ces variations de surface et d'opacité se traduisent par des variations de la profondeur d'absorption au cours du temps dans l'ensemble de la raie Lyman- $\alpha$ .

Dans le cas du blow-out radiatif de HD209458b l'absorption varie aussi temporellement avec la longueur d'onde. En effet les particules proches de la planète ont des vitesses faibles, proches de celle du vent planétaire (e.g., Koskinen et al. 2013a), tandis que les particules dans l'extrémité de la queue cométaire ont été accélérées progressivement par la pression de radiation jusqu'à des vitesses élevées. L'absorption évolue donc des basses vitesses au début du transit vers les hautes vitesses à la fin du transit (Fig. 5.4). De telles variations ne sont pas observées pour HD189733b dans le cas d'interactions avec le vent stellaire, car les atomes d'hydrogène neutre créés par ces interactions prennent instantanément (et conservent) la distribution de vitesse des protons stellaires. Cette distribution se retrouve donc dans toutes les régions du nuage (Fig. 5.4).

Ces variations sont à distinguer de celles observées à différentes époques dans l'atmosphère de HD 189733b. La variabilité de la signature d'absorption pendant le transit est perçue par l'observateur, et non due à un changement dans les conditions physiques de l'évaporation.

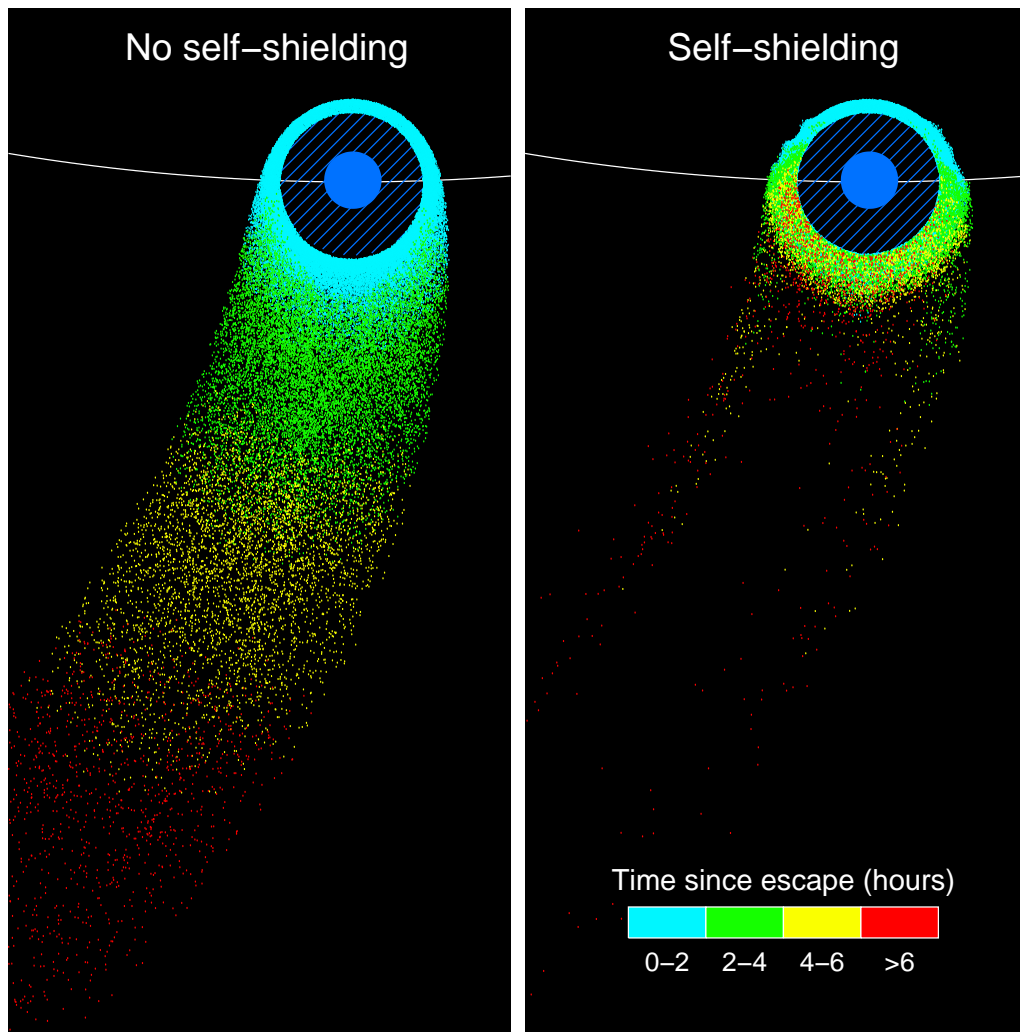


FIGURE 5.3: Distribution des atomes d'hydrogène dans le plan orbital de HD209458b. L'échelle de couleur correspond au temps depuis qu'une particule s'est échappée. A gauche, sans auto-absorption, les particules sont accélérées uniformément par la pression de radiation. A droite, avec auto-absorption, les régions internes du nuage sont vides car les atomes d'hydrogène sont protégés des photons par l'atmosphère dense (disque rayé) entourant la planète (disque bleu plein).

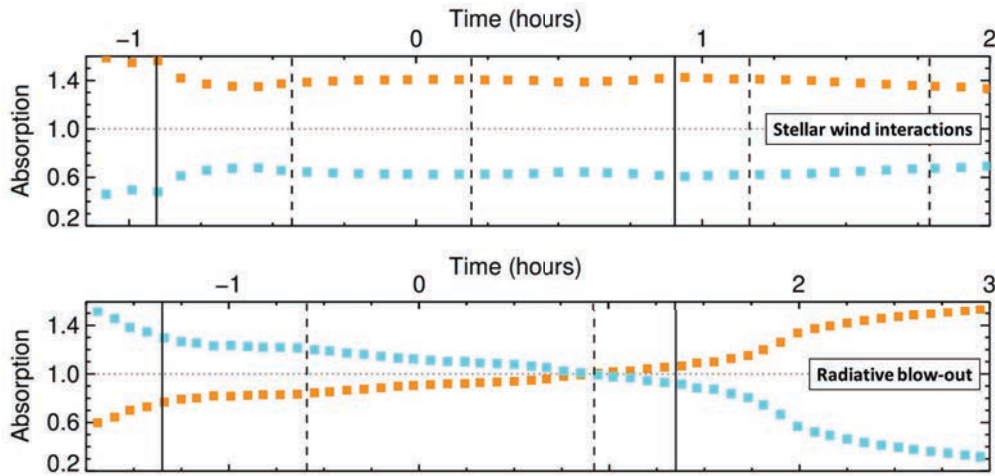


FIGURE 5.4: Absorption aux hautes vitesses (en orange) et aux basses vitesses (en bleu), normalisée par l'absorption sur l'ensemble de la plage de vitesse, en fonction du temps par rapport au centre du transit. Les trait verticaux montrent le début et la fin de l'immersion/émersion de la planète. Dans le cas d'interactions avec le vent stellaire (en haut, pour HD189733b), il y a la même proportion d'atomes dans les deux plages à tout instant car la distribution de vitesse des atomes dans le nuage est celle du vent stellaire. Des atomes accélérés par la pression de radiation (en bas, pour HD209458b) se déplacent plus vite à l'extrémité de la queue cométaire, observée après le transit planétaire, que lorsqu'ils sont observés près de la planète au début du transit.

## 5.4 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle est parue dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013).

# 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions

V. Bourrier<sup>1,2</sup> and A. Lecavelier des Etangs<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 7095, Institut d'astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
e-mail: bourrier@iap.fr

<sup>2</sup> UPMC Univ. Paris 6, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 22 March 2013 / Accepted 2 July 2013

## ABSTRACT

Transit observations in the Lyman- $\alpha$  line of the hot-Jupiters HD 209458b and HD 189733b revealed strong signatures of neutral hydrogen escaping the planets' upper atmospheres. Here we present a 3D particle model of the dynamics of the escaping atoms. This model is used to calculate theoretical Lyman- $\alpha$  absorption line profiles, which can be directly compared with the absorption observed in the blue wing of the line during the planets' transit. For HD 209458b, the observed velocities of the planet-escaping atoms up to  $-130 \text{ km s}^{-1}$  are naturally explained by radiation-pressure acceleration. The observations are well-fitted with an ionizing flux of about 3–4 times the solar value and a hydrogen escape rate in the range  $10^9$ – $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ , in agreement with theoretical predictions. For HD 189733b, absorption by neutral hydrogen has been observed in September 2011 in the velocity range  $-230$  to  $-140 \text{ km s}^{-1}$ . These velocities are higher than for HD 209458b and require an additional acceleration mechanism for the escaping hydrogen atoms, which could be interactions with stellar wind protons. We constrain the stellar wind (temperature  $\sim 3 \times 10^4 \text{ K}$ , velocity  $200 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$  and density in the range  $10^3$ – $10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) as well as the escape rate ( $4 \times 10^8$ – $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ ) and ionizing flux (6–23 times the solar value). We also reveal the existence of an “escape-limited” saturation regime in which most of the gas escaping the planet interacts with the stellar protons. In this regime, which occurs at proton densities above  $\sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , the amplitude of the absorption signature is limited by the escape rate and does not depend on the wind density. The non-detection of escaping hydrogen in earlier observations in April 2010 can be explained by the suppression of the stellar wind at that time, or an escape rate of about an order of magnitude lower than in 2011. For both planets, best-fit simulations show that the escaping atmosphere has the shape of a cometary tail. Simulations also revealed that the radiative blow-out of the gas causes spectro-temporal variability of the absorption profile as a function of time during and after the planetary transit. Because no such variations are observed when the absorbing hydrogen atoms are accelerated through interactions with the stellar wind, this may be used to distinguish between the two scenarios.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – stars: individual: HD 209458 – stars: individual: HD 189733 – methods: numerical

## 1. Introduction

Transit observations in the Lyman- $\alpha$  line of neutral hydrogen HI with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) onboard the *Hubble* Space Telescope (HST) led to the first detection of atmospheric escape from an exoplanet, the hot-Jupiter HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2003). The interpretation of these observations has been the subject of debate (Ben-Jaffel 2007, 2008; Vidal-Madjar et al. 2008). However, the extended cloud of neutral hydrogen surrounding the planet was confirmed by subsequent observations at low spectral resolutions (Vidal-Madjar et al. 2004; Ehrenreich et al. 2008; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010). Heavier elements such as O I, C II, or Si III have also been detected at high altitude from HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2004; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010; Linsky et al. 2010), suggesting the atmosphere is in a “blow-off” state. Closer to the Earth than HD 209458b and orbiting a brighter star, the very hot-Jupiter HD 189733b came as a particularly good candidate to study atmospheric evaporation (Bouchy et al. 2005). Transits have been observed in the Lyman- $\alpha$  line with the Advanced Camera for Surveys (HST/ACS) in 2007–2008 (Lecavelier des Etangs et al. 2010) and with HST/STIS in September 2011 (e.g., Bourrier et al. 2013). This revealed the evaporation of neutral hydrogen from

the planet's upper atmosphere. Together with the non-detection of atmospheric escape in April 2010, these observations led to the conclusion that there are significant temporal variations in the evaporating atmosphere of HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2012). Recently, Ben-Jaffel & Ballester (2013) also detected neutral oxygen, and possibly ionized carbon, in the extended atmosphere of HD 189733b.

On the theoretical side, a broad variety of models has been developed to characterize the structure of the upper atmosphere of such close-in giant exoplanets and explain the evaporation process (Lammer et al. 2003; Lecavelier des Etangs et al. 2004, 2007, 2008; Baraffe et al. 2004, 2005, 2006; Yelle 2004, 2006; Jaritz et al. 2005; Tian et al. 2005; García Muñoz 2007; Holmström et al. 2008; Stone & Proga 2009; Murray-Clay et al. 2009; Adams 2011; Guo 2011, 2013; Koskinen et al. 2012a,b). Most of these models provide theoretical predictions for the escape rate of hydrogen from hot-Jupiters such as HD 209458b and HD 189733b in the range  $10^9$ – $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ .

On the observational side, only a few models were developed to directly interpret the observations and estimate the physical conditions in the atmospheres of these two exoplanets by fitting the data. Schneiter et al. (2007) developed a 3D model of the hydrodynamical interaction between the gas escaping from HD 209458b and the stellar wind, neglecting the photoionization

of the neutral hydrogen. Alternatively, in the 3D model developed by Holmström et al. (2008) and Ekenbäck et al. (2010) the production of energetic neutral atoms through the interaction of the planetary and stellar winds at high altitude from the planet is presented as the source for the observed hydrogen. In these 3D models the escaping gas is shaped into a cometary cloud. Tremblin & Chiang (2013) further explored the process of charge exchange in a 2D hydrodynamic model, focusing more specifically on the mixing layer at the meeting of the two winds. All these models either neglected or underestimated the effect of the stellar radiation pressure on the dynamics of the escaping hydrogen.

Here we present a 3D numerical particle model developed to simulate the escape of gas from the atmosphere of an exoplanet. It takes into account the roles of radiation pressure, ionization, self-shielding, and stellar wind interactions. Earlier versions of this model were used by Vidal-Madjar & Lecavelier des Etangs (2004) for HD 209458b, and by Lecavelier des Etangs et al. (2010) for HD 189733b. In Sect. 2 we explain how the model processes the dynamics of the escaping atoms and calculates the resulting theoretical absorption profile. In Sect. 3 we apply the model to the hot-Jupiters HD 209458b and HD 189733b, and compare simulated spectra with the absorption signatures detected in the blue wing of the resolved Lyman- $\alpha$  line observed with STIS. We constrain the planetary escape rate, the ionizing flux from the star and the stellar wind properties, and describe their influence on the structure of the extended exosphere, and on its temporal variations for HD 189733b. We discuss the short timescale spectro-temporal variability of the theoretical absorption profile in Sect. 4 and sum up our work in Sect. 5.

## 2. Evaporation model

### 2.1. Overview

We used Monte-Carlo particle simulations to compute the dynamics of the escaping gas. We considered neutral hydrogen only, even if the model can be used for heavier atoms as well (Vidal-Madjar et al., in prep.). The hydrogen atoms are represented by meta-particles, and the number of atoms in a meta-particle is calculated to keep a low value of the corresponding optical depth  $d\tau$  in front of a fraction of the occulted stellar surface. The total number of particles  $dN$  launched every time step  $dt$  depends on the *escape rate of neutral hydrogen*  $\dot{M}$  (first free parameter of the model), so that

$$dN = \frac{\dot{M} dt}{N_{\text{meta}} m_{\text{H}}}, \quad (1)$$

with  $N_{\text{meta}}$  the number of hydrogen atoms in a meta-particle and  $m_{\text{H}}$  the mass of a hydrogen atom.

The particles are released from the entire upper atmosphere of the planet at a fixed altitude  $R_{\text{launch}}$  in between the planetary radius and the Roche lobe. In doing so, we assumed that the strong X/EUV heating on the day-side of the tidally locked hot-Jupiters is redistributed throughout the entire upper atmosphere. The initial velocity distribution of the particles (with respect to the planet) is isotropic, with a thermal speed  $v_{\text{therm}}$  corresponding to a 11 000 K exobase for HD 209458b and 14 000 K for HD 189733b (e.g., Lecavelier des Etangs et al. 2004; Ballester et al. 2007; García Muñoz 2007; Murray-Clay et al. 2009; Stone & Proga 2009). In any case, because the final velocities of the atoms are much higher than their initial velocities (Sect. 3.2), the

results presented here do not depend much on the assumptions made on the initial conditions on  $R_{\text{launch}}$  and  $v_{\text{therm}}$ .

The dynamics of the gas is described by the spatial and velocity distributions of the particles with time, calculated with a fourth-order Runge-Kutta algorithm in a Cartesian referential centered on the star. The orthogonal referential was defined with the  $x$ -axis pointing toward the Earth, the  $y$ -axis in the plane of the planetary orbit in the direction of the planet motion at transit time, and the  $z$ -axis completing the right-handed referential. All velocities herein are given with respect to that of the star. The dynamics of the particles in the stellar referential results from the stellar and planetary gravities ( $F_{\text{st-grav}}$  and  $F_{\text{pl-grav}}$ ), the stellar radiation pressure  $-\beta F_{\text{st-grav}}$  (see Lagrange et al. 1998 and Sect. 2.2.1), and the inertial force  $F_{\text{in}}$  linked to the non-Galilean referential. The total force on a particle is thus

$$F = (1 - \beta) F_{\text{st-grav}} + F_{\text{pl-grav}} + F_{\text{in}}. \quad (2)$$

The particles are quickly accelerated away from the star by the strong radiation pressure until it is balanced by the stellar gravity, and the particles reach their maximum radial velocity (Sect. 3.2). This radiation-pressure limited velocity may be exceeded because of additional acceleration mechanisms such as the interaction of the neutral hydrogen gas with stellar wind protons (Sect. 2.2.2). The hydrogen atoms lifetime is limited by the *ionizing stellar extreme-UV (EUV) flux* (second free parameter of the model). The probability that a meta-particle is ionized during a time step  $dt$  is given by

$$dP = 1 - \exp\left(-\frac{dt}{t_{\text{ion}}}\right) \quad (3)$$

$$t_{\text{ion}} = t_{\odot} \frac{a_{\text{pl}}^2}{F_{\text{ion}}},$$

with  $t_{\text{ion}}$  the characteristic lifetime of a hydrogen atom subject to photoionization,  $a_{\text{pl}}$  the semi-major axis of the planet orbit,  $F_{\text{ion}}$  the ionizing flux, and  $t_{\odot} \approx 150$  days the lifetime at 1 AU assuming an ionization flux corresponding to a solar minimum (Bzowski 2008).

Hydrogen atoms are removed from the simulation when they become ionized, because they are not visible in Lyman- $\alpha$  anymore. We did not take into account collisions between neutral atoms in the hydrogen cloud. Indeed, the highest densities in our simulations reach  $\sim 10^{13} \text{ m}^{-3}$  at the launching radius, and with a  $H - H$  cross section  $\sigma \sim 10^{-21} \text{ m}^2$ , the mean free path of a hydrogen atom is about  $10^5 \text{ km}$ .

In addition to the neutral hydrogen escape rate ( $\dot{M}$ , in  $\text{g s}^{-1}$ ) and the stellar ionizing flux ( $F_{\text{ion}}$ , in units of solar flux  $F_{\odot}$ ), three more free parameters are needed when interactions with stellar wind protons are taken into account. These parameters are the *bulk velocity* ( $V_{\text{wind}}$ , in  $\text{km s}^{-1}$ ), *temperature* ( $T_{\text{wind}}$ , in K) and *density* ( $n_{\text{wind}}$ , in  $\text{cm}^{-3}$ ) of the proton distribution at the orbit of the planet. The physical parameters used in the simulations and the numerical parameters with constant values are given in Table 1.

### 2.2. Acceleration mechanisms

#### 2.2.1. Radiation pressure

To calculate the radiation pressure applied to each particle, we estimated the coefficient  $\beta$  (see Eq. (2)) as a function of velocity. This coefficient is indeed proportional to the stellar Lyman- $\alpha$  line

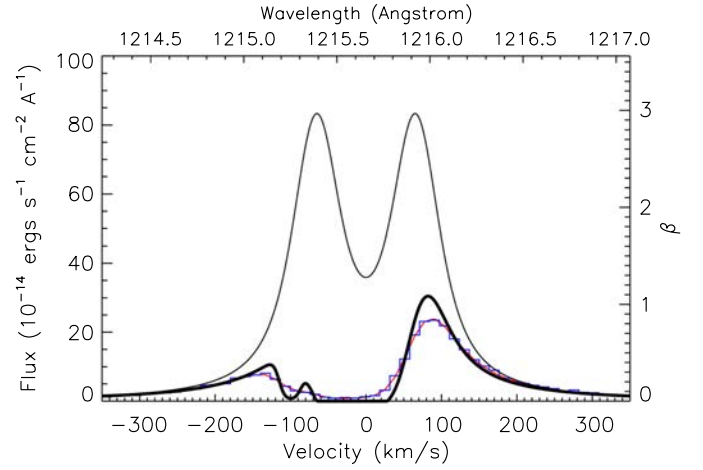
**Table 1.** Physical parameters for HD 209458b and HD 189733b, and numerical parameters with fixed values for all simulations.

Parameters	Symbol	Value	
		HD 209458b	HD 189733b
Distance from Earth	$D_*$	47.0 pc	19.3 pc
Star radius	$R_*$	$1.146 R_\odot$	$0.755 R_\odot$
Star mass	$M_*$	$1.148 M_\odot$	$0.820 M_\odot$
Planet radius	$R_{\text{pl}}$	$1.380 R_{\text{Jup}}$	$1.138 R_{\text{Jup}}$
Planet mass	$M_{\text{pl}}$	$0.69 M_\odot$	$1.15 M_\odot$
Orbital period	$T_{\text{pl}}$	3.52475 days	2.21858 days
Semi-major axis	$a_{\text{pl}}$	0.047 AU	0.031 AU
Inclination	$i_{\text{pl}}$	$86.59^\circ$	$85.51^\circ$
Time step	$dt$	$\approx 300$ s	
Velocity resolution	$\Delta v$	20 km s $^{-1}$	
Elementary Optical depth	$d\tau$	0.05	
Number of atoms Per meta-particle	$N_{\text{meta}}$	$4.75 \times 10^{31}$	$2.06 \times 10^{31}$
Thermal speed	$v_{\text{therm}}$	13.5 km s $^{-1}$	15.3 km s $^{-1}$
Launching radius	$R_{\text{launch}}$	$2.80 R_{\text{pl}}$	$2.95 R_{\text{pl}}$

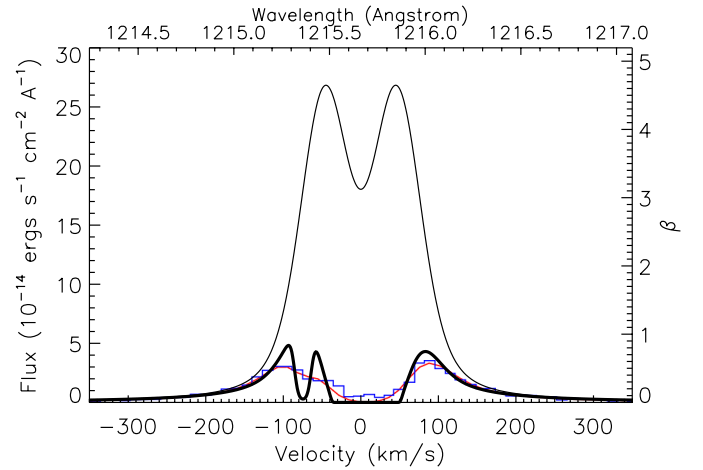
flux received by an escaping atom at its radial velocity (with respect to the star), and we thus need to know the Lyman- $\alpha$  line profile as seen by the particle, i.e., without absorption by the interstellar medium.

For both HD 209458 and HD 189733, we calculated an analytical profile for the stellar Lyman- $\alpha$  line that we compared with the profile observed with the HST/STIS spectrograph (see Sect. 3.1 for more information). The resulting line profile is composed of two peaks separated by a deep absorption due to the interstellar neutral hydrogen H I in a narrow band at the line center ( $\lambda_0 = 1215.6$  Å) and a shallower absorption by the interstellar deuterium D I blueward of the line center. The Lyman- $\alpha$  line profile can be reconstructed by fitting these observations following the method of Wood et al. (2005), Ehrenreich et al. (2011) and France et al. (2012). For HD 189733 we used the profile estimated by Bourrier et al. (2013). These authors found that the best fit to the data was obtained with two similar Voigt profiles, as demonstrated using two different information criteria, the Bayesian information criterion (BIC) and the Akaike information criterion (AIC) (see, e.g., de Wit et al. 2012). The comparison between their best model-reconstructed Lyman- $\alpha$  stellar profile and the observed spectrum yields a  $\chi^2$  of 36.1 for 40 degrees of freedom in the wavelength range 1214.25–1215.5 Å and 1215.8–1217.1 Å (Fig. 1). We made the same analysis for HD 209458 and found that the best result was obtained by modeling the stellar emission line with the same profile as for HD 189733, albeit with different parameter values. The resulting  $\chi^2$  yields a value of 49.36 for 28 degrees of freedom in the wavelength range 1214.4–1215.5 Å and 1215.8–1216.8 Å (Fig. 2). The corresponding profile is remarkably similar to the profile found by Wood et al. (2005).

With the reconstructed stellar Lyman- $\alpha$  line profile, we can calculate the radiation pressure on hydrogen atoms as a function of their radial velocity. We found that radiation pressure is higher than the stellar gravity (i.e.  $\beta > 1$ ) for all atoms with absolute radial velocities below 120 km s $^{-1}$  for HD 189733, and 110 km s $^{-1}$  for HD 189733 (Figs. 1 and 2). Hydrogen atoms escaping the



**Fig. 1.** Theoretical profile of HD 189733 Lyman- $\alpha$  line. The black thin line shows the theoretical intrinsic stellar emission line profile as seen by hydrogen atoms escaping the planetary atmosphere, scaled to the Earth distance. It also corresponds to the profile of the ratio  $\beta$  between radiation pressure and stellar gravity (values reported on the right axis). The black thick line shows the Lyman- $\alpha$  line profile after absorption by the interstellar hydrogen (1215.6 Å) and deuterium (1215.25 Å). The line profile convolved with the STIS G140M instrumental line spread function (red line) is compared with the observations (blue histogram), yielding a good fit with a  $\chi^2$  of 36.1 for 40 degrees of freedom. Note that  $\beta$  is higher than 1 for velocities in the range  $-120$  to  $120$  km s $^{-1}$ .



**Fig. 2.** Same as in Fig. 1 for HD 209458. The ISM deuterium absorption occurs at about 1215.35 Å. The fit with the observations yields a  $\chi^2$  of about 49.36 for 31 degrees of freedom.  $\beta$  is higher than 1 for velocities in the range  $-110$  to  $110$  km s $^{-1}$ .

planets' atmospheres are therefore accelerated away from the star to velocities above at least 100 km s $^{-1}$ , simply because of radiation pressure. The influence of this force on the hydrogen atoms dynamics is discussed in more detail in Sect. 3.2.

### 2.2.2. Acceleration by stellar wind protons

For HD 189733b, the most recent absorption signature detected in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line is due to hydrogen atoms moving away from the star at velocities higher than the maximum velocities reached with radiation pressure only (see Lecavelier des Etangs et al. 2012; Bourrier et al. 2013 and Sect. 3.2). Stellar wind interactions may be the source for an

additional acceleration of the escaping hydrogen atoms at large distances from the planet (Holmström et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010; Tremblin & Chiang 2013). A stellar wind proton may gain an electron from the interaction with a neutral hydrogen atom escaping the planet’s upper atmosphere. The former proton thus becomes a neutral hydrogen atom (the so-called energetic neutral atoms). We handled the process of charge-exchange as an impulse given to the escaping neutral hydrogen atom, so that it takes the velocity of the incoming proton. With the assumption that there is neither deflection nor energy loss, the population of accelerated hydrogen atoms contributes to the absorption in the Lyman- $\alpha$  line at the high velocities of the proton distribution of the stellar wind. We characterized the stellar wind at the orbit of the planet by its Maxwellian speed distribution (defined by the radial bulk velocity and thermal width) and its proton density.

The probability that a neutral hydrogen atom is accelerated by a proton during the time  $dt$  is given by

$$dP = 1 - \exp(-\sigma_{\text{H-H}^+} \|\mathbf{V}_{\text{H}} - \mathbf{V}_{\text{H}^+}\| n_{\text{H}^+} dt), \quad (4)$$

with  $n_{\text{H}^+}$  the proton density in the vicinity of the hydrogen atom,  $\mathbf{V}_{\text{H}}$  and  $\mathbf{V}_{\text{H}^+}$  the respective velocities of the hydrogen atom and the interacting proton, and  $\sigma_{\text{H-H}^+}$  the cross-section of their interaction. For energies in the order of 200 eV (associated to a bulk velocity  $V_{\text{wind}}$  in the order of 200 km s<sup>-1</sup>, see Sect. 3.4) the energy-dependent cross-section is about  $2 \times 10^{-15}$  cm<sup>2</sup> (Fig. 1 of Lindsay & Stebbins 2005).

### 2.3. Self-shielding

#### 2.3.1. Stellar photons

Our model takes into account the self-shielding of the neutral hydrogen cloud, which leads to the extinction of the photons responsible for the radiation pressure and the ionization when they cross the cloud. The photons emitted by a stellar surface element propagate inside the “cone” centered on the surface normal. As they penetrate deeper into the cloud, the number of photons inside the cone decreases. As a result, fewer hydrogen atoms are accelerated by radiation pressure in the layers farther away from the star, since they are shielded by the gas layers closer to the star. Inside the cone, the coefficient  $\beta$  at the velocity  $v$  decreases as a function of the penetration depth  $\Lambda$  of the photons into the cloud,

$$\beta(v, \Lambda) = \beta(v, 0) \exp\left(-\frac{\sigma_{v0} \lambda_0}{\Delta v} \int_0^\Lambda n_{\text{H}}(\mu, v) d\mu\right) \quad (5)$$

$$\text{where } \sigma_{v0} = \frac{\pi e^2}{4 \pi \epsilon_0 m_e c} f_{\text{osc}},$$

with  $n_{\text{H}}$  the density of hydrogen gas inside the cone at a given depth and taking into account all atoms moving at the velocity  $v \pm \Delta v/2$ .  $\sigma_{v0}$  is the normalization constant of the absorption cross-section profile for neutral hydrogen (in units of m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>, see Table 2), and  $f_{\text{osc}}$  the line oscillator strength.

Similarly, the model takes into account the self-extinction of the photons responsible for the ionization of the hydrogen atoms. However, whereas self-shielding is critically important for radiation pressure (Sect. 3.3.3), it has a negligible impact on the lifetimes of the neutral hydrogen atoms, because of the smaller cross-section for their photoionization,  $\bar{\sigma}_{\text{ion}}$ , calculated as

$$\bar{\sigma}_{\text{ion}} = \frac{\int_\lambda \sigma_{\text{ion}}(\lambda) f_{\text{ion}}(\lambda) d\lambda}{\int_\lambda f_{\text{ion}}(\lambda) d\lambda}, \quad (6)$$

with  $\sigma_{\text{ion}}(\lambda)$  and  $f_{\text{ion}}(\lambda)$  the ionization cross-sections and solar photon flux density at the wavelength  $\lambda$ , in the range 110 to 912 Å. We found  $\bar{\sigma}_{\text{ion}} \sim 5 \times 10^{-18}$  cm<sup>2</sup> (see Hinteregger 1960).

#### 2.3.2. Stellar protons

Outside of the hydrogen cloud, we assumed that the stellar wind density decreases as a function of the distance from the star according to a quadratic law. Inside the cloud, the hydrogen atoms of the outer regions are shielded from the stellar protons in the same way as they are shielded from the photons. We found that this effect is not negligible. The proton density in the hydrogen cloud decreases with the penetration depth  $\Lambda$  in the same way as  $\beta$  in Eq. (5), but the optical depth  $\tau_{\text{H-H}^+}$  now depends on the relative velocity between hydrogen atoms and protons,

$$\tau_{\text{H-H}^+}(\Lambda) = \frac{\sigma_{\text{H-H}^+}}{V_{\text{wind}}} \int_0^\Lambda n_{\text{H}}(\mu) \|\mathbf{V}_{\text{H}(\mu)} - \mathbf{V}_{\text{wind}}\| d\mu. \quad (7)$$

### 2.4. Absorption

The model calculates at each time step the theoretical spectral absorption in the Lyman- $\alpha$  line as observed from the Earth. During the transit, the stellar flux is absorbed at every wavelength of the line by the planetary disk. In addition to this planetary occultation depth, the neutral hydrogen atoms contribute to the absorption at specific wavelengths corresponding to their velocities projected on the star/Earth line of sight. After the end of the planet transit (i.e., after the fourth contact), there may still be a significant absorption that is exclusively due to the hydrogen cloud trailing behind the planet like a cometary tail (Sect. 3.3.2).

#### 2.4.1. Planetary occultation and hydrogen optical depth

We discretized the stellar and planetary disks with square grids by  $21 \times 21$  cells and  $201 \times 201$  cells, respectively. During the transit, we estimated the absorption by the planet body  $A_{\text{pl}}(C)$  for a given stellar cell  $C$  by calculating the value of the stellar surface that was occulted by the planetary disk.

Then we calculated the optical depth of the hydrogen gas along the star/Earth line of sight in front of each stellar cell, leaving out particles in front of, or behind, the planetary disk. The optical depth is calculated as a function of the velocities of the particles in front of the cells, with a resolution  $\Delta v$  set to the resolution of STIS observations (about 20 km s<sup>-1</sup>). Because of the natural Lorentzian broadening of the absorption lines, a hydrogen atom absorbs the Lyman- $\alpha$  line flux in an extended wavelength range and not just at the single wavelength corresponding to its velocity. Consequently, the optical depth estimated for a given velocity takes into account all the atoms in front of a stellar cell, whatever their velocities. Note that in this section all velocities are projections on the star/Earth line of sight. The general equation for the optical depth  $\tau(C, v)$  at a velocity  $v$  in front of cell  $C$  is

$$\tau(C, v) = \sigma_{v0} \int_{-\infty}^{\infty} N_{\text{spec}}(C, v') \phi(v' - v) dv', \quad (8)$$

with  $N_{\text{spec}}(C, v)$  the number of neutral hydrogen atoms moving at the velocity  $v$  in front of cell  $C$  per unit of surface and velocity, and  $\phi(v)$  the line profile of the absorption (centered on the null velocity) at the velocity  $v$ .



**Table 2.** Values of the parameters and constants used in calculating the optical depth of the neutral hydrogen cloud.

Parameters	Value
$\lambda_0$	1215.6702 Å
$\sigma_{v0}$	$1.102 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
$\Gamma$	$6.27 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$

To calculate the absorption spectrum with a resolution  $\Delta v$ , we discretized the optical depth and estimated its value  $\tau_{\text{H}}(C, v_i)$  at the velocity  $v_i$  in the interval  $v_i \pm \Delta v/2$ , in front of cell  $C$ . First, it takes into account the mean optical depth due to atoms moving at the velocity  $v_i$  in front of this cell

$$\tau_{\text{line}}(C, v_i) = \frac{\sigma_{v0} N(C, v_i) \lambda_0}{\Delta v}, \quad (9)$$

with  $\lambda_0$  the central wavelength of the Lyman- $\alpha$  line. Then, the contribution to  $\tau_{\text{H}}(C, v_i)$  of all the atoms moving at a velocity  $v_j \neq v_i$  in front of the same cell is approximated by

$$\tau_{\text{broad}}(C, v_i, v_j) = \sigma_{v0} N(C, v_j) \frac{\Gamma}{4\pi^2} \left( \frac{\lambda_0}{v_j - v_i} \right)^2, \quad (10)$$

with  $\Gamma$  the damping constant (e.g., the width at mid-height of the Lorentzian broadening profile). Finally, the total optical depth estimated at the velocity  $v_i$  in front of cell  $C$  is

$$\tau_{\text{H}}(C, v_i) = \tau_{\text{line}}(C, v_i) + \sum_{j \neq i} \tau_{\text{broad}}(C, v_i, v_j). \quad (11)$$

These calculations are based on the book *Interpreting Astronomical Spectra* by Emerson. See Table 2 for parameters and constant values.

#### 2.4.2. Total spectral absorption

The final quantity we look for is the absorption profile of the Lyman- $\alpha$  flux emitted by the whole stellar disk at a given time. It takes into account the planetary occultation depth (during the transit) and the neutral hydrogen absorption, so that

$$C_A(\lambda) = \frac{1}{N_{\text{cells}}} \sum_{\text{stellar cells}} (1 - A_{\text{pl}}(C)) \exp(-\tau_{\text{H}}(C, v_\lambda)), \quad (12)$$

with  $C_A(\lambda)$  the absorption coefficient at the wavelength  $\lambda$ ,  $N_{\text{cells}}$  the number of cells in front of the stellar disk,  $v_\lambda$  the Doppler velocity associated to  $\lambda$  by the relation  $\lambda - \lambda_0 = v_\lambda/c$ ,  $A_{\text{pl}}(C)$  the planetary absorption in front of the stellar cell  $C$  and  $\tau_{\text{H}}(C, v)$  the optical depth of hydrogen atoms in front of the cell at the velocity  $v \pm (\Delta v/2)$ .

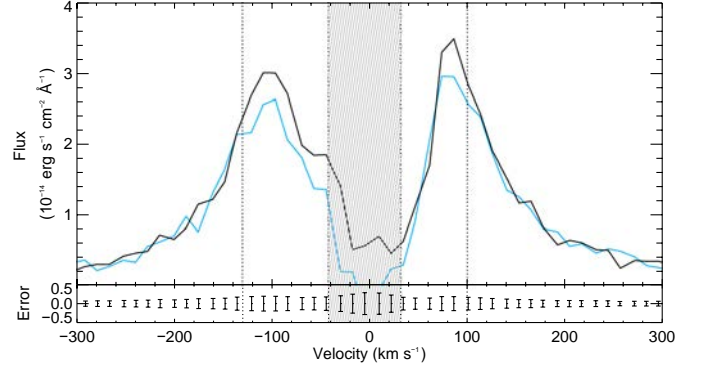
Using Eq. (12), we calculated the Lyman- $\alpha$  profile after absorption by the planet and the hydrogen gas. To be compared with real observations, the profile was then attenuated by the ISM absorption and convolved with the instrumental line spread function (see Sect. 2.2.1).

### 3. Modeling the atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b

#### 3.1. Lyman- $\alpha$ observations

##### 3.1.1. HD 209458b

The hot-Jupiter HD 209458b is located 47 parsecs away from the Earth. It orbits a solar-like star with a semi-major axis

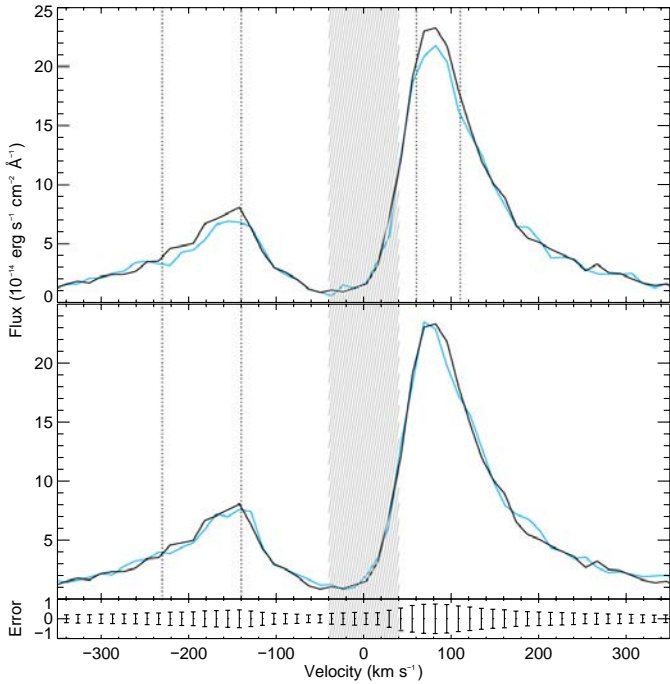


**Fig. 3.** Lyman- $\alpha$  line as a function of velocity, observed by Vidal-Madjar et al. (2003) before (black line) and during (blue line) the transit of HD 209458b. The striped gray zone corresponds to the region contaminated by the geocoronal emission. The absorption signatures detected in the blue and red wings of the line are delimited by vertical dotted lines. The bottom panel shows the error bars on the flux measured before the transit.

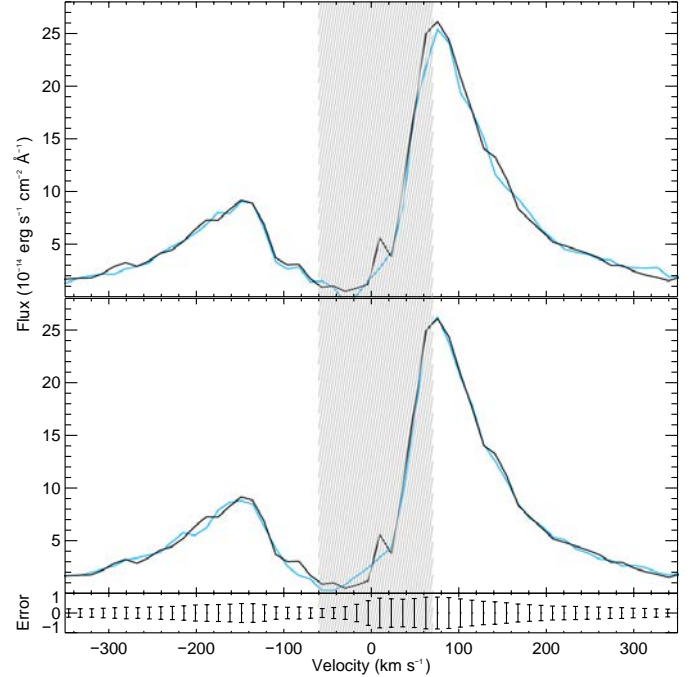
of 0.047 AU and an orbital period of 3.5 days. We applied our model to this exoplanet to determine the physical conditions leading to the absorption features detected with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) onboard the *Hubble* Space Telescope (HST) in 2001 with three cumulated transit observations (Vidal-Madjar et al. 2003). We used these particular data because of their good spectral resolution and the fact that they show the most significant detection of HI atmospheric escape from this planet (see Sect. 1). The deepest absorption signature was found in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line from  $-130$  to  $-40 \text{ km s}^{-1}$ , while a less significant feature was detected in the red wing from  $30$  to  $100 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 3; see also Vidal-Madjar et al. 2008). The center of the line does not provide useful information because of the contamination by the geocoronal airglow emission (Vidal-Madjar et al. 2003). The velocity structure and depth of these absorption features has been much discussed (e.g., Vidal-Madjar et al. 2008; Ben-Jaffel 2008). In this paper (Sect. 3.3), we fit the spectral absorption depth profile calculated with the spectra given in Vidal-Madjar et al. (2008) (Fig. 3). The  $\chi^2$  of the fits are calculated in the range  $-300$  to  $-40 \text{ km s}^{-1}$  and  $30$  to  $300 \text{ km s}^{-1}$ , without any assumption on the velocity range for the absorption signatures. In 2001, no observations were carried out after the end of the transit. However, a post-transit observation of the unresolved Lyman- $\alpha$  line, made in 2006 with the Advanced Camera for Surveys (ACS) onboard the HST, showed no absorption with a depth of  $1.7 \pm 9\%$  about 3 h after the center of the transit (Ehrenreich et al. 2008). We discuss in Sect. 3.3.2 how this result may constrain the physical conditions in the atmosphere of HD 209458b.

##### 3.1.2. HD 189733b

We also applied the model to the Lyman- $\alpha$  observations of the very hot-Jupiter HD 189733b. The planet has a semi-major axis of 0.03 AU and an orbital period of 2.2 days. It is located 19.3 parsecs away from the Earth, and orbits a bright main-sequence star at Lyman- $\alpha$ . Temporal variations were detected with HST/STIS in the evaporating atmosphere of HD 189733b between April 2010 and September 2011 (Lecavelier des Etangs et al. 2012). To begin with (Sect. 3.4), we focused on the physical conditions of the evaporation at the epoch of the second observation, when neutral hydrogen absorption was found in the



**Fig. 4.** Lyman- $\alpha$  line of HD 189733b as a function of velocity, in September 2011 (Lecavelier des Etangs et al. 2012; Bourrier et al. 2013). The spectrum measured before the planet transit is displayed as a black line, to be compared with the spectra observed during (blue line, *top panel*) and after (blue line, *bottom panel*) the transit. The striped gray zone corresponds to the region contaminated by the geocoronal emission. The absorption signatures detected in the blue wing of the line during the transit and the post-transit and in the red wing during the transit are delimited by vertical dotted lines. The bottom panel shows the error bars on the flux measured before the transit.



**Fig. 5.** Lyman- $\alpha$  line of HD 189733b as a function of velocity, in April 2010 (Lecavelier des Etangs et al. 2012). The spectrum measured before the planet transit is displayed as a black line, to be compared with the spectra observed during (blue line, *top panel*) and after (blue line, *bottom panel*) the transit. The striped gray zone corresponds to the region contaminated by the geocoronal emission. No absorption signatures were detected in either the transit or post-transit observations. The bottom panel shows the error bars on the flux measured before the transit.

spectrally resolved Lyman- $\alpha$  line. As for HD 209458b, two absorption signatures were detected in the wings of the line, the strongest in the range  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$ , whereas a red wing absorption feature was detected from  $60$  to  $110$  km s $^{-1}$ . Post-transit observations were made during the same 2011 visit with enough sensitivity to find a putative absorption at nearly  $2\sigma$  in the range of the signature detected in the blue wing during the transit (Bourrier et al. 2013). The  $\chi^2$  of the fits to the data were calculated in the range  $-350$  to  $-50$  km s $^{-1}$  and  $50$  to  $350$  km s $^{-1}$ , taking into account both transit and post-transit observations. All the absorption signatures are located in the wings of the Lyman- $\alpha$  line at higher velocities than for HD 209458b and are not contaminated by the airglow emission confined in the very center of the line within  $\pm 40$  km s $^{-1}$  (Fig. 4). The high velocities of the atoms producing the absorption in the blue wing cannot be explained by radiation pressure alone, and interactions with stellar wind protons were taken into account in the simulations. In Sect. 3.5 we estimated constraints on the model parameters for the simulated absorption profile to be consistent with the non-detection of absorption in 2010. Because of the stronger airglow emission at this epoch, the  $\chi^2$  were calculated in the range  $-350$  to  $-60$  km s $^{-1}$  and  $70$  to  $350$  km s $^{-1}$  (Fig. 5). In contrast to Holmström et al. (2008) and Ekenbäck et al. (2010) for HD 209458b, we did not consider magnetic interactions. Note that the stellar magnetic field was estimated to be about  $4$  to  $23$  mG on average at the orbit of the planet (Moutou et al. 2007; Fares et al. 2010).

Jensen et al. (2012) reported a significant absorption feature at H $\alpha$  in transmission spectra of HD 189733b. The comparison

between Lyman- $\alpha$  and H $\alpha$  absorption signatures observed at the same epoch would allow for a direct measurement of hydrogen excitation temperature, and a better understanding of the atmospheric escape process. Unfortunately, this comparison cannot be made with the 2011 observations from Lecavelier des Etangs et al. (2012), first because of the evidence for temporal variations in the escaping atmosphere of the planet (the observations from Jensen et al. 2012 were made between 2006 and 2008), and second because of the different velocity ranges of the absorption features. The hydrogen atoms responsible for the H $\alpha$  absorption were detected within a narrow band at the line center ( $-24.1$  to  $26.6$  km s $^{-1}$ ), which is incompatible with the high-velocity population of hydrogen atoms observed beyond  $-140$  km s $^{-1}$  that are responsible for the 2011 Lyman- $\alpha$  absorption.

For practical CPU time reasons we limited the exploration of the parameter space by taking the escape rate equal to or below  $10^{11}$  g s $^{-1}$ . Because of the possibility of detecting spectro-temporal variations at short timescales in the velocity profile of the absorption (see Bourrier et al. 2013), we compared the observations of both planets with the spectra calculated for the same time windows as the STIS observations (Table 3). For HD 209458b, because the absorption measured by Vidal-Madjar et al. (2003) was obtained by combining the transit observations of three visits, we used a time window that lasts from the start of the earliest exposure (first visit) to the end of the latest exposure (second visit). Since the time-tagged observations of HD 189733b yielded enough signal for the exposures to be divided into six 379 s subexposures, we chose a time-step of  $\approx 300$  s for all simulations. Instead of using only the absorption simulated at mid-transit, we averaged the fluxes simulated

**Table 3.** Log of the transit and post-transit observations for HD 209458b in 2001, and HD 189733b in 2010 and 2011.

Planet	Transit		Post-transit	
	start	end	start	end
HD 209458b	-00:35	00:54	N/A	
HD 189733b				
April 2010	-00:10	00:27	01:25	02:03
September 2011	-00:26	00:11	01:10	01:47

**Notes.** Time is given in UT and is counted from the center of the transit.

during the time window of the observations (transit or post-transit) and calculated the resulting mean absorption. In Sect. 4 we discuss the variations of the velocity structure of the absorption with time during the atmospheric transit.

### 3.2. Hydrogen dynamics with radiation pressure

#### 3.2.1. Radial velocity observed from the Earth

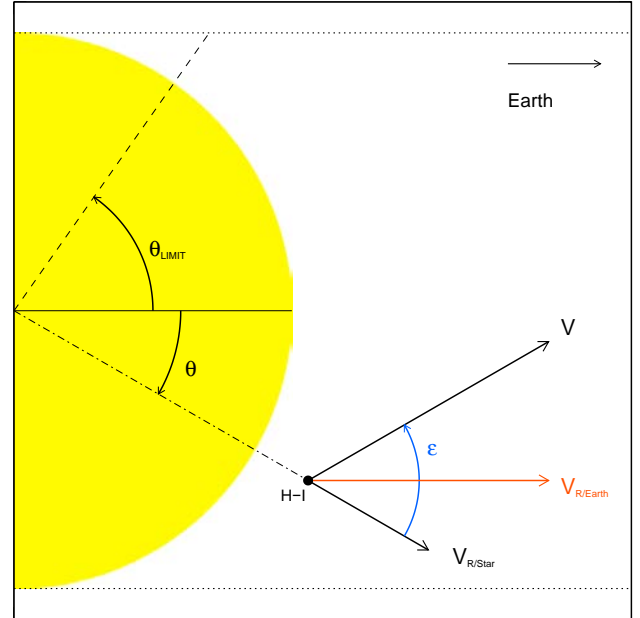
Before fitting the observations, we used a simplified 2D version of the model to make a first analysis of the dynamics of a hydrogen atom escaping one of the planets' upper atmosphere. In this toy-model confined to the planet orbital plane, the particle is launched from the planet with its orbital velocity in the stellar referential. We assumed the planet to be on a circular orbit ( $e = 4 \times 10^{-4} \pm 3 \times 10^{-3}$  for HD 209458b;  $e = 4 \times 10^{-3} \pm 2 \times 10^{-3}$  for HD 189733b). The particle trajectory is constrained by the stellar gravity and radiation pressure only. Radiation pressure opposes stellar gravity and accelerates particles away from the star. However, the radiation pressure applied to a particle strongly depends on its radial velocity (in this case the velocity projected on the radial direction with respect to the star). We must point out that even when the particle transits the stellar disk, the radial velocity *relative to the star* ( $V_{r\star}$ ) may be significantly different from the radial velocity *as observed from the Earth* ( $V_{r\oplus}$ ). The latter is the velocity projected on the star/Earth line of sight, and corresponds to the wavelengths of the observed spectrum. We can express  $V_{r\oplus}$  as a function of the angular position  $\theta$  of the particle in the orbital plane, its radial velocity  $V_{r\star}$  and the angle  $\epsilon$  between  $V_{r\star}$  and the particle total velocity  $V$ , so that

$$V_{r\oplus} = V_{r\star} (\cos \theta - \sin \theta \tan \epsilon). \quad (13)$$

The layout of velocities and angles is displayed in Fig. 6. The velocity observed from the Earth is more precisely  $V_{r\oplus} \sin i$ , with  $i$  the orbital inclination of the planet. Because of the high inclination for both planets (see Table 1), Eq. (13) gives a good approximation of the observed velocity.

#### 3.2.2. Evolution with time

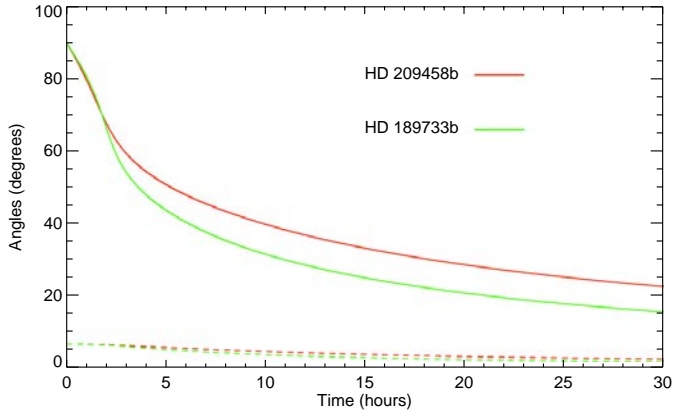
We followed the trajectory and the velocity of the particle as a function of time since its escape from the planet's upper atmosphere (the particle "proper time"). Since the particle initial velocity is that of the planet, its radial velocity is null and the radiation pressure coefficient is higher than unity (see Figs. 1 and 2). The particle is then quickly accelerated to higher radial velocities, while the angle  $\epsilon$  decreases (Fig. 7). Note that even if the hydrogen atoms are released with an additional thermal speed (as in the detailed 3D simulations), their initial velocity is still dominated by the planet orbital velocity. Using Eq. (13)



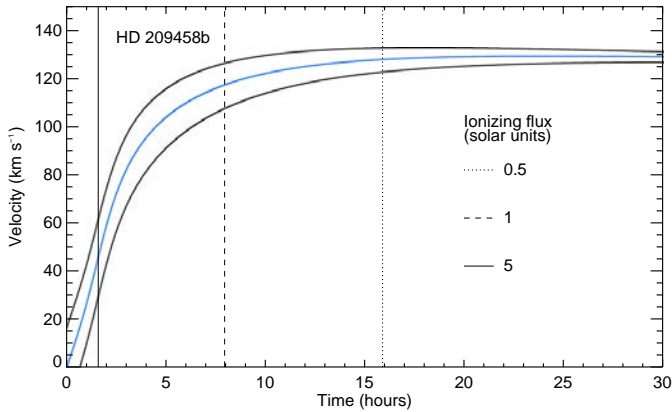
**Fig. 6.** Representation of a H I particle in the orbital plane.  $\theta$  is the angular position of the particle, and the horizontal black dotted lines correspond to the maximum values of  $\theta$  for which the particle can be observed from the Earth. The radial velocity  $V_{r\star}$  and total velocity  $V$  are displayed as black vectors, separated by the angle  $\epsilon$  (positive in our representation). The velocity of the particle as seen from the Earth,  $V_{r\oplus}$ , is displayed as a red vector. It is the total velocity vector projected on the star/Earth line of sight. For the sake of clarity, the diagram is not to scale.

we can estimate the velocity at which the particle would absorb the flux in the Lyman- $\alpha$  line observed from the Earth. However, we cannot know at what time during the transit observations we would observe the particle with this velocity, since it depends on when it escaped the planet. Instead, we searched for each proper time of the particle where it should be located in front of the stellar disk to be observed at its maximum or minimum velocity  $V_{r\oplus}$ . The solution is quite straightforward, because the maximum velocity should be observed when  $\theta = -\epsilon$ , that is, when the total velocity of the particle is aligned with the line of sight toward the Earth. However, because a particle can only be observed from the Earth when it transits the stellar disk, its absolute angular position  $\theta$  must remain lower than  $\theta_{\text{lim}} = \arctan \frac{R_{\star}}{r}$  (with  $R_{\star}$  the star radius and  $r$  the particle distance to the star, see Fig. 6). Besides, Fig. 7 shows that  $\epsilon$  is always higher than  $\theta_{\text{lim}}$ . Since the observed velocity decreases when the particle angular position exceeds  $-\epsilon$  and increases, its maximum value is  $V_{r\oplus}(\theta = -\theta_{\text{lim}})$  at the particle ingress. Reciprocally, the minimum observed velocity is  $V_{r\oplus}(\theta = \theta_{\text{lim}})$  at the particle egress.

The maximum and minimum observed velocities, as well as the radial velocity, are plotted as a function of time in Fig. 8 for HD 209458b and Fig. 9 for HD 189733b. First, we can see that a particle transiting the stellar disk can only absorb the Lyman- $\alpha$  line flux in a limited range dependent on its proper time. Then, all velocities increase with time until they reach their maximum values. This means that all the hydrogen atoms observed in front of the stellar disk will never absorb the flux in the Lyman- $\alpha$  line above a limit velocity if they are accelerated by radiation pressure only. For HD 209458b, the theoretical maximum velocity of about  $130 \text{ km s}^{-1}$  is strikingly close to the upper limit of the absorption signature detected in 2001 (see Sect. 3.1.1). For HD 189733b, the absorbing hydrogen atoms



**Fig. 7.** Angles  $\epsilon$  (solid lines) between a particle radial velocity  $V_{r,*}$  and its total velocity  $V$ , and  $\theta_{\text{lim}}$  (dashed lines), the maximum angular position of the particle at its ingress or egress. The angles are plotted as a function of time, counted from the escape of a particle from HD 209458b (red line) or HD 189733b (green line). The evolution of the angles is the same for both planets: they decrease with time, and  $\epsilon$  is always greater than  $\theta_{\text{lim}}$ . The slope is initially steeper for HD 209458b because of its higher values for  $\beta$  at low velocities, but the trend quickly reverses since  $\beta$  decreases more rapidly with increasing velocity in the wings of the Lyman- $\alpha$  line of HD 209458b (see Figs. 1 and 2).

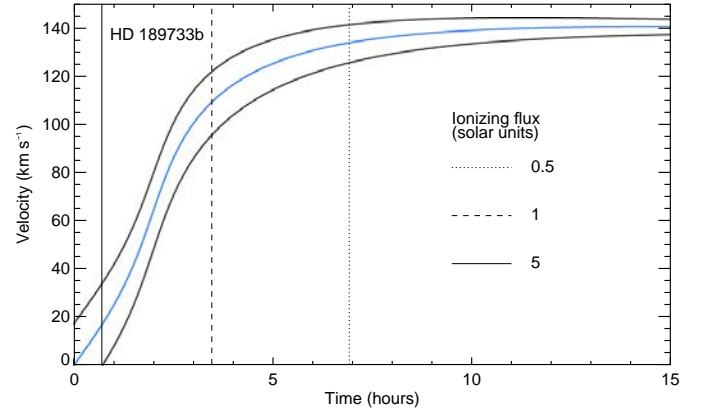


**Fig. 8.** Radial velocity (blue line), maximum observed velocity (black upper line) and minimum observed velocity (black lower line) as a function of time for a hydrogen atom escaped from HD 209458b. The maximum velocity of  $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$  is reached in about 10 h. The vertical black lines show the characteristic lifetimes of a hydrogen atom for stellar ionizing EUV fluxes of 0.5 (dotted line), 1 (dashed line) and 5 (solid line) times the solar value.

were observed above the radiation-pressure-limited velocity of about  $140 \text{ km s}^{-1}$  derived from Fig. 9. An additional acceleration mechanism is needed to explain the absorption observed at such high velocities in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line.

### 3.2.3. Ionization lifetime

The characteristic lifetime of a hydrogen atom subject to photoionization is inversely proportional to the stellar EUV ionizing flux (see Eq. (3)). As a result, this flux has a strong influence on the depth and velocity structure of the absorption signatures from atoms accelerated by radiation pressure. Higher ionizing fluxes imply shorter ionization timescales and therefore fewer atoms at high velocity, since their lifetime is directly related to the velocity they can reach (Sect. 3.2.2). For example, an



**Fig. 9.** Radial velocity (blue line), maximum observed velocity (black upper line) and minimum observed velocity (black lower line) as a function of time for a hydrogen atom launched from HD 189733b. The maximum velocity of  $\sim 140 \text{ km s}^{-1}$  is reached in about 6 h. The vertical black lines show the characteristic lifetimes of a hydrogen atom for stellar ionizing EUV fluxes of 0.5 (dotted line), 1 (dashed line) and 5 (solid line) times the solar value. Because HD 189733b is closer to its star than HD 209458b, ionization lifetimes are shorter.

ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 1 F_{\odot}$  associated to a characteristic lifetime of  $\sim 8 \text{ h}$  for HD 209458b implies that about 15% of the particles escaping the atmosphere will be accelerated to the maximum velocity of  $130 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 8). When the ionizing flux increases, higher escape rates are needed to reach the same absorption depth at the same velocity.

### 3.3. HD 209458b: estimates of the hydrogen escape rate and the EUV ionizing flux

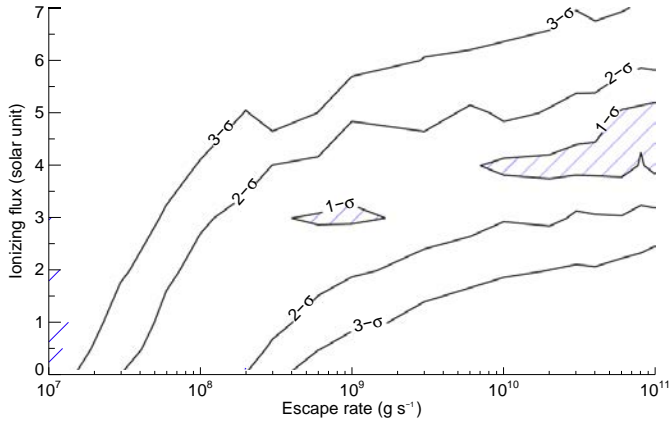
#### 3.3.1. Best-fit parameters

We used our 3D model to estimate the physical conditions in the exosphere of HD 209458b needed to fit the absorption signature observed in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line in 2001. Note that with radiation pressure as the only acceleration mechanism, our model cannot reproduce the absorption signature that is potentially observed in the red wing of the line. However, the presence of this feature is far from being confirmed; it could be a false signal caused by statistical noise in contiguous pixels in the spectrum. The main free parameters of the model are the escape rate of neutral hydrogen from the planet's atmosphere and the EUV ionizing flux from the star. We calculated a grid of simulations as a function of these two parameters and compared the results with the observations using the  $\chi^2$  defined by

$$\sum_v \left( \frac{A_{\text{theo}}(v) - A_{\text{obs}}(v)}{\sigma_{\text{obs}}(v)} \right)^2, \quad (14)$$

where the fit is performed on the velocity interval described in Sect. 3.1.  $A_{\text{theo}}$  and  $A_{\text{obs}}$  are the theoretical and observed spectral absorption depths, with  $\sigma_{\text{obs}}$  the error on the observed absorption.

Two regions of the parameter space (Fig. 10) were found to reproduce the observations with a good  $\chi^2$  of about 40 for 40 degrees of freedom. The first region corresponds to ionizing fluxes between  $3.5$  and  $5 F_{\odot}$  and escape rates above  $6 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  (see also Figs. 11 and 12). This is consistent with mass loss of neutral hydrogen estimated to be in the range  $10^{10}$ – $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ ,



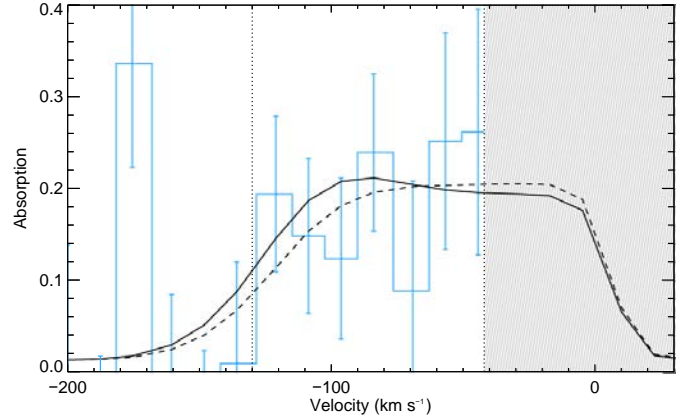
**Fig. 10.** Error bars for the estimated hydrogen escape rate and EUV ionizing flux for HD 209458b. The best fits (at the  $1\sigma$  level, striped zones) are obtained in two regions: escape rate  $\dot{M} \sim 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and ionizing flux  $F_{\text{ion}} \sim 3 F_{\odot}$ , or escape rates above  $6 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and ionizing fluxes  $F_{\text{ion}} \sim 4 F_{\odot}$ . High escape rates are associated to high ionizing fluxes.

either with a direct comparison with the observations (e.g., Vidal-Madjar et al. 2003; Ehrenreich et al. 2008) or with theoretical models (e.g., Lecavelier des Etangs et al. 2004; Yelle 2004; Tian et al. 2005). Like Guo (2013), we found that the observations can also be explained by lower escape rates, in particular in a second region around  $10^9 \text{ g s}^{-1}$  and about  $3 F_{\odot}$ . As explained in Sect. 3.2.3, with a higher ionizing flux, a higher escape rate is needed to reproduce the observations, up to the point that the lifetime of escaping atoms is so short that they cannot be accelerated to observable velocities by the radiation pressure (above  $7 F_{\odot}$  at  $3\sigma$  from the best fit). On the other hand, for escape rates below  $10^8 \text{ g s}^{-1}$  the hydrogen density is too low to significantly absorb the Lyman- $\alpha$  flux in the observed velocity range.

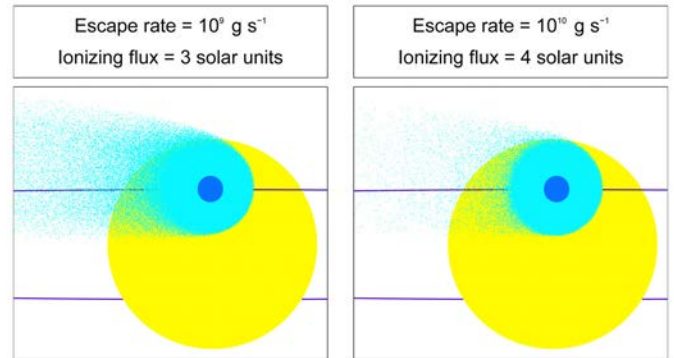
In contrast to the models of Ben-Jaffel & Sona Hosseini (2010) and Koskinen et al. (2010), we cannot reproduce the velocity structure of the absorption profile by the sole natural and thermal broadening of the Lyman- $\alpha$  line (Sect. 2.4), and absorption arising mainly from hydrogen in the Roche lobe. Energetic neutral atoms have also been proposed as the source for the absorption signatures of HD 209458b (Holmström et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010; Tremblin & Chiang 2013). Although interactions with stellar wind protons cannot be excluded, our results show that radiation pressure alone, with its strength directly constrained by the observations, is enough to explain the data, without the need for additional acceleration mechanisms and additional degrees of freedom in the model. One can overlook radiation pressure by assuming a low, velocity-independent value for the coefficient  $\beta$  (e.g., Ekenbäck et al. 2010 used a numerical input UV scattering rate of  $0.35 \text{ s}^{-1}$  that corresponds to a constant  $\beta = 0.38$ ) or considering that the atoms are ionized before they gain enough velocity (e.g., Koskinen et al. 2010). We stress that radiation pressure is not a free parameter, but is derived from the Lyman- $\alpha$  line profile, which is in turn well reconstructed from real data (Sect. 2.2.1). In addition, even with short lifetimes of about 2 h (ionizing flux  $F_{\text{ion}} \sim 5 F_{\odot}$ ), enough atoms are accelerated to the observed velocities when the escape rate is high enough (see Fig. 10).

### 3.3.2. Cometary tail

As was expected from the physics of our model and previous analyses (e.g., Vidal-Madjar & Lecavelier des Etangs 2004; Schneider et al. 2007; Ehrenreich et al. 2008), the simulations

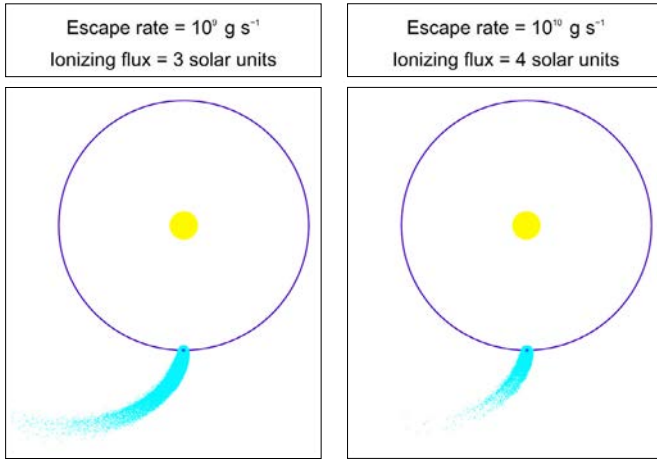


**Fig. 11.** Absorption profiles during the transit of HD 209458b. The absorption signature observed in 2001 in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line is delimited by vertical black dotted lines (blue histogram; Vidal-Madjar et al. 2008), and the striped gray zone corresponds to the region contaminated by the geocoronal emission. Two absorption profiles are calculated for best-fit parameters (solid line: escape rate  $\dot{M} = 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 3 F_{\odot}$ ; dashed line: escape rate  $\dot{M} = 10^{10} \text{ g s}^{-1}$  and ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 4 F_{\odot}$ ). The simulated planetary disk is the source for an absorption depth of  $\sim 1.5\%$  at all wavelengths. A low escape rate results in a slightly decreased absorption depth at low velocity (solid line), while a high ionizing flux limits the number of atoms accelerated to high velocities (dashed line).



**Fig. 12.** Best-fit simulations of the hot Jupiter HD 209458b as seen along the star/Earth line of sight (parameters are given in the upper panels). Neutral hydrogen atoms (light blue dots) are escaping the planet (deep blue disk) at the center of the transit.

show the formation of a hydrogen cometary tail trailing behind the planet (Fig. 13). As a result, the transit of escaping hydrogen may last longer than the optical occultation by the planetary disk alone. Since the ionizing flux limits the number of atoms that reach a given velocity, it also constrains the spatial extension of the cloud as well as the depth and duration of the transit and post-transit occultations (Sect. 4). For HD 209458b, the lack of measurements after the transit in 2001 allows the observations to be reproduced with a shortened cometary tail (Figs. 12 and 13), nearly completely ionized for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} \sim 5 F_{\odot}$ . Note, however, that our simulations do not support the results that the observed absorption profile may have a symmetric shape (see for example Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010), as can be seen on Fig. 11. The ACS post-transit observation from Ehrenreich et al. (2008) constrains our results loosely because of the large error bar on the data. Nonetheless, the non-detection of absorption



**Fig. 13.** Views from the above of the planetary system of the hot Jupiter HD 209458b, for best-fit simulations (parameters are given in the upper panels). Neutral hydrogen atoms (light blue dots) escaping the planet (deep blue disk) organize into a cometary tail. A lower ionizing flux results in a longer and denser tail, composed of atoms accelerated to high velocities. Both simulations fit well the observations because of the loose constraints on the post-transit.

after the transit requires a shorter cometary tail and shifts the inferior levels at 2 and 3 $\sigma$  toward higher ionizing fluxes in Fig. 10.

### 3.3.3. Influence of the self-shielding

The high-density regions of the cloud near the planet are strongly shielded from stellar photons. As a result, a great number of atoms is subject to lower radiation pressure and remain at low radial velocities much longer than was expected from the simplified 2D simulations detailed in Sect. 3.2. This effect can be observed more clearly in the planet orbital plane (Fig. 14). Even if the bulk of the planetary wind is shielded from radiative blow-out, as estimated by Tremblin & Chiang (2013), our results show that the escape of hydrogen at the limbs of the atmosphere is enough to reproduce the observations, provided the atoms are moving at high velocities in the blue wing (all simulated absorption profiles at less than 1 $\sigma$  from the best fit have a velocity structure similar to that of Fig. 11), which is easily explained by radiation pressure acceleration.

Self-shielding from photoionization is negligible (Sect. 2.3). Thus, even if hydrogen atoms shielded from radiation pressure are accelerated on longer timescales, they are still ionized with the same characteristic lifetimes. As a consequence, many of these atoms are ionized before they are accelerated to the velocities they would have reached without self-shielding. The absorption profile is consequently shallower at high velocities with self-shielding, but is not as affected at low velocities where the absorption appears to be saturated because of the optically thick regions of the cloud close to the planet (Fig. 15).

### 3.4. HD 189733b: evaporating state in September 2011

For HD 189733b, the high velocities of the absorption signature detected in the blue wing of the line in 2011 can be explained if the atoms are accelerated, in addition to the radiation pressure, by interactions with stellar wind protons (Sect. 2.2.2). We fitted the observations using a model with five free parameters: the

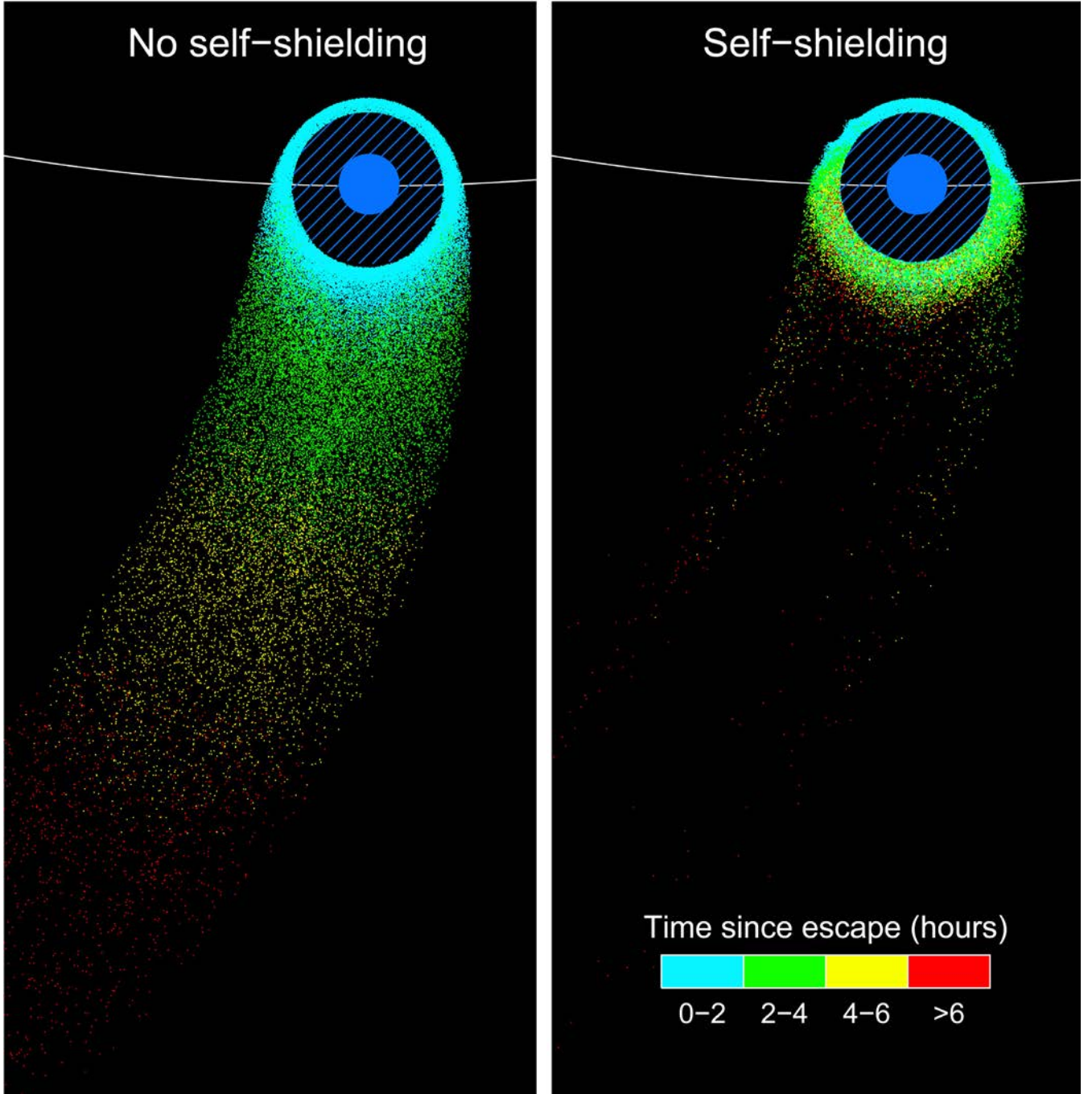
neutral hydrogen escape rate, the stellar ionizing flux, and the stellar wind properties (density at the orbit of the planet, bulk velocity, and temperature). We found that the bulk velocity is tightly constrained to  $V_{\text{wind}} = 200 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ , close to the velocity of  $190 \text{ km s}^{-1}$  estimated by Lecavelier des Etangs et al. (2012). This is in line with a slow stellar wind, as emitted by the Sun in its equatorial regions (e.g., McComas et al. 2003; Quémerais et al. 2007), and consistent with the small spin-orbit misalignment of HD 189733b ( $\beta = 0.85^\circ_{-0.28}$ , see Triaud et al. 2009). Ekenbäck et al. (2010) and Tremblin & Chiang (2013) used  $V_{\text{wind}} = 450 \text{ km s}^{-1}$  and  $V_{\text{wind}} = 130 \text{ km s}^{-1}$  in their respective modeling of the stellar wind for HD 209458. In the following discussion, the bulk velocity was set to  $V_{\text{wind}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ . The temperature of the proton distribution controls the spread of the absorption profile by high-velocity neutral atoms (Holmström et al. 2008). Higher temperatures increase the width of the velocity range of the absorption profile, and decrease its depth (conversely for lower temperatures). We found that a temperature  $T_{\text{wind}} = 3 \times 10^4 \text{ K}$  fits the observations well and used it for all simulations hereafter. This temperature is about ten times lower than solar-scaled values determined by, for example, Lemaire (2011). Assuming their tentative detection of an early-ingress absorption in the C II line of HD 189733b is caused by the planet's magnetosphere, constrained by the stellar wind, Ben-Jaffel & Ballester (2013) derived rough limitations on the wind velocity ( $V_{\text{wind}} = 200$  to  $900 \text{ km s}^{-1}$ ) and temperature ( $T_{\text{wind}} < 4 \times 10^6 \text{ K}$ ).

We note that in our model, no absorption is simulated in the red wing of the Lyman- $\alpha$  line, whereas a hint of absorption was observed in this part of the spectrum in 2011 (Lecavelier des Etangs et al. 2012). However, as for HD 209458b, this feature is not confirmed, and the probability that it is a false signal caused by statistical noise in the spectrum has been estimated to be 25% (Bourrier et al. 2013).

#### 3.4.1. Escape-limited saturation regime

After constraining the temperature and velocity of the proton stellar wind, we found that the model best fits the observations with an ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ . The  $\chi^2$  is calculated as in Sect. 3.3. The same good value of  $\sim 63$  for 87 degrees of freedom is found for a wide range of hydrogen escape rates and proton density. Figure 16 shows the goodness of fit as a function of the escape rate and proton density for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ . A remarkable feature of this diagram is that for any escape rate in the range  $5 \times 10^8$  to  $1.5 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$ , an increase in the proton density above  $\sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  has no influence on the quality of the fit, as shown by the constant  $\chi^2$  of about 63 at the 1 $\sigma$  level. It corresponds to a *saturation regime*, “escape-limited”, in which most neutral hydrogen atoms escaping the atmosphere are accelerated by the stellar wind to high velocities. Accordingly, there is no atmospheric absorption at low velocities in this regime.

With lower proton densities, outside of the saturation regime, there are escaping atoms that are accelerated by radiation pressure without being subject to charge-exchange before they are ionized by EUV photons. As a result, fewer atoms are accelerated to the high velocities of the absorption signature and higher escape rates are needed to fit the observations (Fig. 16). The observations can be well reproduced for proton densities between  $10^3$  and  $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  and escape rates above  $5 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$ . This is consistent with the upper limit on the proton density estimated by Ben-Jaffel & Ballester (2013) to be  $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ .

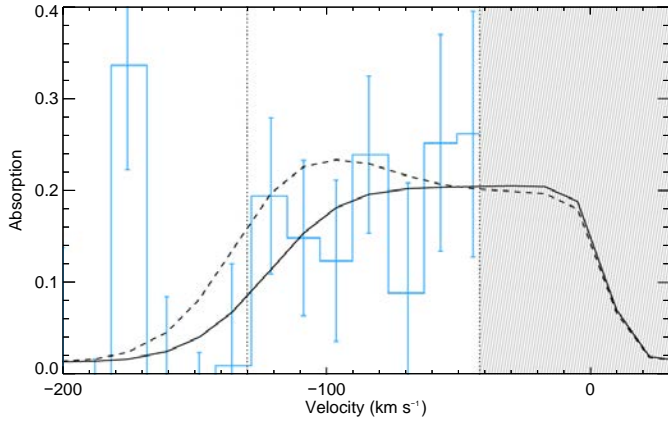


**Fig. 14.** Distribution of hydrogen atoms in the orbital plane of HD 209458b using best-fit parameters (escape rate  $\dot{M} = 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 4 F_{\odot}$ ). The color scale indicates the time since the atoms escaped the upper atmosphere. Without self-shielding (*left panel*), the atoms are homogeneously accelerated away from the star by radiation pressure. With self-shielding (*right panel*), the internal regions of the cloud are submitted to a lower radiation pressure and are accelerated on longer timescales. The atmosphere below the exobase is uniformly filled with high-density neutral hydrogen gas (striped disk centered on the planet in deep blue).

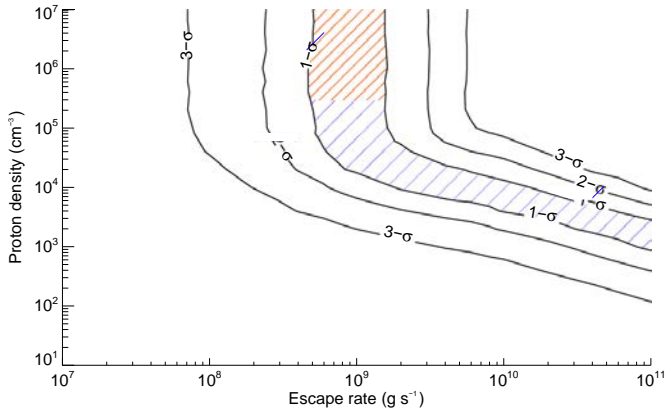
A solar-like wind would correspond to a proton density of about  $7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  at the orbit of HD 189733b (Quémerais et al. 2007). Note that for escape rates higher than  $10^{11} \text{ g s}^{-1}$ , there can be another saturation regime, “wind-limited”, in which all stellar protons interact with the neutral hydrogen gas. In this regime we would expect to detect a large fraction of hydrogen atoms accelerated only by radiation pressure in the velocity range  $-140$  to  $0 \text{ km s}^{-1}$ . However, we see no such population of atoms in the observations of HD 189733b, and the escaping atmosphere is not likely in this regime.

### 3.4.2. Impact of the ionizing flux

We studied the influence of the ionizing flux by making the same analysis as in Sect. 3.4.1 for  $F_{\text{ion}} = 5 F_{\odot}$  (Fig. 18) and  $F_{\text{ion}} = 20 F_{\odot}$  (Fig. 19). Our results are consistent with the previous estimation made by Lecavelier des Etangs et al. (2012) for the 2011 observations, with an escape rate  $\dot{M} = 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and a proton density  $n_{\text{wind}} = 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 5 F_{\odot}$ . With higher ionizing fluxes, higher escape rates and proton densities are needed to fit the observations. Indeed, the

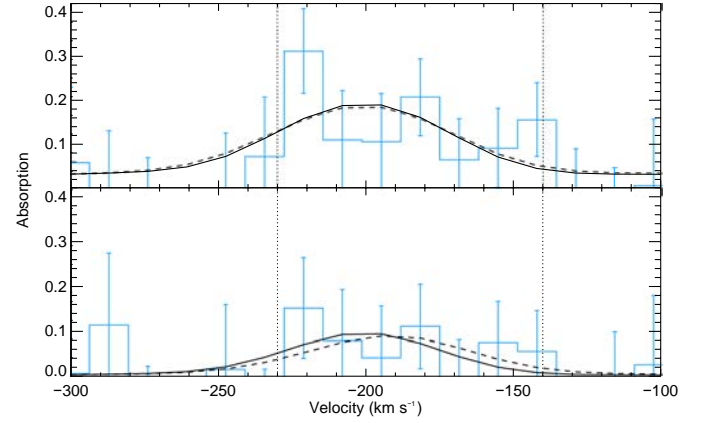


**Fig. 15.** Absorption profiles during the transit of HD 209458b. The absorption signature observed in 2001 in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line is delimited by vertical black dotted lines (blue histogram; Vidal-Madjar et al. 2008), and the striped gray zone corresponds to the region contaminated by the geocoronal emission. Two absorption profiles are calculated for the same best-fit parameters (escape rate  $\dot{M} = 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 4 F_{\odot}$ ), one with self-shielding (black solid line) and the other without (black dashed line). Taking into account self-shielding decreases the absorption depth at high velocities.

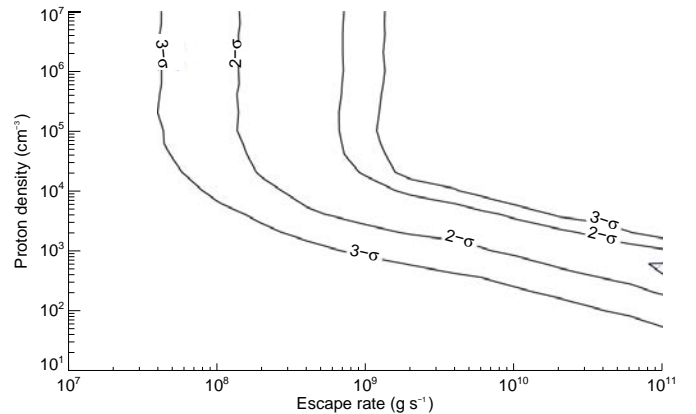


**Fig. 16.** Error bars on the estimated atmospheric hydrogen escape rate and stellar proton density for HD 189733b. The ionizing flux is fixed to  $10 F_{\odot}$ . Observations are best fitted inside the striped zones, with a  $\chi^2$  of  $62.8 \pm 1$  for 87 degrees of freedom. Proton densities above  $\sim 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  (orange striped zone) correspond to an “escape-limited” saturation regime in which all escaping hydrogen atoms interact with the stellar wind. Outside of this regime, observations are well reproduced for decreasing proton densities with higher escape rates.

interactions of the stellar wind with the escaping hydrogen gas create neutral atoms moving instantaneously at the Maxwellian velocities of the proton distribution, without the need for progressive acceleration by radiation pressure (Sect. 2.2.2). These atoms responsible for the absorption at high velocities are thus produced anew at every moment, and the ionization has less effect on their distribution than it has on the atoms escaping the atmosphere. However, higher ionizing fluxes result in fewer escaping atoms able to interact with the stellar wind before they are ionized. The ensuing depletion of high-velocity atoms created by these interactions can be compensated for, up to a certain extent, by increasing the density of either the stellar or the planetary wind (i.e., the escape rate). Note that the ionizing flux has to be high enough for atoms escaping the atmosphere without



**Fig. 17.** Absorption profiles during the transit (*top panel*) and the post-transit (*bottom panel*) of HD 189733b. The absorption signature observed in 2011 at high velocities in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line is delimited by vertical black dotted lines (blue histogram; Lecavelier des Etangs et al. 2012 and Bourrier et al. 2013). Two absorption profiles are calculated for best-fit parameters (ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ ) in the saturation regime (solid line: escape rate  $\dot{M} = 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and proton density  $n_{\text{wind}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) and out of this regime (dashed line: escape rate  $\dot{M} = 8 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$  and proton density  $n_{\text{wind}} = 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ). The main difference between the two profiles is the absorption at the center of the line, which is significantly reduced in the saturation regime, although for HD 189733b the Lyman- $\alpha$  flux at these wavelengths is in any case completely absorbed by the blueshifted ISM (see Fig. 1). The simulated planetary disk causes an absorption depth of  $\sim 2.3\%$  at all wavelengths during the transit.

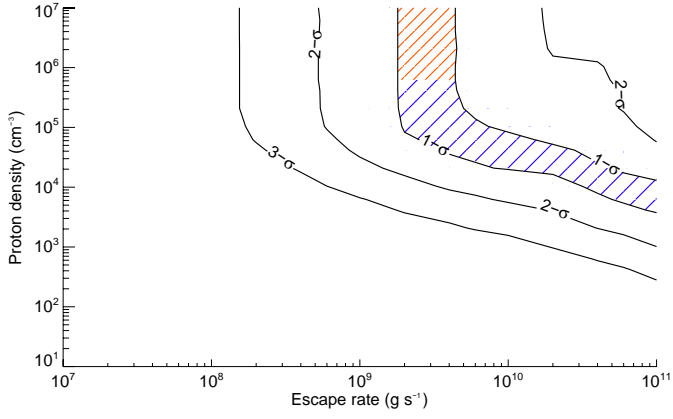


**Fig. 18.** Same plot as in Fig. 16 for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 5 F_{\odot}$ . Values fitting the observations are shifted toward lower escape rates and proton densities. There are nearly no values left that fit the observations at less than  $1\sigma$  from the best fit obtained for  $10 F_{\odot}$ .

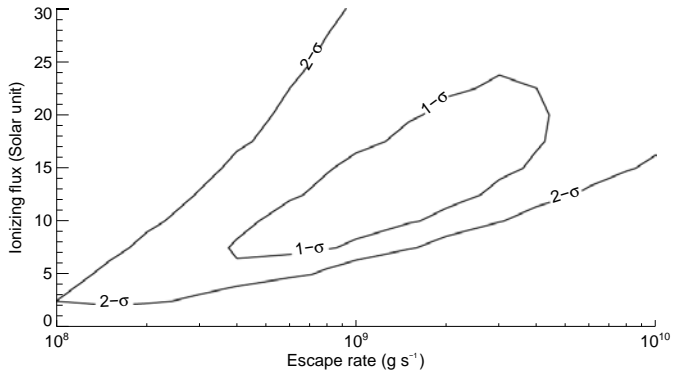
interacting with the stellar wind to be ionized before they contribute to the absorption over the interval  $-140$  to  $0 \text{ km s}^{-1}$ , where no signature was detected in 2011. The limit on the proton density to enter the escape-limited saturation regime increases slightly with the ionizing flux (from  $n_{\text{wind}} = 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  for  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ , to  $n_{\text{wind}} = 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  for  $F_{\text{ion}} = 20 F_{\odot}$ ).

We found that the span of the ‘valley’ fitting the observations at less than  $1\sigma$  from the best fit (striped zone in Figs. 16, 18 and 19) depends strongly on the ionizing flux. The broadest ranges of escape rates and proton densities that reproduce the observed absorption profile are obtained for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} \sim 10 F_{\odot}$ . Decreasing or increasing the ionization shrinks the





**Fig. 19.** Same plot as in Fig. 16 for an ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 20 F_{\odot}$ . Values fitting the observations are shifted toward higher escape rates and proton densities.

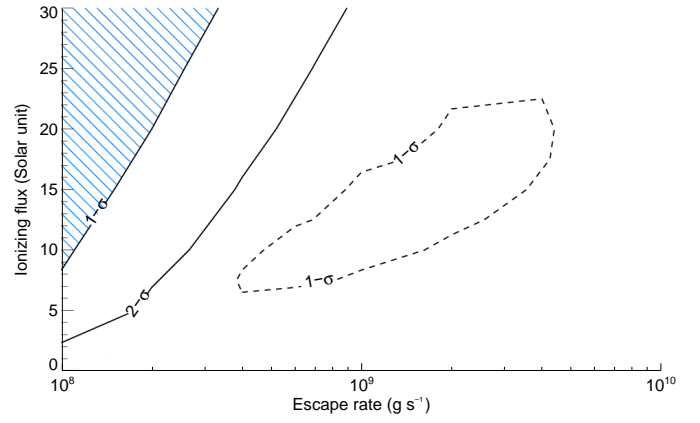


**Fig. 20.** Error bars at the 1 and  $2\sigma$  levels for the hydrogen escape rate and ionizing flux in the saturation regime of HD 189733b. This plot is independent of the proton density for values above  $\sim 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ .

valley. The saturation regime zone has more or less the broadest span of the valley, and so we used it as a way to estimate error bars on the ionizing flux. Since this regime does not depend on the proton density, we studied the relation between escape rate and ionizing flux for a fixed proton density  $n_{\text{wind}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  (Fig. 20). The saturation regime, characterized by a lower limit on the proton density in the range  $3 \times 10^5 - 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , can be furthermore defined at the  $1\sigma$  level by escape rates in the range  $4 \times 10^8 - 4 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and ionizing fluxes in the range  $6 - 23 F_{\odot}$ . Note that an unresolved observation of Lyman- $\alpha$  absorption made in 2007–2008 with ACS was fitted at the  $1\sigma$  level by Lecavelier des Etangs et al. (2010). Taking into account radiation pressure only, they found escape rates in the range  $3 \times 10^9 - 10^{11} \text{ g s}^{-1}$  and ionizing fluxes in the range  $15 - 40 F_{\odot}$ .

### 3.5. HD 189733b: non-detection in April 2010

While in September 2011 neutral hydrogen was detected in the upper atmosphere of HD 189733b through absorption in the Lyman- $\alpha$  line, no absorption was observed in April 2010 (Lecavelier des Etangs et al. 2012). After constraining the physical conditions consistent with the 2011 observations (Sect. 3.4), we now determine the variations of the escape rate, the ionizing flux, or the stellar wind density needed to explain the changes observed between 2010 and 2011. Using a configuration without any atmospheric escape as reference (this provides the best-fit to the 2010 data), we estimate limits on these parameters beyond



**Fig. 21.** Detection levels of Lyman- $\alpha$  absorption in the 2010 data of HD 189733b as a function of the hydrogen escape rate and the ionizing flux (thick black lines), assuming that the stellar wind is in the “escape-limited” saturation regime. Beyond the striped blue zone, absorption would have been detected at more than  $1\sigma$ . For comparison, the dashed black line shows the error bars on the best fit to the absorption signature observed in 2011 (see Fig. 20).

which the absorption by the escaping neutral hydrogen would have been detected in the 2010 observations.

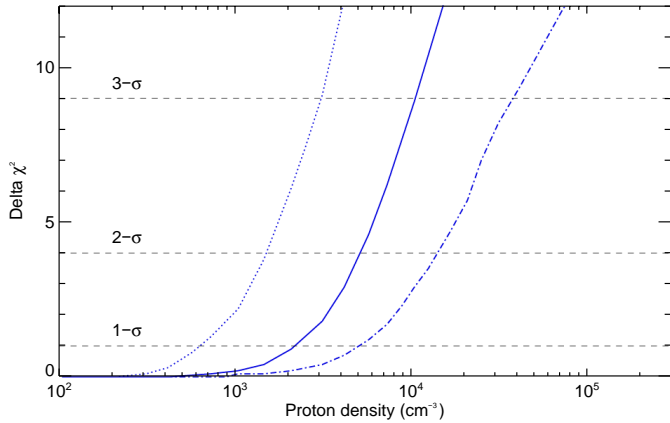
#### 3.5.1. Variations of the escape rate and ionizing flux

First, we considered no change in the stellar wind, with the same wind properties that provided a best-fit to the 2011 observations ( $V_{\text{wind}} = 200 \text{ km s}^{-1}$ ,  $T_{\text{wind}} = 3 \times 10^4 \text{ K}$  and  $n_{\text{wind}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ). For the same ionizing fluxes as in 2011 ( $6 - 23 F_{\odot}$ ), the non-detection of absorption in Lyman- $\alpha$  in 2010 can be explained at the  $1\sigma$  level by escape rates that are about 5 to 20 times lower (Fig. 21). Indeed, with fewer neutral hydrogen atoms escaping the planet atmosphere, the population of high-velocity atoms is so reduced that their absorption signature in the Lyman- $\alpha$  line is below the detection level of the 2010 data. In contrast, no realistic increase of the stellar ionizing flux can explain the temporal variations observed in Lyman- $\alpha$ . Indeed, if the escape rate were the same as in 2011 ( $4 \times 10^8 - 4 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$ ), the non-detection in 2010 would require an ionizing flux higher than at least 30 times the solar value (Fig. 21).

Note that the stellar wind considered above corresponds to the “escape-limited” saturation regime, in which all neutral hydrogen atoms that escape the atmosphere interact with the stellar wind (see Sect. 3.4.1). Nonetheless, we found that for any stellar wind properties and ionizing fluxes consistent with the 2011 detection, the 2010 observation can always be explained by a decrease of the escape rate by about an order of magnitude.

#### 3.5.2. Variations in the stellar wind

Here we considered no change in the escape rate and the ionizing flux, with the same values that provided one of the best fits to the 2011 observations ( $\dot{M} = 2 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ ). Thus we investigate whether variations in the stellar wind can explain the non-detection in 2010. We found that with a proton density below  $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  (ten times lower than the best fit to the 2011 data with  $n_{\text{wind}} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) the resulting spectrum can be consistent within  $1\sigma$  with the 2010 observations (Fig. 22). With higher ionizing fluxes (but still consistent with



**Fig. 22.**  $\chi^2$  difference between simulations of the 2010 data and the best fit without atmospheric escape as a function of the stellar wind density, assuming a constant escape rate and ionizing flux ( $\dot{M} = 2 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ , thick blue line). The intersection with the black dotted lines gives the proton density above which an absorption signature would have been detected at more than 1, 2 or  $3\sigma$  in the 2010 observations. The upper limit on the proton density decreases with higher escape rates ( $\dot{M} = 2 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$  and  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ , blue dotted line) and increases with higher ionizing fluxes ( $\dot{M} = 2 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  and  $F_{\text{ion}} = 20 F_{\odot}$ , blue dash-dotted line).

the 2011 data) this upper limit on the stellar wind proton density is slightly higher ( $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  for  $F_{\text{ion}} = 20 F_{\odot}$ ), while higher escape rates provide lower upper limits on the wind density ( $6 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$  for  $\dot{M} = 2 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ ). This shows that the observed variations in the Lyman- $\alpha$  transit of HD 189733b can be explained by variations in the wind properties only.

Note that with a low wind density, many neutral hydrogen atoms that escape the atmosphere do not interact with the stellar wind. Because they are still accelerated by radiation pressure, they produce absorption that is limited to the velocity range  $-140$  to  $0 \text{ km s}^{-1}$ . However, such absorption signatures cannot be detected in the 2010 data because of the interstellar absorption in this part of the spectrum and the wide airglow emission (up to  $-60 \text{ km s}^{-1}$  in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line in April 2010). With the same escape rates as in 2011, the atoms accelerated by radiation-pressure could only have been detected if the ionization timescale had been longer, i.e., the ionizing flux had been at a very low value, which is incompatible with the 2011 observations (see Sect. 3.4.2).

In conclusion, the changes observed in the upper atmosphere of HD 189733b between April 2010 and September 2011 can be explained by two different scenarios. The observations can be reproduced with an increase of the escape rate by about an order of magnitude between 2010 and 2011. Alternatively, a reduced stellar wind can explain the non-detection of Lyman- $\alpha$  absorption in 2010.

## 4. Short timescale spectro-temporal variability of the Lyman- $\alpha$ absorption spectra

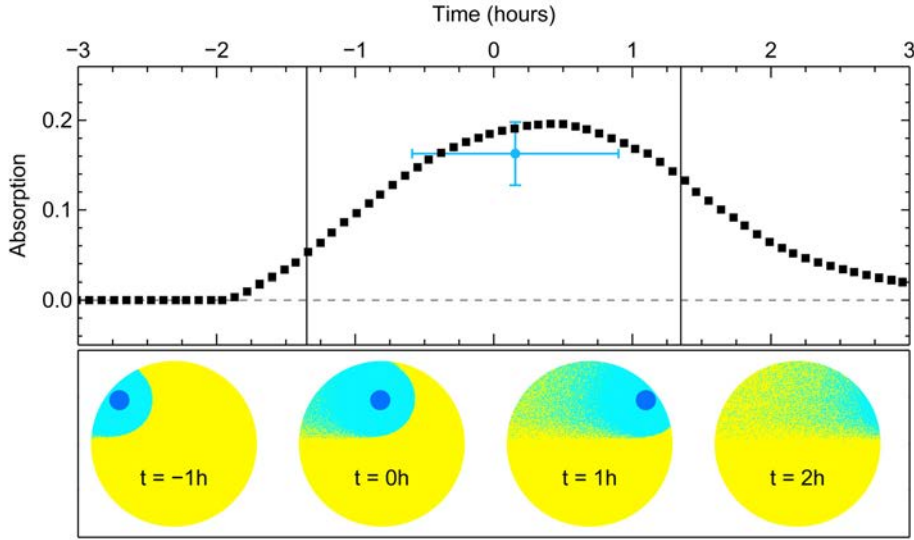
### 4.1. Time variations

In this section we study in detail the influence of the cometary-tail structure on the profile of the absorption (Sect. 3.3.2). In addition to the spatial extension of the cloud, which may reach several tens of planetary radii, the successive regions of the hydrogen cloud crossing in front of the stellar disk during and

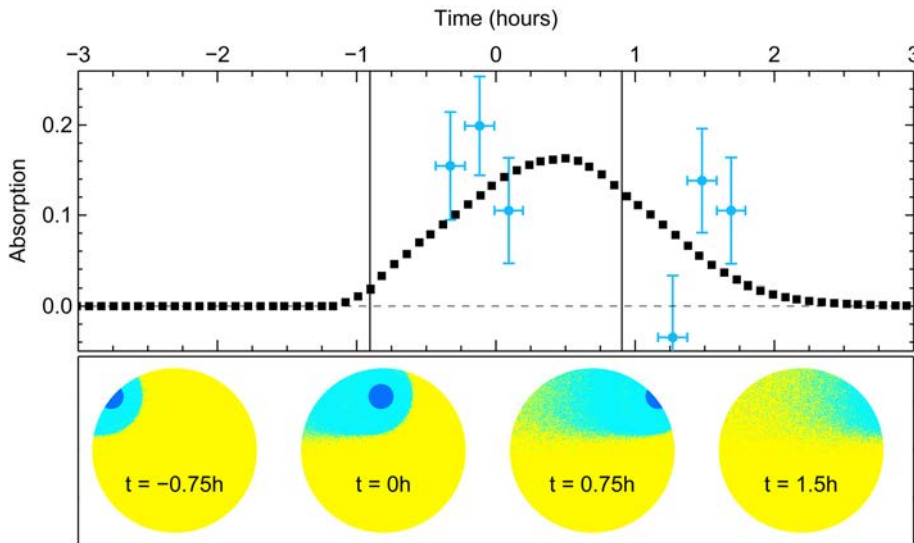
after the planetary transit vary both in size and optical depth. As a result, the amount of stellar light absorbed by neutral hydrogen atoms in the Lyman- $\alpha$  line may change significantly with time during the transit (Vidal-Madjar et al. 2004; Schneider et al. 2007; Ehrenreich et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010; Lecavelier des Etangs et al. 2012). In Figs. 23 and 24 we study the variations of the total absorption in the velocity range of the blue wing signatures defined in Sect. 3.1 ( $-130$  to  $-40 \text{ km s}^{-1}$  for HD 209458b and  $-230$  to  $-140 \text{ km s}^{-1}$  for HD 189733b). These variations are quite similar for both planets, even if the absorption profiles are due to populations of neutral hydrogen atoms moving at different velocities. During the first half of the transit, the absorption depth increases steadily because the cloud occults ever more of the planet over time. The highest depth is not reached at mid-transit but at some time around three quarters of the planetary transit duration, when the foremost layers of the hydrogen cloud begin their egress while the farthest regions begin their ingress. The band of stellar surface in the path of the extended cloud is then occulted at its maximum. Soon after the fourth contact, the planetary disk does not occult the star anymore, but the cloud continues to significantly absorb the stellar light for 1.5 to 2 h. The variations of the absorption within the transit duration show the need to compare measurements with theoretical fluxes averaged over the same time windows as the observations, and not calculated at the center of the transit only.

### 4.2. Probing the structure of the hydrogen cloud

It may be possible to probe the structure of the hydrogen cloud by studying the evolution of the velocity structure of the absorption profile as a function of time during and after the planet transit (see Bourrier et al. 2013). To distinguish between the “geometric” variations related to variations of the occulting area and opacity of the cloud in front of the stellar disk (Sect. 4.1), and the spectral variations related to the velocity structure of the atoms in the cometary tail, we calculated the total absorptions in two complementary velocity intervals at different times during and after the transit and normalized them by the absorption over the whole interval. This gives an estimate of the proportion of opaque gas absorbing in one or the other interval (with respect to the whole interval) at a given time. For HD 209458b the different parts of the tail are composed of hydrogen atoms that move in different velocity ranges because the cloud is shaped by radiation pressure. Atoms farther away from the planet have been accelerated over a longer period of time and reach higher velocities (Sect. 3.2.2 and Fig. 14). Figure 25 shows that the simulated absorption at low negative velocities is stronger at the beginning of the transit, because most of the atoms that occult the stellar disk are close to the planet. As the transit continues, the regions of the cloud that cross the stellar disk are farther away from the planet and the absorption over higher negative velocities increases accordingly. After the end of the planetary transit, the absorption is mainly due to atoms moving at high velocities in the extremity of the tail. The signal-to-noise ratio in the STIS observations of HD 209458b does not allow the detection of such variations. Nonetheless, with a better signal-to-noise ratio, these variations could be a way to distinguish between atoms accelerated by radiation pressure and those accelerated by interactions with stellar wind protons. Indeed, the same analysis made for HD 189733b shows that there are no such variations of relative absorption between low and high-velocity atoms (Fig. 26). To reproduce the STIS observations of HD 189733b, the cometary tail must be composed mostly of atoms accelerated by the stellar wind



**Fig. 23.** *Top panel:* total absorption over the range  $-130$  to  $-40$  km s $^{-1}$ , for a simulation of atmospheric escape from HD 209458b (escape rate  $\dot{M} = 10^9$  g s $^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 3 F_{\odot}$ ). Vertical solid lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit. The blue point shows the observed absorption, with the horizontal error bar displaying the duration of the observation. Each square corresponds to a time step in the simulation. The variations of the absorption depth are correlated to the optical depth of the hydrogen cloud and the stellar surface it occults. *Bottom panel:* views of the gas (light blue) and planet (deep blue) transit along the star/Earth line of sight. Only particles with observed velocities in the range  $-130$  to  $-40$  km s $^{-1}$  are represented.



**Fig. 24.** Same plot as in Fig. 23 with the absorption calculated over the range  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$  for HD 189733b (escape rate  $\dot{M} = 2 \times 10^9$  g s $^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 10 F_{\odot}$ , stellar wind with temperature  $T_{\text{wind}} = 3 \times 10^4$  K, bulk velocity  $V_{\text{wind}} = 200$  km s $^{-1}$ , and density  $n_{\text{wind}} = 2 \times 10^4$  cm $^{-3}$ ). The blue points correspond to the transit and post-transit observations divided into 751 s time exposures (see Bourrier et al. 2013). Only particles with observed velocities in the range  $-230$  to  $-140$  km s $^{-1}$  are represented.

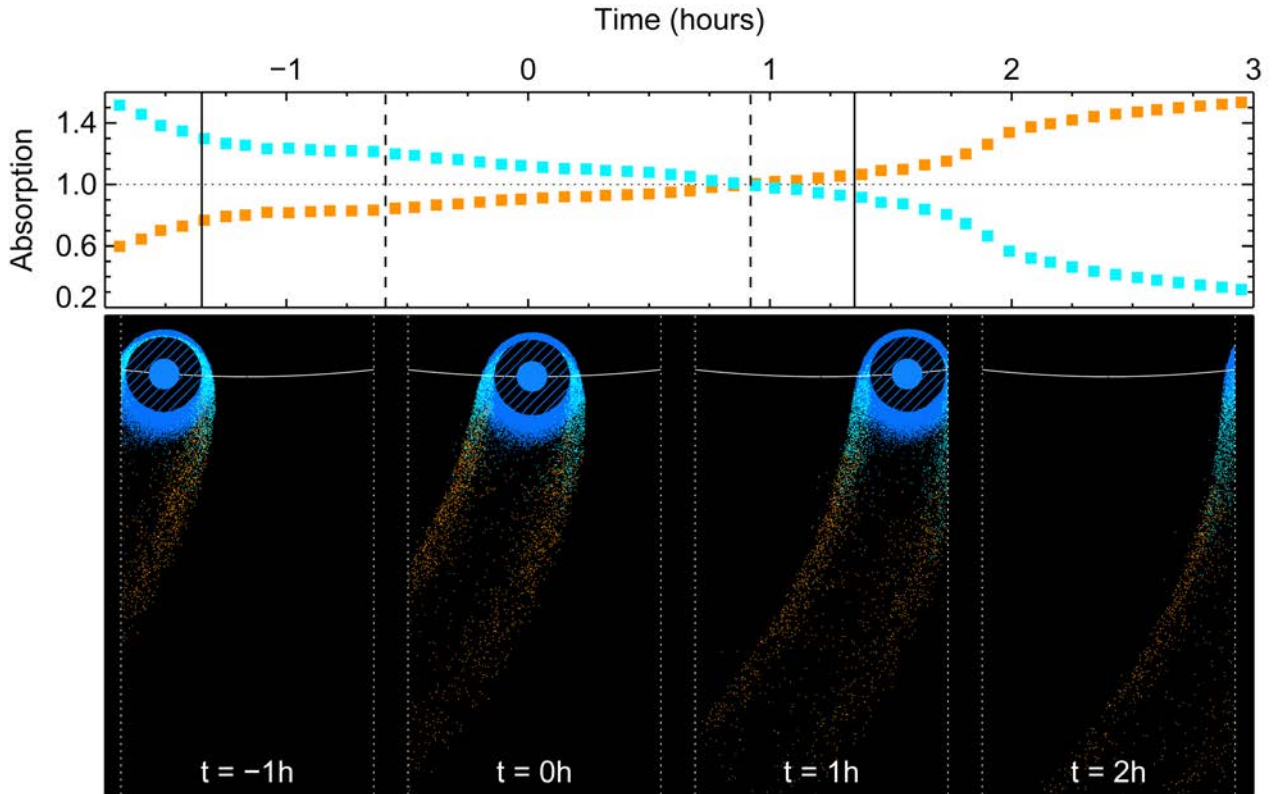
(Sect. 3.4). These atoms are accelerated by charge-exchange near the planet and then continue to move with about the same velocity since at high velocities they are less subjected to radiation pressure (Sect. 2.2.1). Because the absorption profile generated by these high-velocity atoms has the same Maxwellian distribution as the stellar wind and because this distribution is preserved in the different parts of the cloud, there is no variation of the absorption with time in different velocity ranges. Note that this conclusion is not consistent with the marginal detection of absorption variation during the transit as presented by Bourrier et al. (2013). However, better and more sensitive observations are needed to investigate the reason for this possible discrepancy.

The cometary tail extending from HD 209458b is less bent toward the star than the tail extending from HD 189733b (see Figs. 25 and 26). In the first case, the hydrogen gas escapes the atmosphere with a velocity dominated by the planet tangential velocity and is then shaped by radiation pressure. As a result, the cometary tail of HD 209458b is shifted toward the planet orbital motion. For HD 189733b, the velocity distribution of the atoms in the tail, mostly accelerated by interactions with protons, is centered on the radial bulk velocity of the stellar wind.

Our model showed that the STIS observations of HD 189733b do not allow for a significant population of atoms accelerated by radiation pressure, but in another context a dual situation where two cometary tails with different orientations and velocity distributions coexist could be possible.

## 5. Conclusion

We presented a numerical 3D particle model developed to simulate the escape of neutral hydrogen from the atmosphere of a planet and calculate the resulting transmission spectrum in Lyman- $\alpha$ . The main parameters of this model are the neutral hydrogen escape rate and the ionizing flux from the star. We showed that the dynamics of the escaping atoms is strongly constrained by the velocity-dependent stellar radiation pressure, which can be well estimated using Lyman- $\alpha$  line profiles reconstructed from HST/STIS observations. The escaping gas can be additionally accelerated by interactions with high-velocity protons of the stellar wind, characterized by three more parameters (bulk velocity, temperature, and density of the protons at the orbit of the planet). We took into account the self-shielding of the hydrogen atoms from stellar photons and protons, which may



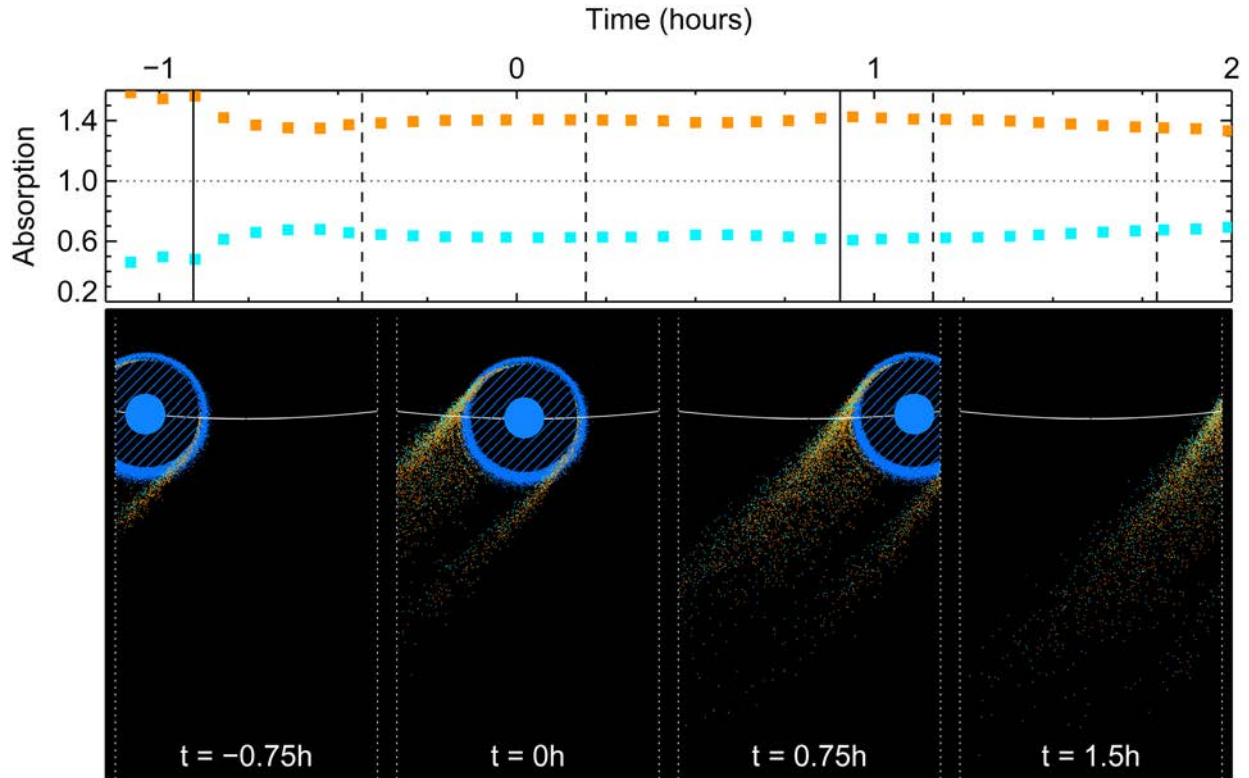
**Fig. 25.** *Top panel:* absorption over the range  $-130$  to  $-85$   $\text{km s}^{-1}$  (orange symbols) and  $-85$  to  $-40$   $\text{km s}^{-1}$  (blue symbols), normalized by the absorption over the whole velocity interval, which corresponds to the interval of the absorption signature detected by Vidal-Madjar et al. (2003). The velocities are the projections on the star/Earth line of sight. Each point corresponds to a time step in a simulation of atmospheric escape from HD 209458b (escape rate  $\dot{M} = 10^9$   $\text{g s}^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 3 F_{\odot}$ ). Vertical solid lines show the beginning and end of ingress and egress of the transit, and vertical dashed lines show the beginning and end of STIS transit observations. *Bottom panel:* views of the gas in the orbital plane that moves with velocities in the intervals described above (orange and light blue), and below  $\pm 40$   $\text{km s}^{-1}$  (deep blue). The atmosphere below the exobase (striped disk) is uniformly filled with high-density neutral hydrogen gas. The hydrogen atoms are accelerated by radiation pressure and reach higher velocities farther away from the planet (blue disk). At different times during and after the transit, different areas of the cloud cross in front of the stellar disk (the field of view from the Earth is delimited by the dashed white lines). As a result, the relative absorption at low (high) velocities decreases (increases) with time.

significantly modify the structure of the gas cloud. The theoretical absorption includes thermal and natural broadening and can be calculated for any period of time during or after the planetary transit. It is processed to be compared with STIS observations in the Lyman- $\alpha$  line.

We applied our model to the hot-Jupiters HD 209458b and HD 189733b to constrain the physical conditions in their exosphere, using the observed atmospheric absorption signatures detected in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line (Vidal-Madjar et al. 2003 and Lecavelier des Etangs et al. 2012). For HD 209458b, the observations can be explained by a radiative blow-out that shapes the escaping hydrogen atoms into an extended cometary tail. The observations are well-fitted with two possible scenarios: a hydrogen escape rate  $\dot{M} \sim 10^9$   $\text{g s}^{-1}$  and an ionizing flux  $F_{\text{ion}} \sim 3 F_{\odot}$ , or escape rates in the range  $6 \times 10^9$ – $10^{11}$   $\text{g s}^{-1}$  and ionizing fluxes  $F_{\text{ion}} \sim 4 F_{\odot}$  (Fig. 10). Shorter lifetimes of the hydrogen atoms compensate for higher escape rates. The higher velocities of the hydrogen atoms in the exosphere of HD 189733b, as observed in 2011, can be explained by interactions between the planetary and stellar winds, with the bulk velocity and temperature of the protons constrained to  $V_{\text{wind}} = 200 \pm 20$   $\text{km s}^{-1}$  and  $T_{\text{wind}} \sim 3 \times 10^4$  K. We inferred  $1\sigma$  error bars on the ionizing flux ( $6$ – $23 F_{\odot}$ ), the escape rate ( $4 \times 10^8$ – $10^{11}$   $\text{g s}^{-1}$ ), and the proton density ( $10^3$ – $10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ),

again with higher ionizing fluxes corresponding to higher escape rates or proton density (Figs. 16 to 20). Most notably, proton densities above  $\sim 3 \times 10^5$   $\text{cm}^{-3}$  lead to an escape-limited *saturation regime* in which most of the hydrogen atoms that escape the atmosphere interact with the stellar wind and the observed absorption is independent on the proton density. For a given measurement of the absorption spectrum outside of this regime, higher escape rates correspond to higher ionizing fluxes, or lower densities of the stellar wind. The non-detection of absorption in the Lyman- $\alpha$  observations of HD 189733 in 2010 can be explained either by escape rates of about an order of magnitude lower than in 2011, or by the absence of any significant stellar wind.

Our simulations revealed that in case of a radiative blow-out we could expect to observe time-variations of the velocity profile of the absorption during and after the transit. In contrast, no variations were found in an extended exosphere dominated by interactions with the stellar wind. In addition to being a way for probing the spatial and velocity structure of the escaping gas cloud, this may help in distinguishing the influence of radiation pressure and hydrogen/proton interactions in future observations. The possibility that a cometary tail extends far away from the planet and is responsible for a significant fraction of the absorption, along with spectro-temporal variations of



**Fig. 26.** Same plot as in Fig. 25. *Top panel:* absorption over the range  $-230$  to  $-175$   $\text{km s}^{-1}$  (orange symbols) and  $-175$  to  $-140$   $\text{km s}^{-1}$  (blue symbols) for a simulation of atmospheric escape from HD 189733b (escape rate  $\dot{M} = 2 \times 10^9$   $\text{g s}^{-1}$ ; ionizing flux  $F_{\text{ion}} = 3 F_{\odot}$ ; stellar wind with velocity  $V_{\text{wind}} = 200$   $\text{km s}^{-1}$ , temperature  $T_{\text{wind}} = 3 \times 10^4$  K and density  $n_{\text{wind}} = 2 \times 10^4$   $\text{cm}^{-3}$ ). Vertical dashed lines show the beginning and end of STIS transit and post-transit observations. An absorption signature was detected by Lecavelier des Etangs et al. (2012) in the blue wing of the Lyman- $\alpha$  line between  $-230$  and  $-140$   $\text{km s}^{-1}$ . *Bottom panel:* views of the gas in the orbital plane that moves in the velocity intervals described above (orange and light blue), and between  $-140$   $\text{km s}^{-1}$  and  $40$   $\text{km s}^{-1}$  (deep blue). The cometary tail is mostly composed of high-velocity atoms accelerated by interactions with the stellar wind. These atoms keep their Maxwellian velocity distribution as they move farther away from the planet. As a result, the relative absorption over any velocity interval is roughly constant with time. The relative level of the absorption depends on the proportion of atoms in the Maxwellian distribution for a given velocity interval.

the absorption profile with time, shows the need for 3D modeling of the atmospheric escape.

*Acknowledgements.* We thank A. Vidal-Madjar, H. Dupuy and G. Féraud for fruitful discussions. We are also grateful to the anonymous referee for his thoughtful comments. This work was based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. The authors acknowledge financial support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). The authors also acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 Exo-Atmos. This work has also been supported by an award from the Fondation Simone et Cino Del Duca.

## References

- Adams, F. C. 2011, *ApJ*, 730, 27
- Ballester, G. E., Sing, D. K., & Herbert, F. 2007, *Nature*, 445, 511
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al. 2004, *A&A*, 419, L13
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., et al. 2005, *A&A*, 436, L47
- Baraffe, I., Alibert, Y., Chabrier, G., & Benz, W. 2006, *A&A*, 450, 1221
- Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61
- Ben-Jaffel, L. 2008, *ApJ*, 688, 1352
- Ben-Jaffel, L., & Ballester, G. E. 2013, *A&A*, 553, A52
- Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *A&A*, 444, L15
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Dupuy, H., et al. 2013, *A&A*, 551, A63
- Bzowski, M. 2008, *A&A*, 488, 1057
- Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933
- Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., & Delfosse, X. 2011, *A&A*, 529, A80
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 670
- Fares, R., Donati, J.-F., Moutou, C., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 409
- France, K., Linsky, J. L., Tian, F., Froning, C. S., & Roberge, A. 2012, *ApJ*, 750, L32
- García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426
- Guo, J. H. 2011, *ApJ*, 733, 98
- Guo, J. H. 2013, *ApJ*, 766, 102
- Hinteregger, H. E. 1960, *ApJ*, 132, 801
- Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970
- Jaritz, G. F., Endler, S., Langmayr, D., et al. 2005, *A&A*, 439, 771
- Jensen, A. G., Redfield, S., Endl, M., et al. 2012, *ApJ*, 751, 86
- Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Lavvas, P., & Lewis, N. K. 2010, *ApJ*, 723, 116
- Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. 2012a, *Icarus*, in press [[arXiv:1210.1536](https://arxiv.org/abs/1210.1536)]
- Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Harris, M. J., & Lavvas, P. 2012b, *Icarus*, in press [[arXiv:1210.1543](https://arxiv.org/abs/1210.1543)]
- Lagrange, A.-M., Beust, H., Mouillet, D., et al. 1998, *A&A*, 330, 1091
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003, *ApJ*, 598, L121
- Lecavelier des Etangs, A. 2007, *A&A*, 461, 1185
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Desert, J.-M. 2008, *Nature*, 456, 514, A72
- Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *A&A*, 543, L4
- Lemaire, J. F. 2011 [[arXiv:1112.3850](https://arxiv.org/abs/1112.3850)]

- Lindsay, B. G., & Stebbings, R. F. 2005, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 110, 12213
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291
- McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., et al. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1517
- Moutou, C., Donati, J.-F., Savalle, R., et al. 2007, *A&A*, 473, 651
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, 693, 23
- Quémerais, E., Lallement, R., Koutroumpa, D., & Lamy, P. 2007, *ApJ*, 667, 1229
- Schneider, E. M., Velázquez, P. F., Esquivel, A., Raga, A. C., & Blanco-Cano, X. 2007, *ApJ*, 671, L57
- Stone, J. M., & Proga, D. 2009, *ApJ*, 694, 205
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *ApJ*, 621, 1049
- Tremblin, P., & Chiang, E. 2013, *MNRAS*, 428, 2565
- Triaud, A. H. M. J., Queloz, D., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 377
- Vidal-Madjar, A., & Lecavelier des Etangs, A. 2004, in *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow*, eds. J. Beaulieu, A. Lecavelier des Etangs, & C. Terquem, *ASP Conf. Ser.*, 321, 152
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57
- Wood, B. E., Redfield, S., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. 2005, *ApJS*, 159, 118
- Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167
- Yelle, R. V. 2006, *Icarus*, 183, 508

## 5.5 Conclusions

L'application de notre modèle numérique aux Jupiters chauds HD209458b et HD189733b a permis de reproduire correctement les profils d'absorption mesurés dans la raie Lyman- $\alpha$ , et d'étudier ainsi les propriétés de leurs exosphères étendues en relation avec les propriétés de l'étoile.

- Nous montrons que la pression de radiation a un rôle primordial dans la dynamique de l'hydrogène échappé, qui est aussi affecté par les interactions avec les protons stellaires dans le cas de HD189733b.
- Pour les deux planètes nous avons contraint le flux ionisant stellaire et le taux d'échappement d'hydrogène neutre, avec des valeurs cohérentes avec les prédictions théoriques (e.g., Tian et al. 2005) dans la gamme [  $10^9 - 10^{11}$  ]  $\text{g s}^{-1}$ . Dans le cas de HD189733b, nous avons également contraint les propriétés du vent stellaire.
- Les variations temporelles de l'échappement de HD189733b entre 2010 et 2011 peuvent s'expliquer par une variation des propriétés du vent stellaire ou une variation du taux d'échappement atmosphérique (peut être liée à un apport accru d'énergie stellaire). Ces deux possibilités sont compatibles avec l'éruption stellaire observée avant le transit en 2011.
- Pression de radiation et interactions avec le vent stellaire conduisent à la formation d'une queue cométaire. Dans le premier cas les simulations prédisent des variations du profil spectral de l'absorption avec la phase de l'orbite planétaire, en raison du gradient de vitesse dans la queue. Le fait que de telles variations ne soient pas attendues dans le cas d'interactions avec le vent stellaire permettra lors de futures observations de distinguer le rôle des deux mécanismes d'accélération.

## Chapitre 6

# L'étude du système planétaire 55 Cnc : une super-Terre et un Jupiter tiède

Ce n'est pas dans la science  
qu'est le bonheur, mais dans  
l'acquisition de la science

---

EDGAR ALLAN POE

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>102</b>
<b>6.2</b>	<b>Résultats</b>	<b>102</b>
6.2.1	55 Cnc e : une super-Terre chaude, mais pas d'échappement d'hydrogène	102
6.2.2	55 Cnc b : une géante gazeuse tiède, avec une atmosphère étendue ?	103
6.2.2.1	Détection	103
6.2.2.2	Interprétation	104
<b>6.3</b>	<b>Publication</b>	<b>105</b>
<b>6.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>114</b>

---



## 6.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié l'évaporation de Jupiters chauds, c'est-à-dire de géantes gazeuses massives, proches de leurs étoiles et fortement irradiées dont l'atmosphère, comme celles de HD209458b et HD189733b, peut entrer dans un état hydrodynamique et s'étendre jusqu'à de très hautes altitudes. Mais jusqu'à quelle distance de l'étoile l'atmosphère reçoit-elle suffisamment d'énergie pour demeurer dans cet état ? Comment l'échappement atmosphérique affecte-t-il des planètes moins massives que les géantes gazeuses ? Nous avons pu étudier ces questions grâce à l'observation de deux des cinq planètes qui orbitent autour de 55 Cancr (Fischer et al. 2008), une étoile brillante qui émet le flux le plus élevé que l'on puisse mesurer en transit dans la raie Lyman- $\alpha$ . Deux visites de la super-Terre 55 Cnc e et du Jupiter tiède 55 Cnc b ont été réalisées en 2012, en mesurant simultanément le flux dans la raie de l'hydrogène avec HST/STIS et l'émission stellaire en X avec Chandra.

## 6.2 Résultats

### 6.2.1 55 Cnc e : une super-Terre chaude, mais pas d'échappement d'hydrogène

Nous avons vu dans la section 1.2.2 que les super-Terres présentent une grande diversité, et qu'étudier leur atmosphère est l'un des moyens de déterminer leur nature. 55 Cnc e (Winn et al. 2011) est l'une des planètes qui transite avec la plus courte distance orbitale connue (0.016 ua), ce qui fait de cette super-Terre chaude une cible privilégiée pour les études atmosphériques. Sa densité de  $4.0 \text{ g cm}^{-3}$  impose qu'elle ne puisse être composée uniquement de roches et métaux, mais comporte une large part d'espèces volatiles. Or il ne peut s'agir uniquement d'hydrogène et d'hélium, ou bien l'atmosphère se serait complètement évaporée à ce jour (Gillon et al. 2012).

Une première possibilité est qu'elle soit constituée d'environ 20% d'eau, en partie vaporisée. Dans ce cas la photodissociation de cette enveloppe sous l'effet de la forte irradiation fournirait une source continue d'hydrogène (Jura 2004). Nous avons donc réalisé des observations en transit de 55 Cnc e dans la raie Lyman- $\alpha$  pour tester la présence d'hydrogène neutre dans son exosphère. La plus forte signature d'absorption que nous ayons détectée a une profondeur de  $7.0 \pm 5.3\%$  entre  $-26.6$  et  $0 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 6.1). La probabilité qu'une signature du même ordre soit générée par le bruit de photons est de 89%. Nous concluons donc à l'absence d'une atmosphère étendue d'hydrogène. Quelle conclusion peut-on en tirer sur la présence d'une enveloppe d'eau ? La non-détection d'une signature dans la raie Lyman- $\alpha$  nous permet de fixer une limite supérieure au taux d'échappement atmosphérique d'hydrogène neutre, d'environ  $3 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$ . Cet échappement est suffisamment faible pour qu'une atmosphère de vapeur d'eau ait pu subsister jusqu'à aujourd'hui. Dans ce cas l'efficacité de conversion de l'énergie reçue par l'atmosphère est nécessairement limitée (Sect. 2.4.2.2), car notre mesure de l'émission stellaire en X (sans même prendre en compte l'effet supplémentaire du rayonnement EUV) conduirait à un échappement d'environ  $5 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$  pour une efficacité élevée.

Alternativement la non-détection d'hydrogène pourrait signifier que 55 Cnc e est une "super-Vénus", entourée d'une atmosphère massive d'éléments comme du dioxyde de carbone.

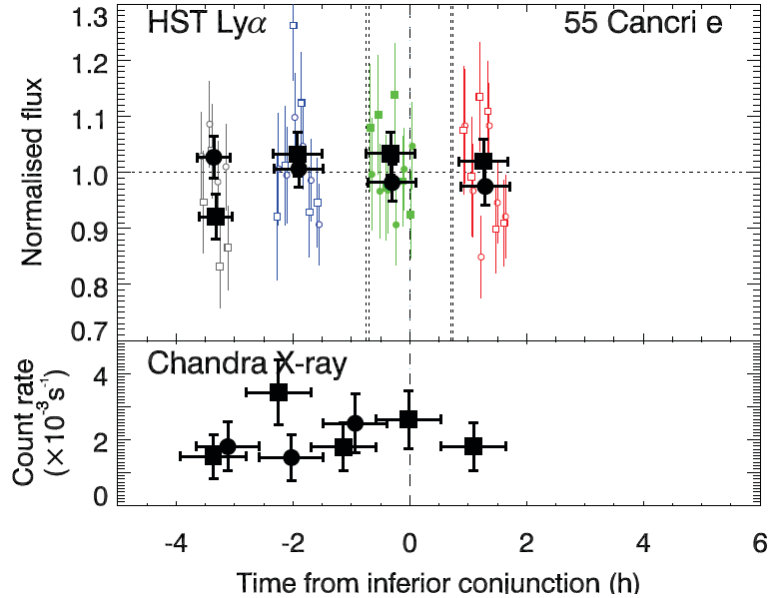


FIGURE 6.1: Flux total dans l’aile bleue de la raie Lyman- $\alpha$  (en haut) pendant le transit de 55 Cnc e. Les traits pointillés indiquent l’immersion et l’émersion, et les tirets le centre du transit. Les symboles noirs correspondent au flux mesuré pendant les quatre orbites HST de chacune des deux visites réalisées, et montrent qu’aucune signature d’absorption par de l’hydrogène neutre n’est détectée. Le flux X émis par l’étoile (en bas) ne montre pas de variations particulières.

## 6.2.2 55 Cnc b : une géante gazeuse tiède, avec une atmosphère étendue ?

### 6.2.2.1 Détection

Avec une masse similaire à celle de Jupiter ( $0.80 M_{\text{jup}}$ ), la géante gazeuse 55 Cnc b est la seconde planète la plus proche de son étoile. Elle orbite en 14.7 jours à une distance de 0.133 ua, proche de la distance orbitale critique à laquelle son atmosphère pourrait redevenir stable du point de vue de l’expansion hydrodynamique (Koskinen et al. 2007). Tout comme ses compagnons c et d, aucun transit n’a été détecté en photométrie visible (Fischer et al. 2008), mais par chance nos observations HST adaptées au transit de 55 Cnc e ont aussi couvert temporellement la conjonction inférieure<sup>1</sup> de 55 Cnc b. Nous avons détecté à l’époque de la conjonction une signature d’absorption de  $7.5 \pm 1.8\%$  dans l’aile bleue de la raie Lyman- $\alpha$ , entre  $-76.5$  et  $0 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 6.2). Comme pour les Jupiters chauds précédemment étudiés, cette signature peut donc être interprétée par la présence d’atomes d’hydrogène s’éloignant à grande vitesse de la planète et transitant l’étoile de  $-2.3 \text{ h}$  à  $1 \text{ h}$  autour de sa conjonction. La probabilité de fausse détection, qui prend à la fois en compte l’incertitude sur la plage temporelle du transit et la plage spectrale de la signature, est seulement de 4.4%.

1. le moment où 55 Cnc b est au plus proche du disque stellaire dans le plan du ciel

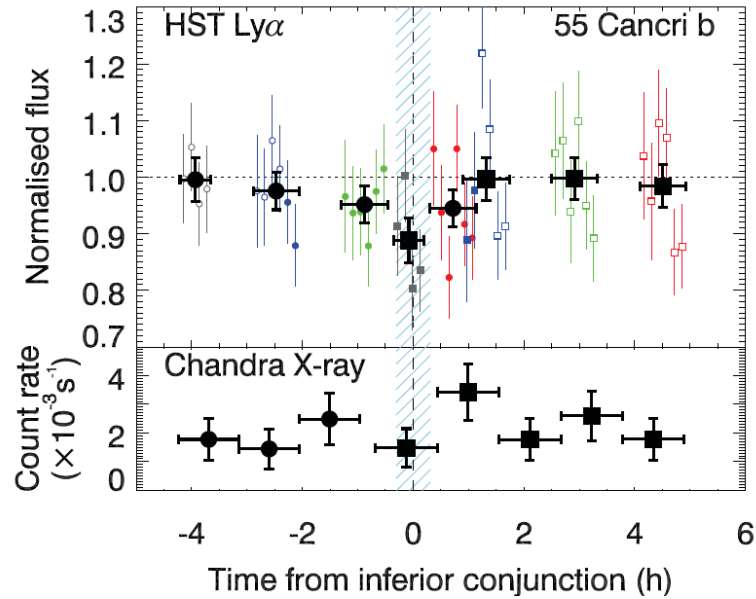


FIGURE 6.2: Flux total dans la signature détectée dans l'aile bleue de la raie Lyman- $\alpha$  de 55 Cnc b (en haut), en fonction du temps compté par rapport à sa conjonction inférieure. L'absorption avant le transit pourrait être le signe d'une immersion avancée de l'atmosphère (la zone rayée bleue correspond à l'incertitude sur le temps de la conjonction inférieure). Le flux X émis par l'étoile ne montre pas de variations significatives (en bas).

### 6.2.2.2 Interprétation

De récentes recherches de transit de 55 Cnc b dans le domaine optique imposent un paramètre d'impact supérieur à 1.02 (Dragomir et al. en préparation). Cependant la planète géante orbite loin autour de son étoile et possède un lobe de Roche étendu ( $\sim 0.42$  fois le rayon stellaire). Ainsi, bien que le disque planétaire de 55 Cnc b ne transite pas, la signature observée pourrait être due au transit partiel de son atmosphère d'hydrogène à très haute altitude. Pour tester ce scénario nous avons considéré un modèle simple dans lequel le paramètre d'impact de la planète et le rayon de son atmosphère supposée opaque sont des paramètres libres (Fig. 6.3). En comparant aux observations la courbe de lumière Lyman- $\alpha$  théorique produite par l'occultation partielle du disque stellaire par l'atmosphère, nous avons constaté que la signature observée est bien reproduite pour un paramètre d'impact de 1.03 et l'atmosphère s'étendant jusqu'à 0.35 fois le rayon de Roche. La situation est cependant très dégénérée et nécessite de nouvelles observations pour confirmer la possibilité d'un transit partiel.

En plus de la géométrie du transit, nous avons cherché à expliquer la distribution des vitesses des atomes produisant la signature observée dans l'aile bleue de la raie Lyman- $\alpha$ . Nous avons calculé la dynamique d'un atome d'hydrogène soumis à la pression de radiation, et trouvé que celle-ci peut compenser la gravité stellaire pour des vitesses radiales entre  $\pm 80 \text{ km s}^{-1}$  environ. L'hydrogène s'échappant de 55 Cnc b est donc naturellement accéléré par la pression de radiation dans la plage de vitesses détectée dans l'aile bleue, jusqu'à une vitesse limite qui correspond à la vitesse maximale observée ( $-76.5 \text{ km s}^{-1}$ ).

Nous avons enfin cherché à estimer le taux d'échappement d'hydrogène neutre, en nous plaçant dans le régime limité par l'énergie (Sect. 2.4.2.2). La mesure avec Chandra

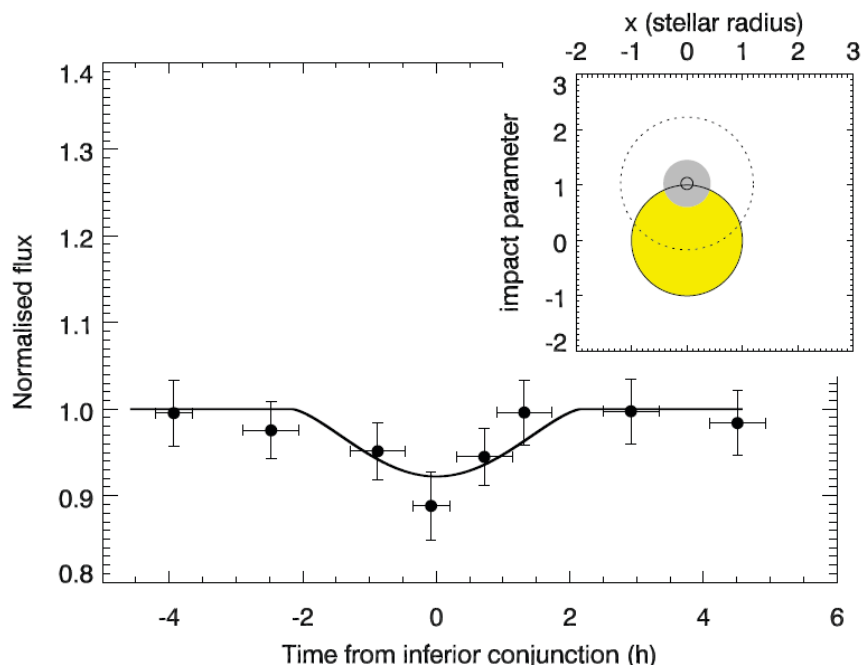


FIGURE 6.3: Courbe de lumière observée (ronds pleins) et théorique (ligne noire) dans l'aile bleue de la raie Lyman- $\alpha$ , lorsque 55 Cnc b frôle le disque stellaire au moment de sa conjonction inférieure (encart en haut à droite). L'absorption observée peut s'expliquer par le transit partiel de son atmosphère optiquement épaisse (disque gris) s'étendant jusqu'à un tiers de son rayon de Roche (cercle pointillé).

du flux stellaire en rayons X nous permet de calculer l'énergie reçue par l'atmosphère à la distance orbitale de 55 Cnc b, et en supposant une efficacité de 100% nous trouvons que l'hydrogène s'échappe à un taux de  $2 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ . Cette valeur est bien plus faible que les taux de  $10^9$ – $10^{11} \text{ g s}^{-1}$  des Jupiters chauds étudiés précédemment, et montre que l'atmosphère de 55 Cnc b pourrait effectivement subir une expansion hydrodynamique limitée. Le type spectral de 55 Cnc (type G8) implique que le flux dans la raie Lyman- $\alpha$ , et donc le coefficient de la pression de radiation (annexe 11.6), sont plus faibles que pour une étoile de type K comme HD189733. De plus à la distance orbitale "élevée" de 55 Cnc b (0.11 UA), la force de pression de radiation a un effet moins important que dans le cas d'un Jupiter chaud. Un atome d'hydrogène s'échappant de 55 Cnc b met donc 120 h pour être accéléré jusqu'à  $-76.5 \text{ km s}^{-1}$  (contre un peu plus de 2 h dans le cas de HD189733b). Ce temps étant 2 à 3 fois supérieur à la durée de vie sous l'ionisation EUV stellaire, environ 10% des atomes s'échappant de l'atmosphère atteignent la vitesse limite détectée.

### 6.3 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle est parue dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Ehrenreich et al. 2012).

## Hint of a transiting extended atmosphere on 55 Cancri b<sup>★</sup>

D. Ehrenreich<sup>1,2</sup>, V. Bourrier<sup>3</sup>, X. Bonfils<sup>2</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>3</sup>, G. Hébrard<sup>3,4</sup>, D. K. Sing<sup>5</sup>, P. J. Wheatley<sup>6</sup>,  
A. Vidal-Madjar<sup>3</sup>, X. Delfosse<sup>2</sup>, S. Udry<sup>1</sup>, T. Forveille<sup>2</sup>, and C. Moutou<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Observatoire astronomique de l'Université de Genève, Sauverny, Switzerland  
e-mail: david.ehrenreich@unige.ch

<sup>2</sup> UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG), UMR 5274, Grenoble, France

<sup>3</sup> Institut d'astrophysique de Paris, Université Pierre & Marie Curie, CNRS (UMR 7095), Paris, France

<sup>4</sup> Observatoire de Haute-Provence, CNRS (USR 2217), Saint-Michel-l'Observatoire, France

<sup>5</sup> Astrophysics Group, School of Physics, University of Exeter, Exeter, UK

<sup>6</sup> Department of Physics, University of Warwick, Coventry, UK

<sup>7</sup> Laboratoire d'astrophysique de Marseille, Université de Provence, CNRS (UMR 6110), Marseille, France

Received 10 July 2012 / Accepted 28 September 2012

### ABSTRACT

The naked-eye star 55 Cancri hosts a planetary system with five known planets, including a hot super-Earth (55 Cnc e) extremely close to its star and a farther out giant planet (55 Cnc b), found in milder irradiation conditions with respect to other known hot Jupiters. This system raises important questions on the evolution of atmospheres for close-in exoplanets, and the dependence with planetary mass and irradiation. These questions can be addressed by Lyman- $\alpha$  transit observations of the extended hydrogen planetary atmospheres, complemented by contemporaneous measurements of the stellar X-ray flux. In fact, planet “e” has been detected in transit, suggesting the system is seen nearly edge-on. Yet, planet “b” has not been observed in transit so far. Here, we report on *Hubble* Space Telescope STIS Ly $\alpha$  and *Chandra* ACIS-S X-ray observations of 55 Cnc. These simultaneous observations cover two transits of 55 Cnc e and two inferior conjunctions of 55 Cnc b. They reveal the star as a bright Ly $\alpha$  target and a variable X-ray source. While no significant signal is detected during the transits of 55 Cnc e, we detect a surprising Ly $\alpha$  absorption of  $7.5 \pm 1.8\%$  ( $4.2\sigma$ ) at inferior conjunctions of 55 Cnc b. The absorption is only detected over the range of Doppler velocities where the stellar radiation repels hydrogen atoms towards the observer. We calculate a false-alarm probability of 4.4%, which takes the a-priori unknown transit parameters into account. This result suggests the possibility that 55 Cnc b has an extended upper H I atmosphere, which undergoes partial transits when the planet grazes the stellar disc. If confirmed, it would show that planets cooler than hot Jupiters can also have extended atmospheres.

**Key words.** planetary systems – planets and satellites: atmospheres – stars: individual: 55 Cancri – techniques: spectroscopic

## 1. Introduction

A large fraction ( $\sim 27\%$ ) of exoplanets are found at close separations (0.01–0.1 AU) from their host stars, as a result of a detection bias<sup>1</sup>. These hot planets sustain high levels of extreme ultraviolet (EUV) and X-ray radiations, which can impact their atmospheric properties, dynamics, and ultimately their fate. Observations of transits in the stellar Lyman- $\alpha$  (Ly $\alpha$ ) emission line of neutral hydrogen (H I) have revealed extended upper atmospheres on the hot giant exoplanets HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2003, 2004, 2008; Ben-Jaffel 2007, 2008; Ehrenreich et al. 2008) and HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2010, 2012). These extended H I envelopes are also observed along with heavier atoms and ions (Vidal-Madjar et al. 2004; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010; Linsky et al. 2010), also possibly detected on Wasp-12b (Fossati et al. 2010). The escape of heavy elements suggests the upper atmospheres are

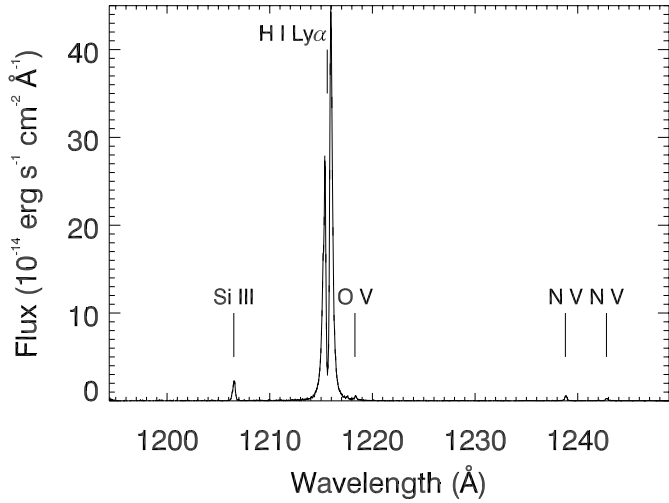
in a hydrodynamical “blowoff”<sup>2</sup> state (García Muñoz 2007; Murray-Clay et al. 2009). Such hydrodynamic escape is thought to have occurred for much cooler planets in the early Solar System (Lammer et al. 2008). This raises two interesting questions: (i) is there a critical distance to the star below which an atmosphere would experience a sustained hydrodynamical escape (Koskinen et al. 2007)? (ii) Is there a critical mass threshold below which a planet can be totally stripped of its atmosphere (Lecavelier des Etangs et al. 2004; Owen & Jackson 2012)?

The 55 Cancri planetary system can help address both questions. This star (G8V) is nearby (12.3 pc), bright ( $V = 5.95$ ), and a host to five exoplanets (Fischer et al. 2008). Planet “e” is the closest to the star, a hot super-Earth ( $M_e = 7.81^{+0.58}_{-0.53} M_\oplus$ ) at only 0.0156 AU (Dawson & Fabrycky 2010), recently detected in transit (Winn et al. 2011; Demory et al. 2012). Planet “b” is the second closest, a Jupiter-mass object ( $M_b = 0.8 M_J$ ) at 0.115 AU, close to the predicted limit of 0.15 AU where “a sharp breakdown in atmospheric stability” should occur for jovian planets around solar-type stars (Koskinen et al. 2007). Studying the exospheric properties of 55 Cnc e and b could therefore provide key insights into the critical mass and distance at which atmospheric escape may dramatically impact the atmospheric

<sup>★</sup> Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with GO/DD programme #12681.

<sup>1</sup> The velocimetric and photometric detection techniques are more efficient for short-period planets.

<sup>2</sup> A discussion about the possible meanings of “blowoff” can be found in Tian et al. (2008).



**Fig. 1.** STIS/G140M spectrum of 55 Cnc.

evolution of exoplanets. However, 55 Cnc b has not been detected in transit so far.

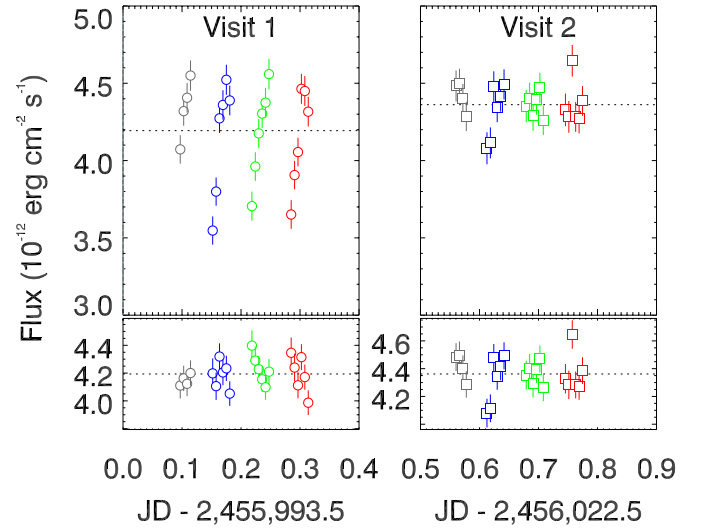
In this article, we report on *Hubble Space Telescope* (HST) Ly $\alpha$  observations of transits of 55 Cnc e and inferior conjunctions of 55 Cnc b (Sect. 2). They are complemented by contemporaneous *Chandra* observations aimed at monitoring the X-ray irradiation received by the planets. While the Ly $\alpha$  observations show no evidence for a transit signal during the transits of planet e, they hint at a transit-like signal detected in phase with inferior conjunctions of planet b (Sect. 3), suggesting that the extended upper atmosphere of 55 Cnc b undergoes partial transits (Sect. 4).

## 2. Observations and data analysis

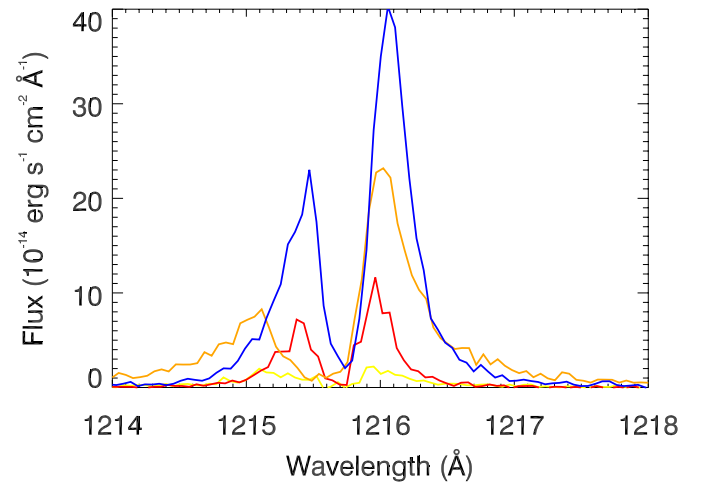
### 2.1. Hubble space telescope Ly $\alpha$ observations

We obtained HST time (GO/DD 12681) to observe 55 Cnc during two visits on 2012-03-07 and 2012-04-05 with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS; Woodgate et al. 1998). Each visit consists of four consecutive HST orbits. The data were recorded in time-tag mode with exposure times of 2040 to 3005 s on the Far Ultraviolet Multi-Anode Microchannel Array (FUV-MAMA) detector. Incoming light was diffracted with the long  $52'' \times 0'.1$  slit and the G140M grating, yielding first-order spectra centered on 1222 Å and ranging from 1194 to 1249 Å. The medium spectral resolution obtained is  $\sim 10\,000$  ( $\sim 30$  km s $^{-1}$ ).

Figure 1 shows an example of a STIS/G140M spectrum of 55 Cnc. The Ly $\alpha$  line (1215.67 Å) is, by far, the most prominent feature in the whole emission spectrum. Between 1214.5 and 1217 Å, we measured mean Ly $\alpha$  fluxes of  $(4.19 \pm 0.02) \times 10^{-12}$  and  $(4.36 \pm 0.02) \times 10^{-12}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  in visits 1 and 2, respectively. The quoted uncertainties are provided by the STIS pipeline. They are not representative of the observed flux scatter, as shown in Fig. 2 and discussed in the next paragraph. These Ly $\alpha$  flux levels are brighter than for any other known transit-hosting stars, as shown in Fig. 3. The Ly $\alpha$  feature has a typical double peak due to absorption in the line centre by the interstellar H I along the line of sight. Here, the interstellar absorption is narrow, and in particular the “blue peak” of the line is much less absorbed by the interstellar medium than in the case of HD 189733, allowing us to probe the line at lower Doppler



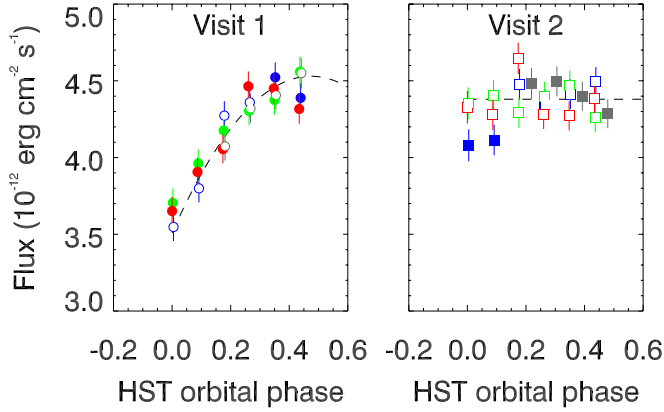
**Fig. 2.** Top panels: Lyman- $\alpha$  flux integrated over the whole Ly $\alpha$  line as a function of time for 500-s sub-exposures in visits 1 (circles, left) and 2 (squares, right). The different colours mark the different HST orbits. Bottom panels: Lyman- $\alpha$  flux corrected for the “breathing effect”. Dotted lines show the mean fluxes in visits 1 and 2.



**Fig. 3.** Comparison of STIS/Ly $\alpha$  spectra of stars hosting transiting exoplanets: the G8V star 55 Cnc at 12.3 pc (this work, blue), the K1–K2 star HD 189733 at 19.3 pc (Lecavelier des Etangs et al. 2012, orange), the M3.5V star GJ 436 at 10.2 pc (Ehrenreich et al. 2011, red), and the G0V star HD 209458 at 49.6 pc (Vidal-Madjar et al. 2003, yellow).

velocities. Other stellar emission from ionised silicon (Si III at 1206.5 Å), oxygen (O V at 1218.3 Å), and nitrogen (N V doublet at 1238.8 and 1242.8 Å) are also detected. These lines do not show any significant variations during the observations and in the following, we will dedicate our attention to the Ly $\alpha$  line.

Taking advantage of the time-tag data acquisition mode, each orbit-long exposure was split into 500-s sub-exposures, for a total of 22 sub-exposures per visit. This enabled a monitoring of the Ly $\alpha$  flux during each HST orbit (Fig. 2), which revealed a systematic effect clearly seen in visit 1: the Ly $\alpha$  flux increases with HST orbital phase (Fig. 4), introducing a scatter of 7% around the average flux quoted above for visit 1, respectively. This effect (of a maximal amplitude of  $\sim 20\%$ ) is attributed to optical telescope assembly “breathing” – secondary mirror motions due to orbital thermal variations (Kimble et al. 1998). We determined that this effect can be modelled with a quadratic function of the orbital phase (see also Sing et al. 2011). The fit was



**Fig. 4.** Lyman- $\alpha$  flux phase-folded on the HST orbital period. Filled symbols are exposures taken near the inferior conjunction of 55 Cnc b, which are excluded from the fit. The dashed lines indicate the best-fit quadratic function for visit 1 (“breathing effect”; *left*) and constant for visit 2 (*right*).

performed on a sample trimmed from the exposures obtained near the inferior conjunction of 55 Cnc b, so as to avoid a possible signal contamination, yielding a  $\chi^2$  of 3.85 for  $\nu = 8 - 3$  degrees of freedom ( $\chi^2_\nu = 0.77$ ).

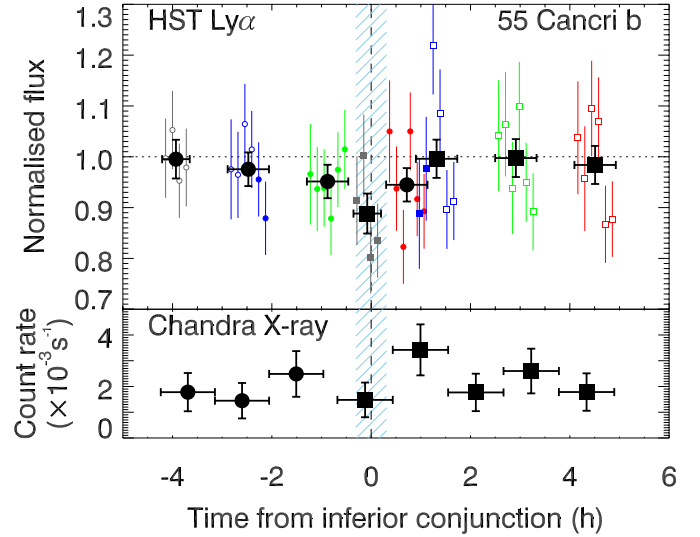
In contrast, visit 2 is not impacted by telescope breathing. We checked that fitting linear or quadratic functions to the phase-folded Ly $\alpha$  light curve (also trimmed from values close to the inferior conjunction of planet “b”) does not statistically improve the 3% dispersion measured in the “raw” light curve. Correction factors are derived as a function of the HST orbital phase, as the ratio between the polynomial value to the mean polynomial value over the observed phase range. The detrended Ly $\alpha$  light curves extracted from the corrected spectra are shown in Fig. 2.

## 2.2. Chandra X-ray observations

In order to monitor the stellar X-ray radiation, we obtained *Chandra* ACIS-S coverage (Weisskopf et al. 2002; Garmire et al. 2003) of each HST visit (*Chandra* ObsIDs 14401 & 14402). The observations were scheduled to begin 4 h before mid-transit of 55 Cnc e, with precise start times of 2012-03-07 UT 02:13 and 2012-04-05 UT 12:50. The scheduled exposure times were 20 ks, but the first observation was cut short to 12 ks by safing of ACIS due to high Solar radiation levels. Since 55 Cnc is a bright optical source, we operated the ACIS-S CCD in very faint (VF) mode and selected a 1/8 sub-array to minimise optical loading.

We analysed the *Chandra* data using CIAO version 4.4. A weak soft X-ray source was detected at the proper-motion corrected co-ordinates of 55 Cnc in both observations. We extracted source counts using a region of radius 1'7, and the background was estimated using two large circular regions of radius 27" adjacent to the target and aligned along the sub-array. The source had consistent background subtracted count rates in the two observations of  $0.0019 \pm 0.0005$  and  $0.0022 \pm 0.0004$  s $^{-1}$ . *Chandra* ACIS-S light curves of 55 Cnc are presented in Figs. 5 and 8.

For comparison, we also analysed an archival *XMM-Newton* X-ray observation of 55 Cnc from April 2009 (*XMM-Newton* ObsID. 0551020801) previously reported by Sanz-Forcada et al. (2011). We used SAS version 12.0 and extracted source counts from the EPIC-pn camera using a circular region of radius 19'2. The background was estimated from a large adjacent region on the same CCD selected to be free from other sources. The count rate was found to be  $0.0187 \pm 0.0015$  s $^{-1}$ .



**Fig. 5.** *Top.* Lyman- $\alpha$  light curve integrated between 1215.36 and 1215.67 Å or between  $-76.5$  and  $0$  km s $^{-1}$ . The exposures from visits 1 (small circles) and 2 (small squares) have been phase-folded around the period of 55 Cnc b. The different colours (grey, blue, green, red) correspond to the four orbits in each visit. Exposures considered in and out of transit are differentiated by filled and empty symbols, respectively. The large black symbols (circles for visit 1, squares for visit 2) are the flux averages per orbit. The sky-blue hatched region shows the  $\pm 19$ -min uncertainty on the inferior conjunction time. *Bottom.* *Chandra* X-ray count rate integrated over  $\sim 1$ -h bins.

## 3. Results

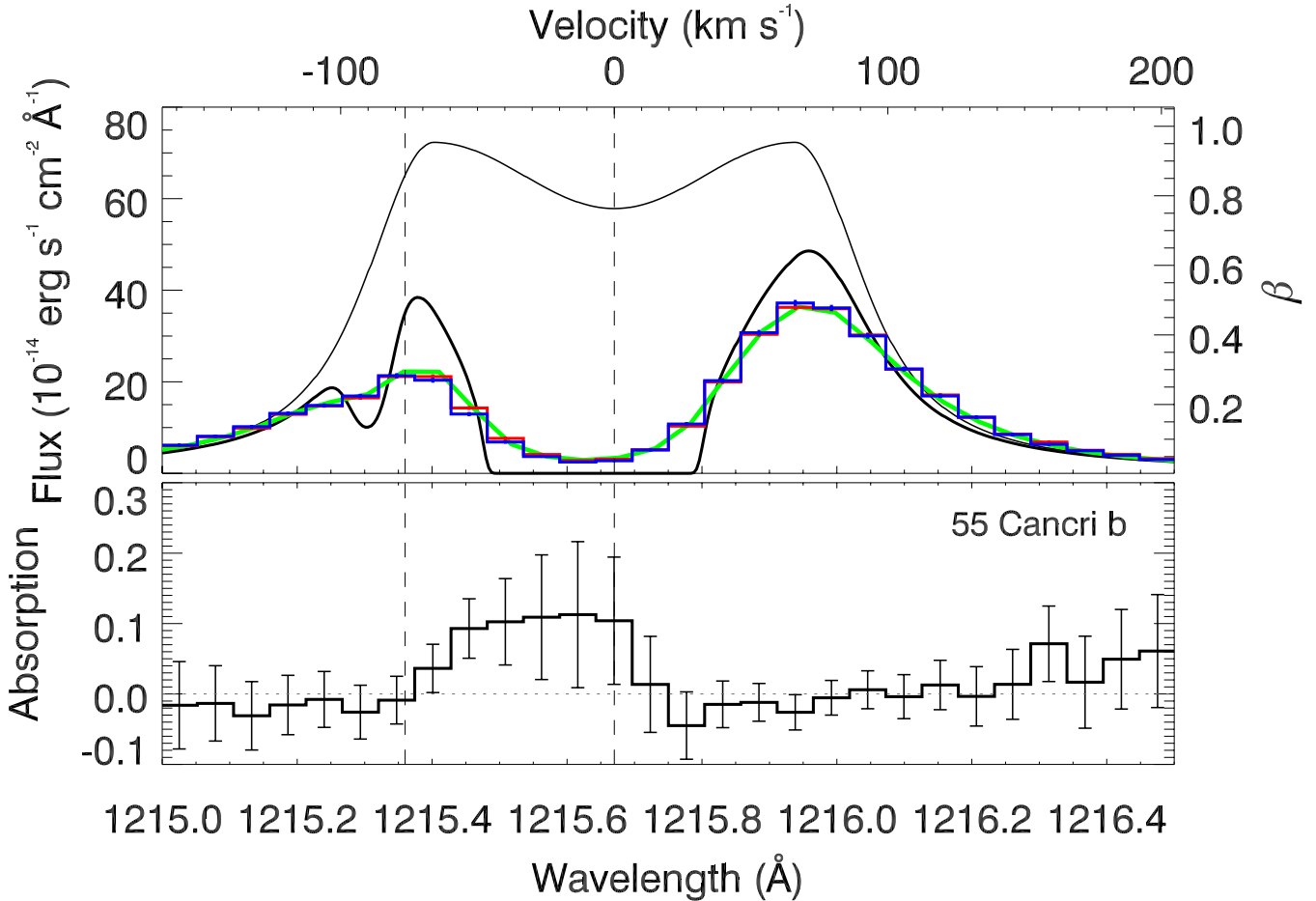
### 3.1. 55 Cancri b

The orbital properties of 55 Cnc b (Butler et al. 1997) were accurately constrained by Fischer et al. (2008), from 18 years of velocimetric measurements (from 1989 to 2007) obtained at the Lick and Keck observatories. These authors ruled out *central* transits of planets b, c, and d. Dawson & Fabrycky (2010) re-analysed the data and revised the orbital period of 55 Cnc e, from 2.8 to 0.74 days. Transits of planet e have been subsequently detected (Winn et al. 2011; Demory et al. 2012), suggesting the whole system is seen nearly edge-on. There is thus a possibility that the second closest planet, 55 Cnc b, could graze the stellar disc at its closest projected approach – the inferior conjunction.

#### 3.1.1. Constraints on the inferior conjunction times

Dawson & Fabrycky (2010) provide an ephemeris for 55 Cnc b, predicting an inferior conjunction at BJD 2 453 092.752  $\pm$  0.023 (2004-03-28). To update their prediction as accurately as possible, we pooled together Keck and Lick (Fischer et al. 2008), HET (McArthur et al. 2004), and SOPHIE radial velocities (Moutou et al., in prep.). We performed a 5-planet Keplerian fit to these data and introduced a systematic “jitter” for each data set, which is free to vary and quadratically added to the quoted uncertainties on the radial velocities, so to weigh the relative contribution of each time series according to its true precision. We obtained for 55 Cnc b an orbital period of 14.651 364  $\pm$  0.000 074 days, and predict inferior conjunctions during HST visits on BJD 2 455 993.770  $\pm$  0.013 (2012-03-07 UT 06 : 28  $\pm$  19 min) and BJD 2 456 023.073  $\pm$  0.013 (2012-04-05 UT 13:44  $\pm$  19 min).

Combining both HST visits provides an excellent coverage of the inferior conjunction of 55 Cnc b. As for HD 209458b and



**Fig. 6.** *Top.* Lyman- $\alpha$  line of 55 Cnc. Weighted co-addition of exposures flagged “in” ( $F_{\text{in}}$ ; solid blue line) and “out” ( $F_{\text{out}}$ ; solid red line) of the possible transit of 55 Cnc b’s extended atmosphere. The solid black lines show the stellar intrinsic emission profile before (thin) and after (thick) absorption by the interstellar medium, in terms of flux (left axis) or  $\beta$  ratio between radiation pressure and gravity (right axis). The absorbed profile is convoluted with the instrumental line spread function to yield the green profile, which is fit to the data. Dashed vertical lines delimit the region over which the flux is integrated to produce the light curve in Fig. 5. *Bottom.* Transmission spectrum showing the absorption depth  $\delta = 1 - F_{\text{in}}/F_{\text{out}}$  during the possible transit of 55 Cnc b.

HD 189733b, we would expect any transit signatures as absorption over a limited and blueshifted range of velocities in the Ly $\alpha$  line. We scanned the spectra in search for transit-like signatures in the vicinity of the inferior conjunction. For each wavelength range, we calculated a phase-folded transit light curve. Since the average Ly $\alpha$  flux level varies between the two epochs (see Fig. 2), the fluxes are normalised in each visit by the mean “out-of-transit” flux (which is determined a posteriori). At the predicted time of the inferior conjunction, we found a blueshifted absorption signal of  $7.5 \pm 1.8\%$  between 1215.36 and 1215.67 Å, or between Doppler velocities of  $-76.5$  and  $0 \text{ km s}^{-1}$ , as can be seen on the phase-folded light curve (Fig. 5) and on the transmission spectrum (Fig. 6).

### 3.1.2. Impact of background subtraction

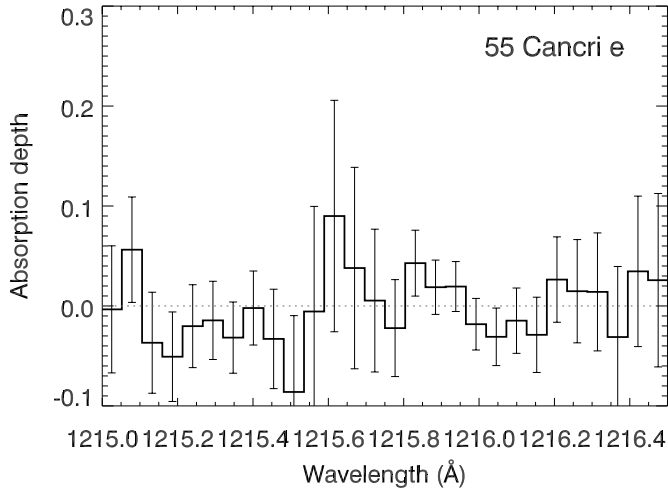
This wavelength range is contaminated by the terrestrial air glow, which shows large – yet reproducible – variations during the HST orbits within a visit. The air glow impact on Ly $\alpha$  transits has been extensively discussed in the case of HD 209458 (Vidal-Madjar et al. 2008; Ben-Jaffel 2007). However, unlike HD 209458 where the Ly $\alpha$  line is about as bright as the air glow, the Ly $\alpha$  emission of 55 Cnc is  $\sim 20$  times brighter than the air glow. We nevertheless performed a battery of tests to assess the

possible impact of the air glow subtraction to the reduced spectra. The STIS reduction pipeline takes advantage of the spatial extent of the air glow on the detector  $y$ -axis to subtract it, together with the background. The background level is estimated in a region located  $\pm 300$  pixels away from the centre of the spectral extraction region (Bostroem & Proffitt 2011). Ben-Jaffel (2007) called attention to the possible flux variations on the detector along the  $y$ -axis, which represent – according to this author – an incompressible uncertainty of 5% on the flux level of extended sources. We mapped the air glow along the  $y$ -axis for each HST orbit and found that systematic variations are indeed present. To quantify their effect, we ran several data reductions, extracting the background at different locations along the detector  $y$  axis. These tests show that the air glow – and more generally the background – subtraction (i) does not impact the detection of a transit signal for 55 Cnc b; yet (ii) induces a mean dispersion of  $\sim 3\%$  on the flux measured on each 500-s sub-exposure. This dispersion was quadratically added to the flux uncertainties, and propagated throughout our calculations.

### 3.1.3. Transit-like signal and false-alarm probability

To estimate the mean “in-transit” absorption, we need to define the transit contacts, i.e., which exposures are “in transit”





**Fig. 7.** Absorption depths during transits of 55 Cnc e, as a function of wavelength along the Ly $\alpha$  line.

and which ones are “out of transit”. Because the transit is not detected in the optical and the Ly $\alpha$  transit duration is not known, a systematic exploration of possible start and end times of the transit has been undertaken. The largest absorption signal ( $7.5 \pm 1.8\%$ ) is obtained from  $\sim 2.3$  h before to  $\sim 1$  h after the inferior conjunction of 55 Cnc b.

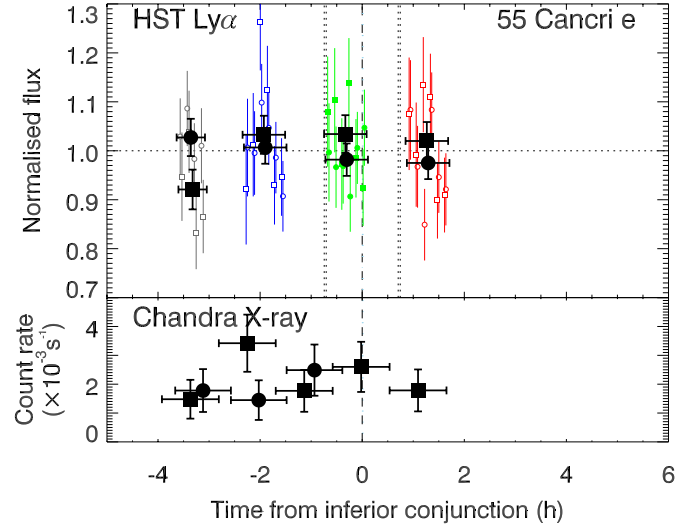
False-alarm probabilities (FAPs) should be associated with the measured signal, to take the choices of a-priori unknown parameters into account. These choices are (i) the transit start ( $T_{\text{ib}}$ ) and end ( $T_{\text{ivb}}$ ) times; and (ii) the wavelength domain in the Ly $\alpha$  line. The FAP associated with (i) is calculated with a boot-strap method, randomising the choices of  $T_{\text{ib}}$  and  $T_{\text{ivb}}$ . In each trial, the transit depth is estimated and the associated signal-to-noise ratio is compared to the fiducial value ( $S/N = 4.2$ ). After  $10^5$  trials, we found a FAP of 1.8%. Next, to estimate the FAP associated with (ii), we generated new spectra for all of the 500-s exposures, combining a reference averaged spectrum with random noise. Then, we searched the blue part of the Ly $\alpha$  line in generated spectra for a wavelength region where the in-transit absorption (that would be due here to noise fluctuation) would be more significant than the fiducial signal. For  $5 \times 10^4$  trials, we found a FAP of 2.6%. Since these FAPs are independent, the final probability that the signal is real is  $(1 - 0.018) \times (1 - 0.026) = 95.6\%$  (FAP of 4.4%).

### 3.2. 55 Cancri e

A similar analysis is performed for 55 Cnc e. Figure 7 shows the absorption depth  $\delta = 1 - F_{\text{in}}/F_{\text{out}}$  as a function of wavelength (the transmission spectrum) for planet e. The “best” signal,  $7.0 \pm 5.3\%$ , is found between 1215.56 and 1215.67 Å or between  $-26.6$  and  $0$  km s $^{-1}$ , with an associated FAP of 89%. The weak significance of this signal coupled with the high FAP call for a spurious origin.

As a test, we calculated the transit signal of 55 Cnc e over the same wavelength interval used for 55 Cnc b, i.e., between 1215.36 and 1215.67 Å. On this interval, where it is possible to measure a transit depth for 55 Cnc e with the same precision as for 55 Cnc b, we obtain an absorption depth of  $0.3 \pm 2.4\%$ . The corresponding light curve is plotted in Fig. 8 (top panel).

Our conclusion is that we do not detect any transit signal from 55 Cnc e at Ly $\alpha$ .



**Fig. 8.** Same as Fig. 5 for 55 Cnc e. *Top:* Ly $\alpha$  light curve integrated between 1215.36 and 1215.67 Å. The vertical dashed line indicate mid-transit and the dotted lines the transit contacts. *Bottom:* *Chandra* count rate.

### 3.3. 55 Cancri X-ray emission

Inspection of the *Chandra* ACIS-S spectra of 55 Cnc shows it to be a very soft source (as expected for a relatively inactive late-type star) with the majority of detected events lying softer than the limit of the *Chandra* ACIS-S spectral calibration (0.243 keV). Analysing the spectrum from the longer second observation (using XSPEC version 12.7), we found a marginally acceptable fit using a single-temperature collisionally-ionised plasma model (APEC; Smith et al. 2001). Given the low number of counts we minimised using the Cash statistic and tested goodness of fit using Monte-Carlo simulations. For a best fitting single temperature of  $0.09 \pm 0.02$  keV we found 80% of simulated spectra yield lower fit statistics. The [0.25, 2.5]-keV or [5, 50]-Å flux was  $2.4 \times 10^{-14}$  erg s $^{-1}$  cm $^{-2}$ , corresponding to an X-ray luminosity in this band of  $4 \times 10^{26}$  erg s $^{-1}$ .

To make the best comparison with the X-ray flux at the time of the *XMM-Newton* observation in April 2009, we carried out a simultaneous fit of the *XMM-Newton* EPIC-pn spectrum and our second (longer) *Chandra* ACIS-S observation. We used a two-temperature APEC model, forcing the temperatures to be the same for the two observations but allowing the normalisations vary independently. It was immediately obvious that the X-ray emission at the time of the *Chandra* observation was both softer and fainter than at the time of the *XMM-Newton* observation. An acceptable fit was found (with 62% of Monte-Carlo realisations of the model spectrum yielding lower values of the Cash statistic) with best fitting temperatures of  $0.09 \pm 0.01$  and  $0.6 \pm 0.1$  keV. The normalisation of the low-temperature component was a factor 1.7 lower for the *Chandra* data compared to the *XMM-Newton* data, while the normalisation of the high-temperature component was a factor of 45 lower. This suggests that the EUV emission was relatively similar at the times of the two observations, while the X-ray flux was much lower at the time of the *Chandra* observation. Averaged across the [0.25, 2.5]-keV ([5, 50]-Å) band, the X-ray emission was a factor 2.4 lower at the time of our *Chandra* observations than at the time of the *XMM-Newton* observation in April 2009.

It is clear that 55 Cnc is a variable EUV and X-ray source, with weaker irradiation of 55 Cnc e and b in March/April 2012

than in April 2009. The X-ray flux was consistent between the two HST visits, however, and no flares were detected, giving us confidence that it is reasonable to assume that the mass loss rates from the planets were also similar at the two HST epochs.

Together with the detection of variable mass loss from HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2012), our results underline the need for future Lyman- $\alpha$  studies of extended planetary atmospheres to be accompanied by contemporaneous EUV/X-ray observations.

## 4. Discussion

### 4.1. Can 55 Cancri b not transit whilst hosting a (partially) transiting exosphere?

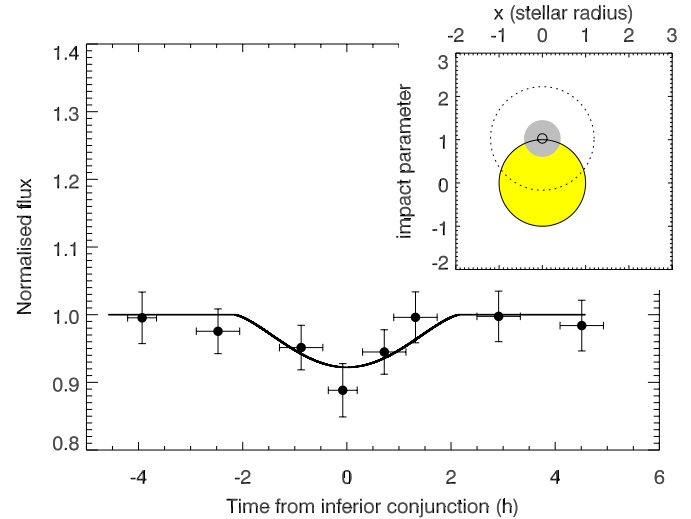
We detect a Ly $\alpha$  absorption signal during inferior conjunctions of 55 Cnc b, suggestive of a transit-like event. Can it be the signature of a partial or grazing planetary transit with an impact parameter,  $b = a_b/R_\star \cos i$ , close to 1? If the orbital planes of 55 Cnc planets are all aligned<sup>3</sup>, and considering the inclination of  $i_e = 82.5^{+1.4}_{-1.3}$  deg derived for 55 Cnc e by Gillon et al. (2012) and the semi-major axis of 55 Cnc b ( $a_b = 0.11$  AU or  $26.19 R_\star$ ), the latter could have an impact parameter in a range of [2.8, 4.0] ( $1\sigma$ ) or [1.5, 5.2] ( $3\sigma$ ), therefore excluding a transit for any reasonable values of the planetary radius. Meanwhile, owing to its “large” separation with the star, 55 Cnc b also has a large Roche radius of  $\sim 1.2 R_\star$ . Consequently, the Roche lobe of 55 Cnc b can undergo partial transits. If it is filled with hydrogen, as observed for hot Jupiters, then a transit signature may be observed at Ly $\alpha$ .

Besides, the value of  $i_e$  found by Gillon et al. (2012) is the least favourable to a grazing transit of 55 Cnc b, assuming planets b and e are aligned, among the other values found in the literature (Winn et al. 2011; Demory et al. 2012) or in the recent report by the MOST team of an inclination  $i_e = 85.4 \pm 2.5$  deg (Dragomir, 2012-08-27), allowing for an impact parameter of 55 Cnc b lying between 1.0 and 3.2.

We built a simple model to test this hypothesis. Considering the impact parameter  $b$  and the optically thick radius of the hydrogen exosphere  $r_{\text{exo}}$  as free parameters, we fit a transit light curve calculated with the routines of Mandel & Agol (2002) to the data. A best-fit model with a  $\chi^2$  of 2.3 for 6 degrees of freedom was obtained for  $b = 1.03$  and  $r_{\text{exo}} = 0.35$  Roche radius. The result is shown in Fig. 9.

Assuming 55 Cnc b has a radius similar to Jupiter, the parameters given above would imply a small partial transit by the planet itself, that would be however challenging to confirmed or ruled out with high-precision photometry. Meanwhile, we emphasise that this problem is underconstrained, since solutions with non-transiting planet b would still provide decent fits to the data. In addition, a few-degree misalignment between the orbital planes of these two planets cannot be ruled out. Confidently excluding grazing transits of 55 Cnc b with precise photometric observations could bring a useful insight on this question.

The simple model described above does not take the dynamics of hydrogen atoms into account. Looking at the transmission spectrum from Fig. 6, the absorption signal takes place in the blue part of the Ly $\alpha$  line, between 0 and  $-76.5$  km s $^{-1}$ , as expected in the case of neutral hydrogen atoms repelled by the stellar radiation pressure towards the observer. In order to assess whether radiation pressure can reproduce the observed velocity



**Fig. 9.** Lyman- $\alpha$  light curve of 55 Cnc b from Fig. 5 (top panel) compared to a best-fit model transit light curve (thick line) with an impact parameter of 1.03 and an optically thick radius of 0.35 times the size of the Roche lobe. *Inset:* Sketch of the system at inferior conjunction. The Roche radius of the planet is represented by the dotted circle, while the shaded region corresponds to the optically thick hydrogen envelope.

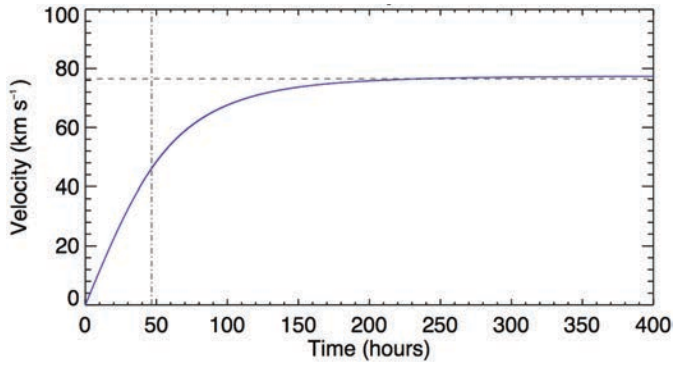
distribution of the absorption signal, we calculated the 2-D trajectory of a hydrogen atom released from the upper atmosphere of 55 Cnc b with a tangential speed equal to the orbital velocity of the planet. The particle is subject to the stellar gravity and radiation pressure. The latter is estimated by reconstructing the intrinsic stellar Ly $\alpha$  line from the observed profile as shown in Fig. 6, following the method of Ehrenreich et al. (2011).

The ratio  $\beta$  between radiation pressure and gravity (Lagrange et al. 1998) is reported as a function of radial velocity on the right axis of Fig. 6 (top panel). Its value close to 1 between  $-80$  and  $+80$  km s $^{-1}$  and its steep decrease at larger velocities (combined with the planet’s orbital velocity of  $85$  km s $^{-1}$ ) implies that as soon as the atoms escape the planet, they are rapidly accelerated by radiation pressure at negative radial velocity down to  $-76.5$  km s $^{-1}$  in  $\sim 120$  h, as shown in Fig. 10. This acceleration time scale is just 2 to 3 times larger than the characteristic time scale of ionisation of neutral hydrogen by EUV stellar photons, which is  $\tau \sim 50$  h assuming a solar EUV flux, and we predict that escaping atoms must present a distribution of radial velocities ranging from 0 to  $-76.5$  km s $^{-1}$ , in agreement with the limit of the detected absorption<sup>4</sup>. Finally, we also note that the absence of any signal towards the red is consistent with the radiation pressure interpretation.

We stress that additional data will be mandatory to confirm this result. Since the star is variable in X-rays (Sect. 3.3), similar observations at a different epoch could result in an increased transit signal, or no signal, as seen for HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2012), pleading for new simultaneous Ly $\alpha$  and X observations. If the transit signal of 55 Cnc b is confirmed, subsequent modelling efforts should help understanding the depth and duration of the transit light curve assuming atmospheric escape rate much lower than what is currently known for hot Jupiters (see Sect. 4.2), taking into account the roles of radiation pressure, ionisation, self-shielding, as well as stellar wind interactions as another possible acceleration

<sup>3</sup> McArthur et al. (2004) tentatively report an inclination of  $53^\circ \pm 6.8^\circ$  for the farther out jovian planet 55 Cnc d from HST astrometry, indicating possible misalignments in the system.

<sup>4</sup> After a time  $t$ , there will be a fraction of  $\exp(-t/\tau)$  of neutral atoms remaining. After 120 h, there will thus be  $\sim 10\%$  of neutral atoms with a radial velocity of  $-76.5$  km s $^{-1}$ .



**Fig. 10.** Plot of the radial velocity of a hydrogen atom launched from 55 Cnc b in a simplified 2D simulation (solid blue line). The horizontal black dashed line shows the observed absorption limit velocity of  $\sim 76.5$  km s $^{-1}$ . The vertical blue dashed line shows the characteristic life time of a hydrogen atom for an ionising flux of 1 solar EUV flux.

mechanism of neutral H atoms at large distances from the planet (Holmström et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010; Tremblin & Chiang 2012).

In particular, the light curve tentatively hints at an early ingress, not unlike what was claimed to be seen during the UV transit of the hot Jupiter Wasp-12b (Fossati et al. 2010; Vidotto et al. 2010).

#### 4.2. Implications of the non-detection of 55 Cnc e at Lyman $\alpha$

The absence of a Ly $\alpha$  detection at the transit times of 55 Cnc e implies that if this planet has retained a thick atmosphere, its spatial extent has to be limited. Given its reported radius and mass, 55 Cnc e has a mean density of  $\rho_e = 4.0_{-0.3}^{+0.5}$  g cm $^{-3}$  (Gillon et al. 2012). This is too low for this planet to be telluric, i.e., a scaled-up version of the Earth mainly consisting of an iron core and a rocky mantle. Instead, internal structure models presented in Gillon et al. (2012) suggest that a large fraction ( $\sim 20\%$ ) of volatile is needed to account for the mass and size of the planet. One possibility is that the planet is enshrouded in a thick envelope of supercritical ( $>647$  K) steam. This water envelope could then provide a large source of atomic hydrogen under the photodissociating effect of the incoming stellar EUV and X-ray radiation. In this scenario, inspired by the prediction of the observational signature of “evolved oceans” on terrestrial exoplanets (Jura 2004), a Ly $\alpha$  transit signature could be expected depending on the atmospheric mass loss rate and the stellar photodissociating flux.

We scaled the atmospheric escape model used in previous studies of hot Jupiters or Neptunes (Vidal-Madjar et al. 2003; Ehrenreich et al. 2011; Lecavelier des Etangs et al. 2012) to the orbital and physical properties of 55 Cnc e (a full description of the model will be provided in Bourrier et al., in prep.). Our non-detection allows us to set a  $3\text{-}\sigma$  upper limit of  $\lesssim 3 \times 10^8$  g s $^{-1}$  to the atmospheric mass loss rate of 55 Cnc e.

Taking the stellar X-ray luminosity from Sect. 3.3 we can calculate X-ray fluxes at 55 Cnc e and b respectively of 640 and 12 erg s $^{-1}$  cm $^{-2}$  (in the 0.25–2.5 keV band). These fluxes correspond to energy-limited escape rates of  $\sim 5 \times 10^8$  and  $2 \times 10^7$  g s $^{-1}$ , respectively, using the prescription of Lecavelier des Etangs (2007) and Ehrenreich & Désert (2011). We note here that the energy-limited escape rate estimated for 55 Cnc b is much weaker than the rates of  $\sim 10^9$  to  $10^{10}$  g s $^{-1}$  observationally derived for the hot Jupiters HD 209458b or HD 189733b.

For 55 Cnc e, our upper limit to mass loss is lower than the X-ray energy-limited rate, even without considering the EUV flux which may be an order of magnitude higher (e.g. Sanz-Forcada et al. 2011). This appears to rule out high mass loss efficiencies ( $\geq 60\%$ ).

A mass loss rate of  $3 \times 10^8$  g s $^{-1}$  is insufficient to completely erode a putative water envelope representing 20% of 55 Cnc e in mass. A rough yet conservative calculation, unphysically assuming that all the water (i.e., more than  $1 M_{\oplus}$ ) has been photodissociated into hydrogen, yields a value of  $\geq 6 \times 10^{10}$  g s $^{-1}$  for a complete atmospheric escape to occur within 5 Gyr. This is two orders of magnitude larger than our  $3\text{-}\sigma$  upper limit, indicating that a massive photodissociating water envelope scenario is not ruled out by our observations. At this stage, however, we note that a proper calculation would require a photochemical model for the upper atmosphere of a super-Earth such as 55 Cnc e.

Finally, another interesting but more exotic scenario could be that of a thick carbon dioxide atmosphere on 55 Cnc e instead of a water envelope. In this case, we would not expect to observe a Ly $\alpha$  signature during transits.

## 5. Conclusion

Our HST and *Chandra* observations reveal that 55 Cnc is bright at Ly $\alpha$  and variable in X-rays. This opens interesting perspectives for testing the impact of the incident X-ray and UV radiation on the atmospheric heating and chemistry for planets in this system, which cover broad ranges of both mass and separation (see, e.g., the study of the GJ 876 system by France et al. 2012).

No Ly $\alpha$  transit signals are detected for 55 Cnc e, allowing us to estimate an upper limit to the escape rate of a gaseous envelope enshrouding this super-Earth. This limit, of  $\sim 3 \times 10^8$  g s $^{-1}$ , does not preclude the existence of such a volatile envelope.

We found that the Ly $\alpha$  stellar emission is absorbed at times corresponding to the inferior conjunction of 55 Cnc b. Furthermore, the absorption is blueshifted and observed down to  $\sim -76.5$  km s $^{-1}$  from the line centre, as expected from atoms expelled by the stellar radiation pressure. Since the planetary system is close to being seen edge-on, this hints at the tantalizing possibility of a partially transiting extended H I atmosphere around 55 Cnc b, escaping the planet at a rate of 2 to 3 orders of magnitudes lower than what is known for hot Jupiters.

Yet, additional observations at Ly $\alpha$ , as well as in other lines (e.g., C II, Mg II, or Na I) are clearly needed to confirm this result. Meanwhile, it pushes to continue the photometric follow-up of 55 Cnc, to firmly rule out grazing transits of 55 Cnc b in the visible, in case the orbital planes of planets b and e are slightly misaligned.

If a transiting extended atmosphere on 55 Cnc b is confirmed, it would represent the first atmospheric characterisation of a giant planet that is not a hot Jupiter: as such, it would contribute to bridge the gap between hot exoplanets and the cooler planets in our Solar System, which experienced hydrodynamical atmospheric escape early in their history. The bright star 55 Cnc would then become our best laboratory for these comparative studies.

*Acknowledgements.* We thank STScI and *Chandra* directors M. Mountain and H. Tananbaum, for the allocation of DD time on HST and *Chandra*, as well as our HST programme coordinator T. Royle, and contact scientist R. Osten for tremendous support. We are also grateful to D. Dragomir for helpful discussions about planet b and the referee I. Snellen and the editor T. Guillot for thoughtful comments that helped improve the manuscript. This work was made possible with the funding of the Grand Prix Grivet of the Académie des

sciences and support from CNES. D.E. also acknowledges the funding from the European Commission's Seventh Framework Programme as a Marie Curie Intra-European Fellow (PIEF-GA-2011-298916). This work is based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

## References

- Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61  
 Ben-Jaffel, L. 2008, *ApJ*, 688, 1352  
 Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284  
 Bostroem, K., & Proffitt, C. 2011, *STIS Data Handbook*, version 6  
 Butler, R. P., Marcy, G. W., Williams, E., Hauser, H., & Shirts, P. 1997, *ApJ*, 474, L115  
 Dawson, R. I., & Fabrycky, D. C. 2010, *ApJ*, 722, 937  
 Demory, B.-O., Gillon, M., Seager, S., et al. 2012, *ApJ*, 751, L28  
 Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., & Delfosse, X. 2011, *A&A*, 529, A80  
 Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 670  
 Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2008, *ApJ*, 675, 790  
 Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, L222  
 France, K., Linsky, J. L., Tian, F., Froning, C. S., & Roberge, A. 2012, *ApJ*, 750, L32  
 García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426  
 Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, Jr., G. R. 2003, in *SPIE Conf. Ser.* 4851, eds. J. E. Truemper, & H. D. Tananbaum, 28  
 Gillon, M., Demory, B.-O., Benneke, B., et al. 2012, *A&A*, 539, A28  
 Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970  
 Jura, M. 2004, *ApJ*, 605, L65  
 Kimble, R. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 1998, *ApJ*, 492, L83  
 Koskinen, T. T., Aylward, A. D., & Miller, S. 2007, *Nature*, 450, 845  
 Lagrange, A.-M., Beust, H., Mouillet, D., et al. 1998, *A&A*, 330, 1091  
 Lammer, H., Kasting, J. F., Chassefière, E., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 139, 399  
 Lecavelier des Etangs, A. 2007, *A&A*, 461, 1185  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1  
 Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, *A&A*, 514, A72  
 Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P., et al. 2012, *A&A*, 543, L4  
 Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291  
 Mandel, K., & Agol, E. 2002, *ApJ*, 580, L171  
 McArthur, B. E., Endl, M., Cochran, W. D., et al. 2004, *ApJ*, 614, L81  
 Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *ApJ*, 693, 23  
 Owen, J. E., & Jackson, A. P. 2012, *MNRAS*, in press [[arXiv:1206.2367](https://arxiv.org/abs/1206.2367)]  
 Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *A&A*, 532, A6  
 Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 1443  
 Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, *ApJ*, 556, L91  
 Tian, F., Kasting, J. F., Liu, H.-L., & Roble, R. G. 2008, *J. Geophys. Res.*, 113, 05008  
 Tremblin, P., & Chiang, E. 2012, *MNRAS*, submitted [[arXiv:1206.5003](https://arxiv.org/abs/1206.5003)]  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003a, *Nature*, 422, 143  
 Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57  
 Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2010, *ApJ*, 722, L168  
 Weisskopf, M. C., Brinkman, B., Canizares, C., et al. 2002, *PASP*, 114, 1  
 Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., et al. 2011, *ApJ*, 737, L18  
 Woodgate, B. E., Kimble, R. A., Bowers, C. W., et al. 1998, *PASP*, 110, 1183

## 6.4 Conclusions

L'étude du système 55 Cnc nous a permis de contraindre l'état d'évaporation des atmosphères de deux planètes aux propriétés très différentes.

- La non-détection d'une signature en Lyman- $\alpha$  pendant le transit de la super-Terre 55 Cnc e indique que si elle est entourée d'une enveloppe de vapeur d'eau alors l'échappement d'hydrogène neutre est limité. Alternativement il est possible que cette planète possède une atmosphère d'éléments lourds dont l'échappement pourrait être détecté lors de futures observations.
- La détection d'une signature d'absorption par de l'hydrogène neutre pendant la conjonction inférieure de 55 Cnc b pointe vers un scénario de blow-out radiatif et représenterait la première observation en transit d'une planète par sa seule atmosphère. Cette détection doit être confirmée par de nouvelles observations.
- Si elle était confirmée, la présence d'une atmosphère étendue autour de la géante tiède 55 Cnc b, s'échappant à des taux de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à ceux des Jupiters chauds, permettrait d'élargir l'étude des atmosphères de planètes géantes à des cas moins extrêmes et d'étudier les conditions physiques qui conduisent à l'échappement hydrodynamique.

Troisième partie

**Le magnésium, sonde de la  
transition  
thermosphère/exosphère**



# Chapitre 7

## Echappement hydrodynamique de magnésium

Savoir que l'on sait ce qu'on sait,  
et savoir que l'on ne sait pas ce  
qu'on ne sait pas : voilà la vraie  
science

---

CONFUCIUS

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>118</b>
<b>7.2</b>	<b>Observations</b>	<b>118</b>
7.2.1	Du magnésium neutre...	118
7.2.2	... mais pas de magnésium ionisé	118
<b>7.3</b>	<b>Interprétation</b>	<b>118</b>
7.3.1	Echappement hydrodynamique de l'atmosphère	118
7.3.2	Ionisation et recombinaison	121
7.3.3	Dynamique du gaz échappé	121
<b>7.4</b>	<b>Publication</b>	<b>121</b>
<b>7.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>135</b>

---



## 7.1 Introduction

Dans le chapitre 1 nous avons vu comment l'observation de l'atmosphère à différentes longueurs d'onde permet de sonder différentes altitudes. Les observations d'hydrogène neutre dans l'ultraviolet lointain (FUV) ont permis d'étudier l'échappement atmosphérique et la dynamique de l'exosphère étendue de HD209458b. D'autre part de nombreuses observations dans l'optique et l'infrarouge ont été utilisées pour caractériser son atmosphère à très basse altitude, comme par exemple sa structure thermique par l'intermédiaire de la raie du sodium. Ici nous allons nous intéresser au domaine intermédiaire du proche ultraviolet (NUV), dans lequel nous avons observé trois transits de HD209458b en 2010 avec HST/STIS.

## 7.2 Observations

### 7.2.1 Du magnésium neutre...

L'analyse de la raie du magnésium neutre (Mg I à 2852.9641 Å) a conduit à la détection d'une forte signature d'absorption pendant le transit de HD209458b, avec une profondeur de  $8.8 \pm 2.1\%$  entre  $-62$  et  $-19 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 7.1). Cette absorption est bien plus élevée que l'occultation planétaire de 1.4% dans le continu. La probabilité d'une fausse détection générée par les fluctuations statistiques (bruit de photon, etc) est d'environ 6%. Comme pour les observations de la raie Lyman- $\alpha$ , nous avons également détecté une trace d'absorption après la fin du transit planétaire, avec une profondeur de  $4.0 \pm 2.2\%$  entre  $-67$  et  $14 \text{ km s}^{-1}$ <sup>1</sup>. Nous avons donc conclu que du magnésium neutre était présent dans l'atmosphère de HD209458b.

### 7.2.2 ... mais pas de magnésium ionisé

La détection de magnésium neutre dans l'atmosphère de HD209458b est surprenante, car avec un faible potentiel d'ionisation de 7.65 eV on peut s'attendre à ce que l'essentiel du magnésium soit ionisé. Nous avons cherché des signatures d'absorption dans le doublet du magnésium simplement ionisé (Mg II à 2800 Å), mais quelle que soit la plage spectrale considérée l'absorption n'excède pas 1% en plus de l'occultation planétaire (Fig. 7.2). Les raies chromosphériques du doublet ne sont pourtant pas significativement absorbées par le MIS, et nous avons donc interprété ce résultat par l'absence de quantités significatives de magnésium ionisé dans l'atmosphère.

## 7.3 Interprétation

### 7.3.1 Echappement hydrodynamique de l'atmosphère

Même aux températures élevées qui règnent dans la haute atmosphère, la vitesse d'échappement thermique ( $\sim 2.6 \text{ km s}^{-1}$  pour le magnésium à 10000 K) n'est pas suffisante pour expliquer les vitesses des atomes de magnésium détectés. La profondeur d'absorption

1. l'extension vers des vitesses positives plus faibles que celles observées dans l'aile rouge de la raie Lyman- $\alpha$  peut s'expliquer par l'augmentation de la vitesse orbitale de la planète pendant le transit (voir le chapitre 8)

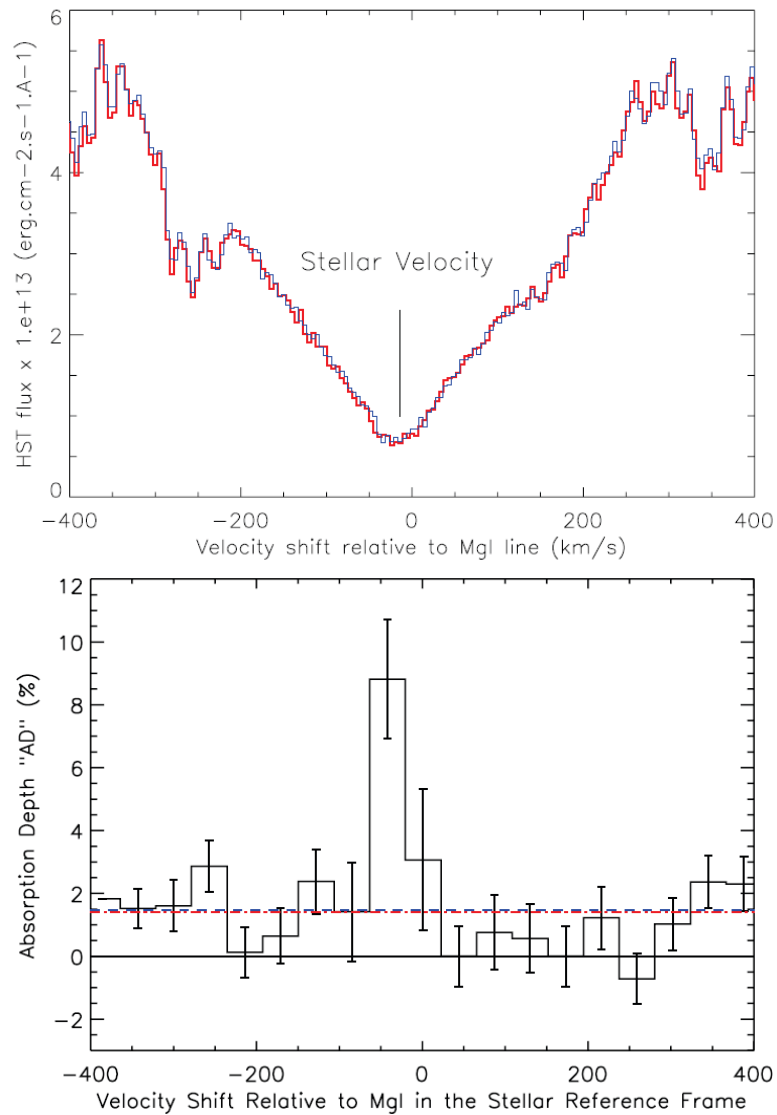


FIGURE 7.1: *En haut* : spectre de la raie du Mg I en fonction de la vitesse dans le référentiel héliocentrique (HD209458 se rapproche du Soleil à  $14.7 \text{ km s}^{-1}$ ). *En bas* : spectre d'absorption pendant le transit. Une forte signature est présente dans l'aile bleue avec une profondeur d'environ 9% sur une plage de  $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ . La ligne pointillée montre l'absorption du disque planétaire dans le continu stellaire.

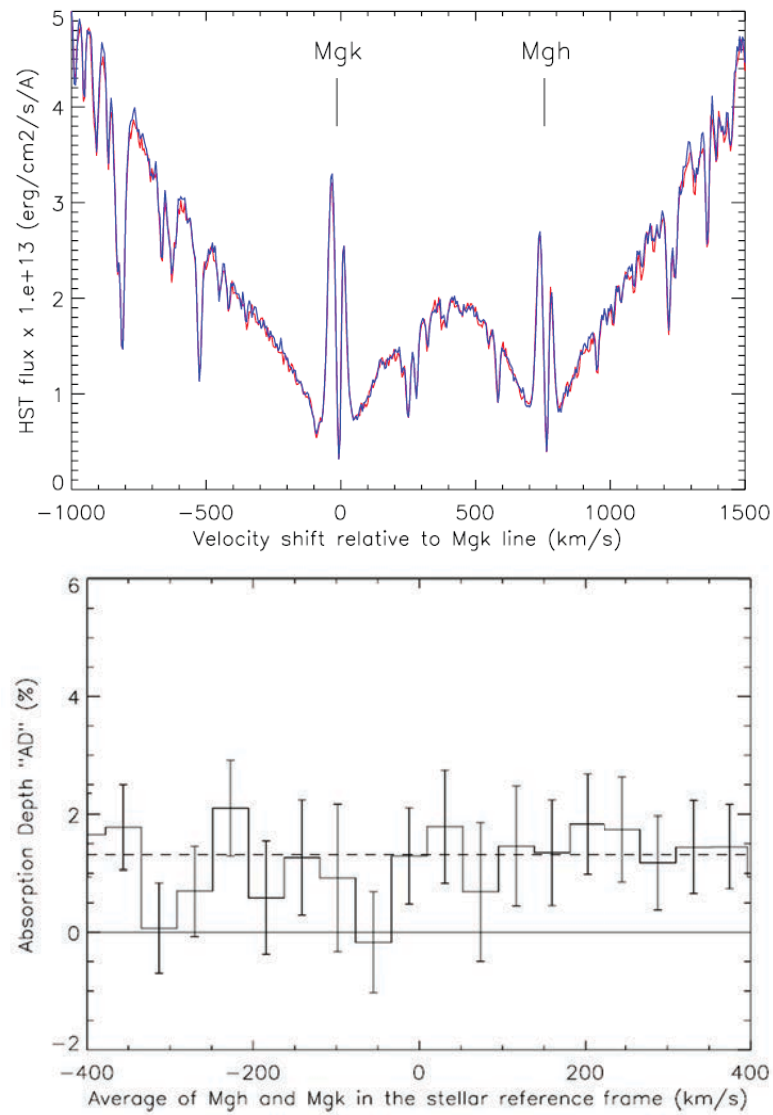


FIGURE 7.2: *En haut* : doublet du Mg II, avec la raie k à  $2796.3518 \text{ \AA}$  et la raie h à  $2803.5305 \text{ \AA}$ . Les pics d'émission inversés dans le coeur des raies sont dus à la chromosphère stellaire. *En bas* : spectre d'absorption moyenne dans les deux raies du doublet. Aucune signature atmosphérique ne se distingue de l'absorption dans le continu stellaire.

mesurée indique par ailleurs que du magnésium neutre doit être présent au-delà de  $2.4 R_p$ . Ces deux points confirment l'expansion hydrodynamique de l'atmosphère de HD209458b (Sect. 2.4.2), qui conduit au blow-off des différentes espèces atomiques lourdes observées à haute altitude (Sect. 2.2.3.4).

### 7.3.2 Ionisation et recombinaison

Au niveau de l'orbite de HD209458b la durée de vie du magnésium neutre soumis à l'ionisation stellaire est d'environ 0.6 heure. Pour expliquer les observations nous avons exploré la possibilité que la recombinaison diélectronique du magnésium ionisé soit particulièrement efficace. La détection de magnésium neutre à haute altitude, et la non-détection de magnésium ionisé, impose une limite inférieure sur la densité d'électrons entre  $10^8$  et  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  (obtenue pour l'équilibre des deux populations). Ces valeurs sont proches de celles obtenues par les modèles théoriques à la base de l'exosphère (e.g., Koskinen et al. 2013a). La température du milieu doit être supérieure à  $\sim 3000 \text{ K}$  pour favoriser la recombinaison du magnésium ionisé, mais inférieure à  $9000 \text{ K}$  pour que l'influence de phénomènes comme l'ionisation par collision électronique reste limitée (Voronov 1997).

### 7.3.3 Dynamique du gaz échappé

Pour expliquer la plage spectrale et la profondeur de la signature d'absorption détectée dans la raie du Mg I, j'ai utilisé un modèle numérique dans lequel l'échappement hydrodynamique se traduit par un vent planétaire de magnésium de  $10 \text{ km s}^{-1}$  à une altitude de 2 rayons planétaires (Koskinen et al. 2013b). Au-delà, les atomes sont dans le régime sans collisions et nous calculons leurs trajectoires sous l'effet de la pression de radiation. Nous supposons que l'équilibre entre l'ionisation et la recombinaison du magnésium est atteint pour une altitude d'ionisation au-delà de laquelle le magnésium est entièrement ionisé. Les observations sont comparées aux spectres théoriques produits par le modèle, qui ne dépendent que de l'altitude d'ionisation et du taux d'échappement de magnésium (Fig. 7.3).

Les vitesses négatives observées s'expliquent naturellement par la pression de radiation exercée par la raie de Mg I, et l'extension du nuage de gaz qui en résulte est cohérente avec la détection d'une absorption après le transit. Nous avons trouvé que l'altitude d'ionisation doit se situer à 7.5 rayons planétaires environ, afin que le nuage de magnésium neutre soit ionisé avant d'être accéléré au-delà de  $60 \text{ km s}^{-1}$ , où aucune absorption n'est détectée. La profondeur d'absorption est contrôlée indépendamment par le taux d'échappement de magnésium, qui se situe autour de  $3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ .

## 7.4 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle est parue dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Vidal-Madjar et al. 2013).

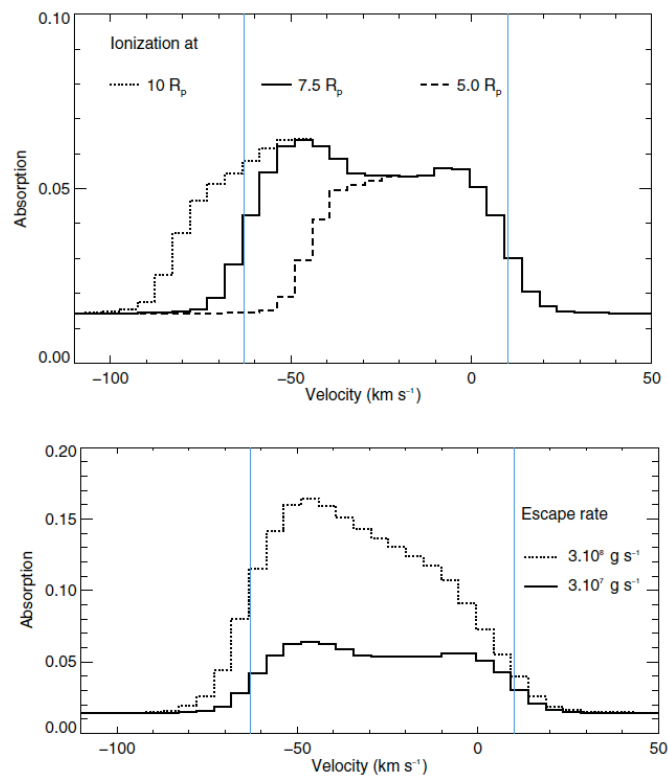


FIGURE 7.3: Profils théoriques d'absorption dans la raie du Mg I, pour différentes valeurs de l'altitude d'ionisation (en haut) et du taux d'échappement de magnésium (en bas). Ces deux grandeurs contrôlent indépendamment la vitesse maximale du profil dans l'aile bleue de la raie, et la profondeur de l'absorption.

# Magnesium in the atmosphere of the planet HD 209458 b: observations of the thermosphere-exosphere transition region

A. Vidal-Madjar<sup>1</sup>, C. M. Huitson<sup>2</sup>, V. Bourrier<sup>1</sup>, J.-M. Désert<sup>3,4,1</sup>, G. Ballester<sup>5</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>1</sup>, D. K. Sing<sup>2</sup>, D. Ehrenreich<sup>6</sup>, R. Ferlet<sup>1</sup>, G. Hébrard<sup>1,7</sup>, and J. C. McConnell<sup>8</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
e-mail: al.fred@iap.fr

<sup>2</sup> School of Physics, University of Exeter, Exeter, EX4 4QL, UK

<sup>3</sup> CASA, Department of Astrophysical and Planetary Sciences, University of Colorado, Boulder, CO 80309, USA

<sup>4</sup> Division of Geological and Planetary Sciences, California Institute of Technology, MC 170-25 1200, E. California Blvd., Pasadena, CA 91125, USA

<sup>5</sup> Lunar and Planetary Lab, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

<sup>6</sup> Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Chemin des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

<sup>7</sup> Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France

<sup>8</sup> Department of Earth and Space Science and Engineering, York University 4700 Keele street, Toronto, ON M3J1P3, Canada

Received 9 July 2013 / Accepted 25 September 2013

## ABSTRACT

The planet HD 209458 b is one of the most well studied hot-Jupiter exoplanets. The upper atmosphere of this planet has been observed through ultraviolet/optical transit observations with H I observation of the exosphere revealing atmospheric escape. At lower altitudes just below the thermosphere, detailed observations of the Na I absorption line has revealed an atmospheric thermal inversion. This thermal structure is rising toward high temperatures at high altitudes, as predicted by models of the thermosphere, and could reach  $\sim 10\,000$  K at the exobase level. Here, we report new near ultraviolet *Hubble* Space Telescope/Space Telescope Imaging Spectrograph (HST/STIS) observations of atmospheric absorptions during the planetary transit of HD 209458 b.

We report absorption in atomic magnesium (Mg I), while no signal has been detected in the lines of singly ionized magnesium (Mg II). We measure the Mg I atmospheric absorption to be  $6.2 \pm 2.9\%$  in the velocity range from  $-62$  to  $-19$  km s<sup>-1</sup>. The detection of atomic magnesium in the planetary upper atmosphere at a distance of several planetary radii gives a first view into the transition region between the thermosphere and the exobase, where atmospheric escape takes place. We estimate the electronic densities needed to compensate for the photo-ionization by dielectronic recombination of Mg<sup>+</sup> to be in the range of  $10^8$ – $10^9$  cm<sup>-3</sup>. Our finding is in excellent agreement with model predictions at altitudes of several planetary radii.

We observe Mg I atoms escaping the planet, with a maximum radial velocity (in the stellar rest frame) of  $-60$  km s<sup>-1</sup>. Because magnesium is much heavier than hydrogen, the escape of this species confirms previous studies that the planet's atmosphere is undergoing hydrodynamic escape. We compare our observations to a numerical model that takes the stellar radiation pressure on the Mg I atoms into account. We find that the Mg I atoms must be present at up to  $\sim 7.5$  planetary radii altitude and estimate an Mg I escape rate of  $\sim 3 \times 10^7$  g s<sup>-1</sup>. Compared to previous evaluations of the escape rate of H I atoms, this evaluation is compatible with a magnesium abundance roughly solar. A hint of absorption, detected at low level of significance, during the post-transit observations, could be interpreted as a Mg I cometary-like tail. If true, the estimate of the absorption by Mg I would be increased to a higher value of about  $8.8 \pm 2.1\%$ .

**Key words.** planetary systems – planets and satellites: atmospheres – techniques: spectroscopic – methods: observational

## 1. Introduction

The first detection of an exoplanet atmosphere was accomplished by detecting sodium in the transiting hot-Jupiter HD 209458 b (Charbonneau et al. 2002). A few other atomic species have been identified in the evaporating upper atmosphere of this planet as well, including hydrogen, oxygen and carbon (Vidal-Madjar et al. 2003, 2004). An extended hydrogen envelope of this planet was also suggested by *Hubble* Space Telescope/Advanced Camera for Surveys (HST/ACS) observations (Ehrenreich et al. 2008), although these data were not significantly conclusive. The atmospheric escape mechanism has been identified to be an hydrodynamic “blow-off” (Vidal-Madjar et al. 2004). While Ben Jaffel et al. (2007) confirmed the detection of an extended upper atmosphere, the author debated the escape mechanism (see also Vidal-Madjar et al. 2008 and

Ben Jaffel 2008). However, more recent observations obtained with the *Hubble* Space Telescope/Cosmic Origins Spectrograph (HST/COS) have independently confirmed the nature of the hydrodynamic escape mechanism for this planet (Linsky et al. 2010).

Interestingly, complementary observations of the exoplanet's atmosphere have been secured at different wavelengths, hence probing different altitudes. Ballester et al. (2007) reported detection of H I from recombination via the Balmer jump, while Rayleigh scattering by H<sub>2</sub> molecules has also been shown to be a likely explanation for the observed increase of planetary radii toward near-ultraviolet (NUV) wavelengths (Sing et al. 2008a,b; Lecavelier des Etangs et al. 2008b).

Complementary observations have also probed deeper in the atmosphere of HD 209458 b with signatures of molecular

species detected using transit spectrophotometry (Knutson et al. 2007; Sing et al. 2008a) or dayside spectrum (Swain et al. 2009). From this spectrum, broad band signatures were interpreted as due to the presence of water vapor (Barman 2007); upper-limits on TiO/VO abundances at high altitude were estimated (Désert et al. 2008), and the thermosphere has also been revealed through a detailed analysis of the NaI line profile (Vidal-Madjar et al. 2011a,b). Near-infrared observations revealed the presence of molecules deeper in this planet's atmosphere with detections of CO (Snellen et al. 2010) and H<sub>2</sub>O (Deming et al. 2013). Hot-Jupiter orbit so close to their parents stars that they are exposed to intense extreme ultraviolet (EUV) irradiation and strong stellar winds, which can shape their atmospheres (Lecavelier des Etangs et al. 2004). The high temperatures cause the atmosphere to escape rapidly, implying that the upper thermosphere is cooled primarily by adiabatic expansion (Yelle et al. 2004). One of the hottest exoplanets known is the hot-Jupiter, WASP-12b (Hebb et al. 2009). Fossati et al. (2010) and Haswell et al. (2012) have detected the escaping upper atmosphere of this planet using HST/COS spectra obtained in the NUV. In particular, their observations focused on the extra absorption observed in the Mg II resonance line cores. These authors interpreted their results in the framework of hydrodynamical escape, similarly to the case of HD 209458 b. In general, UV transit observations have the potential to reveal the mass-loss rates of an exoplanet atmosphere (e.g., Ehrenreich & Désert 2011; Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013).

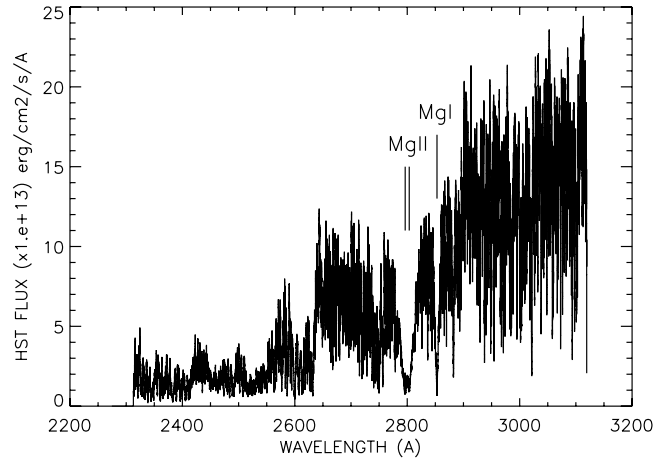
Here, we report new observations of HD 209458 b's extra-solar atmosphere in the NUV. This spectral domain is particularly rich in terms of the detection possibilities of high altitude species, which have strong absorption signatures at these wavelengths. These observations were completed under the HST program (ID#11576, PI J.-M. Désert) completed with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) instrument between July and December 2010. Observing in the UV offers a great advantage, because of the strong opacity of atoms and ions in that spectral range and the ease in identifying the species that causes the observed absorption, in sharp contrast with the interleaved molecular bands in the near-infrared. We first report the observations and provide details on the instrumental systematics that affect these observations in Sect. 2, while we present the data analysis in Sect. 3. We discuss our findings and draw conclusions from our observations in the two last sections of the paper.

## 2. Observations and corrections

The observations were conducted using the Echelle E230M STIS grating, which provides a resolving power of  $\lambda/\Delta\lambda = 30\,000$ . All observations were completed with the NUV-Multi-Anode Microchannel Array (NUV-MAMA) detector and a  $0.2'' \times 0.2''$  entrance aperture, providing about 2 pixels per resolution element.

Three transits of HD 209458 b were observed; each used a succession of five consecutive HST orbits. Each HST orbit is built upon a similar observing sequence, producing ten successive exposures of 200 s each (except for the first orbits, which contain only nine exposures due to the time needed to the acquisition). Table 1 lists the observations log.

To compute the planetary orbital phase at the time of observation, we assumed a planet's orbital period of 3.52474859 days and a central transit time of  $T_0 = 53\,344.768245$  (MJD) (Knutson et al. 2007). The transits starts and ends at  $-0.018$  and  $+0.018$  planetary orbital phases, respectively. The mid-orbital



**Fig. 1.** Spectrum of HD 209458 over the whole observed spectral range. Many spectral signatures are seen in the stellar spectrum which includes the Mg II doublet near 2800 Å, its core emissions due to the stellar chromosphere, and the strong Mg I line near 2850 Å.

**Table 1.** Log of the HST/STIS observations.

Observing time <sup>a</sup> (UT in 2010)	Transit #	HST-Orbit #	Heliocen. Corr. (km s <sup>-1</sup> )	Planetary orbital phase
Jul. 18 11:51:29	1	1	-18.01	-0.0492
Jul. 18 13:23:21	1	2	-17.99	-0.0311
Jul. 18 14:59:16	1	3	-17.98	-0.0122
Jul. 18 16:35:10	1	4	-17.96	0.0067
Jul. 18 18:11:04	1	5	-17.94	0.0256
Sep. 09 08:26:17	2	1	3.13	-0.0527
Sep. 09 09:59:27	2	2	3.16	-0.0343
Sep. 09 11:35:21	2	3	3.19	-0.0155
Sep. 09 13:11:15	2	4	3.22	0.0034
Sep. 09 14:47:09	2	5	3.25	0.0223
Dec. 06 11:43:12	3	1	26.44	-0.0491
Dec. 06 13:15:40	3	2	26.43	-0.0309
Dec. 06 14:51:30	3	3	26.43	-0.0120
Dec. 06 16:27:21	3	4	26.43	0.0069
Dec. 06 18:03:11	3	5	26.43	0.0257

**Notes.** <sup>(a)</sup> Times are for the mid-exposure of each orbit.

phases shown in Table 1 give the positions of the five HST orbits during each transit: observations of orbits #1 and #2 are always before the transits, orbits #3 and #4 always during the transits, and orbit #5 always after the transits.

The spectra were extracted with the standard CALSTIS pipeline (version 2.32), which includes localization of the orders, optimal order extraction, wavelength calibration, corrections of flat-field, etc. An example of this spectral extraction is shown in Fig. 1 with wavelengths between  $\sim 2300$  Å and 3100 Å at the nominal spectral resolving power, which is at about  $10 \text{ km s}^{-1}$  resolution. These spectra contain large amounts of transitions, which gives a noisy appearance.

### 2.1. STIS echelle orders overlaps

Observations made with the E230M echelle spectrograph give access to several orders, covering the whole spectral domain but with some overlap at the extremity of these orders. In the overlapping spectral regions, we averaged the measurements obtained from the two different overlapping orders. At each orders

**Table 2.** E230M orders overlapping wavelengths for the transit #2 (in Å).

2339.10	2366.01	2393.55	2421.73
2450.59	2480.14	2510.40	2541.42
2573.21	2605.81	2639.24	2673.54
2708.74	2744.87	2781.98	2820.11
2859.30	2899.58	2941.02	2983.66
3027.55	3072.74		

edge, a few pixels (three consecutive ones, corresponding to about  $15 \text{ km s}^{-1}$  velocity domains or less than  $0.15 \text{ \AA}$  wide) were found to be unreliable. For these pixels, we simply interpolated the spectrum measured at shorter and longer wavelengths, keeping track of these overlapping wavelengths. For instance, they are listed for transit #2 in Table 2. Because all three transits are not observed at the same epoch (i.e. at different heliocentric corrections, see Table 1), the three transits evaluated radial velocities in the heliocentric rest frame can present relative shifts up to the instrument spectral resolution of  $10 \text{ km s}^{-1}$ .

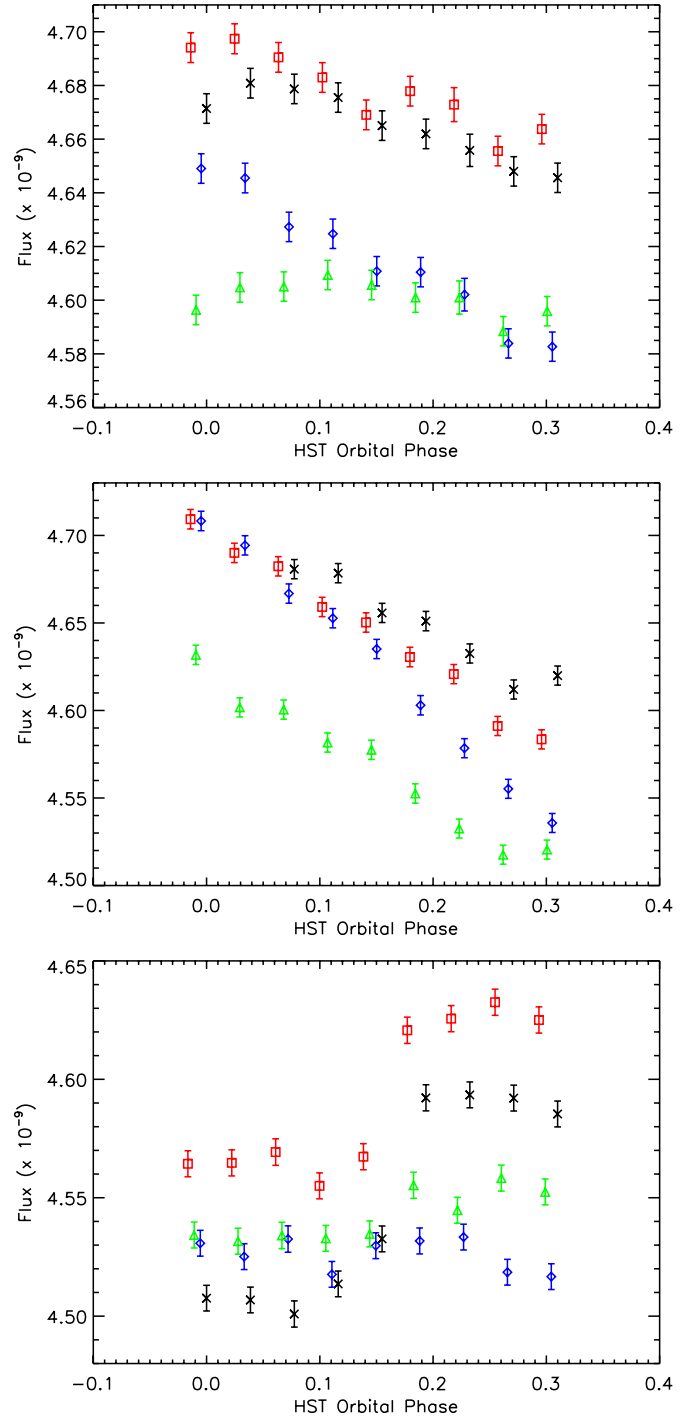
As a result, one should be careful to interpret any detected signature at the spectral orders edges, where an interpolation is done (covering  $\pm 0.40 \text{ \AA}$ ). When broad band spectral regions are considered (of about  $200 \text{ \AA}$ ), we find the potential perturbations are on the order of 0.1% of the studied signal and thus are considered negligible. In contrast, it is important to check that the positions of the order overlaps does not coincide with the studied domain for narrow spectral bands. In the present study, this is never the case.

## 2.2. Orbital time series observations and correction of the STIS thermal “breathing” effect

For each transit observation, we discard data obtained during the first HST orbit, because systematic trends in the first orbit are found to be always significantly worse than in subsequent orbits; this is likely due to the fact that the HST must thermally relax into its new pointing position during this time. The procedure of discarding the first HST orbit of each transit is usually performed for HST observations of exoplanets’ transits (i.e., Sing et al. 2011; Huitson et al. 2012). For each HST orbit containing 10 sub-exposures, we also discard the first sub-exposures, which are always found to have an anomalous low flux.

The time series observations during each orbit are then extracted by adding the flux over a given spectral domain for each of the considered sub-exposures. As an example, this is shown in Fig. 2, where the total flux is summed over the  $2900\text{--}3100 \text{ \AA}$  wavelength range for each sub-exposure of each orbit of each visit as a function of the HST orbital phase. Clear trends are seen that are repeated in all orbits. The correlation of the flux with the HST orbital phase is typical of the HST/STIS thermal “breathing” effect as the HST is heated and cooled during its orbit, causing focus variations.

The shape and amplitude of these systematic variations can change between visits of the same target, as has been found in the STIS optical transit observations of HD 209458 (Brown et al. 2001; Charbonneau et al. 2002; Sing et al. 2008a,b) and HD 189733 (Sing et al. 2011; Huitson et al. 2012). Extensive experience with the optical STIS data over the last decade further indicates that the orbit-to-orbit variations within a single visit are both stable and highly repeatable outside of the first orbit, which displays a different trend (see Brown et al. 2001 and



**Fig. 2.** Total HST flux of each sub-exposure measured over the  $2900\text{--}3100 \text{ \AA}$  spectral domain as a function of the HST orbital phase (in  $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). *Upper plot:* transit #1. During this transit, successive HST orbits are shown (orbit #2, black crosses, orbit #3, blue diamonds, orbit #4, green triangles and orbit #5, red squares). *Middle plot:* same as upper plot for transit #2. *Lower plot:* same as upper plot for transit #3.

Charbonneau et al. 2002). Because of its repeatability, this effect can be corrected.

It can be seen in Fig. 2 that all orbits in transits #1 and #2 show similar trends, although the observations obtained during the planet’s transit (the in-transit orbit: orbit #4) and during ingress (orbit #3) have lower baseline flux levels compared to the corresponding out-of-transit orbits; this is due to the planetary transit itself.



To correct for the systematic trends introduced by the HST “breathing” effect, the transit depths were fitted simultaneously with a 4th order polynomial function of HST orbital phase, which is referred to hereafter as the “breathing” correction. This correction has proved to be very successful for removing systematic trends in past observations using STIS (e.g., Sing et al. 2008a; Ehrenreich et al. 2012; Bourrier et al. 2013). We investigated whether higher order terms were justified by calculating the Bayesian information criterion (BIC), which is defined as  $\chi^2 + k \ln n$  for a normal distribution, where  $k$  is the number of free parameters and  $n$  is the number of data points. It was found that higher order terms that are greater than 4th order were not justified.

In the case of transit #3, the 4th order polynomial correction still leaves a  $\pm 0.7\%$  residual fluctuation (Fig. 3). When a better accuracy is required (i.e., for transit “absorption depths”, or  $ADs$  of the order of 1.5% or less), we ignore transit #3, which brings more noise than information. In contrast, for larger  $ADs$ , transit #3 is included in the analysis.

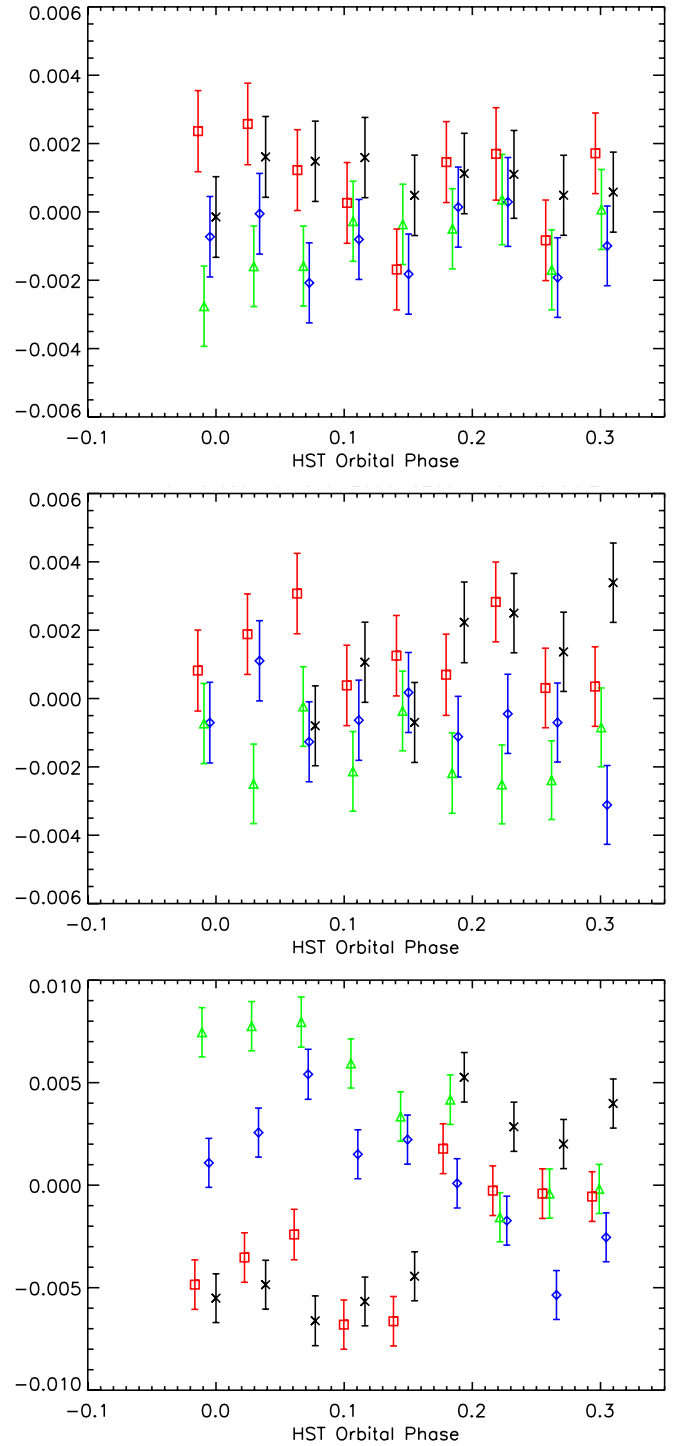
### 2.3. Baseline of the light curves and stellar activity

The variation in flux between orbits, as seen in transit #3, could be due to stellar variability. In the UV, where spectral lines can be very sensitive to the stellar activity, variations on the order of  $\pm 1.5\%$  in the UV are not unexpected. For example, some chromospheric lines can display variations of  $\sim 2\text{--}3\%$  per hour as in the case of the Sun (see e.g. Vidal-Madjar 1975; Lemaire 1984).

In the case of the Mg I and Mg II spectral line studies presented here, it is known that the Mg II line cores are formed from the higher parts of the photosphere to the upper part of the chromospheric plateau (Lemaire & Gouttebroze 1983), while the Mg I lines are formed in the upper part of the solar photosphere to the low chromosphere (Briand & Lemaire 1994). This means that the Mg II line cores are more sensitive to stellar activity (in the case of a G2V star) than the Mg I line core. Because no significant variations are seen in the core of the Mg II lines during transits (even during the third one, see Sect. 3.3) at a level of 2% at most, this means that we should expect even less perturbations due to stellar activity in the case of the Mg I line core study. Because the observed Mg I variations are above 6% (Sect. 3.2), we consider that variations due to stellar activity of the solar-like star HD 209458 are small enough to be properly corrected from now on, as was done with previous studies.

This comment also concerns the question of the stellar disk homogeneity. Such star-spot-like signatures, already seen in more active stars, could have some influence on the transit depth/shape and thus on the evaluations of the fitted parameters. The star HD 209458 which is of solar type and is quiet at the time of our observations since the Mg II perturbation, is  $\sim 2\%$ , any stellar disk inhomogeneity should affect less the Mg I (see spatial observations of the solar disk, e.g. Bonnet & Blamont 1968; Lemaire & Gouttebroze 1983). Again, Mg I show absorption signatures at the 6% level; these evaluations should not be affected significantly by possible stellar, spatial, or temporal activity.

In previous datasets (e.g., Sing et al. 2008a; Sing et al. 2011; Huitson et al. 2012), visit-long flux variations have been corrected by fitting a linear slope as a function of planetary phase for the baseline of the light curves during the entire visits. A simple linear slope over timescales of an HST-transit is found to be sufficient because stellar variability cycles have a typical duration of the order of several days. We also investigated the possibility of better fits to the data by light curves using higher degrees of the polynomial for the flux baseline. We found that the BIC does



**Fig. 3.** Same as Fig. 2 for the fluxes of each sub-exposure normalized by the total flux that is measured during the transit and corrected for all trends as discussed (see text). *Upper plot:* transit #1. The overall fluctuation after correction is  $\pm 0.2\%$ . *Middle plot:* same as upper plot for transit #2. Overall fluctuation:  $\pm 0.3\%$ . *Lower plot:* same as upper plot for transit #3. Note here the different ordinate scale showing the relatively more perturbed transit #3. For that transit, the overall fluctuation is  $\pm 0.7\%$ .

not improve significantly when using the 2nd degree polynomial for the baseline when binning the spectrum into 200 Å bins. For narrower spectral bands, the effect is even smaller. We therefore decided to use a linear function for the flux baseline in the fit to the light curves. This further shows that the stellar activ-

ity during our observations is low, as a perturbing stellar spot signature seen along the path of the planetary disk in front of the star would have led toward the selection of a higher degree polynomial.

#### 2.4. Fit of the light curves and de-trending model

For all spectral bands used in the analysis presented in the following sections, we applied the breathing correction (a 4th order function of the HST phase) and a linear baseline for the out-of-transit light curve to consider the visit-long stellar flux variations (linear function of the planetary phase). We used the model of Mandel & Agol (2000) to fit the transit light curve. The three transits were fitted simultaneously with the same functional form for the corrections but with separate correction parameters for each visit. One common value for the  $R_P/R_*$  parameter was used to fit all visits simultaneously. The orbital inclination of the system, central transit time, and  $a/R_*$  are fixed to the values from Hayek et al. (2012).

The de-trending model used for each visit is described by

$$F = F_0 * (a\phi + b_1\phi_{\text{HST}} + b_2\phi_{\text{HST}}^2 + b_3\phi_{\text{HST}}^3 + b_4\phi_{\text{HST}}^4 + 1), \quad (1)$$

where  $F_0$  is the baseline stellar flux level,  $a$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$ , and  $b_4$  are constant fitted parameters,  $\phi$  is planetary phase, and  $\phi_{\text{HST}}$  is HST orbital phase (for the breathing correction). These parameters are found by a fit to the data; they are different for each of the three visits.

Finally, we use the Kurucz (1993) 1D ATLAS stellar atmospheric models<sup>1</sup> and a 3-parameter limb darkening law to correct for the stellar limb darkening of the form:

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - c_2(1 - \mu) - c_3(1 - \mu^{3/2}) - c_4(1 - \mu^2), \quad (2)$$

where  $\mu = \cos(\theta)$  and  $\theta$  is the angle in radial direction from the disc center (see details in Sing 2010). The models were calculated at a very high resolution,  $R = 500\,000$ , to ensure that the limb darkening could be well described for the numerous spectral lines in the data. We used  $T_* = 6000$  K,  $\log g = 4.5$ , and metallicity = 0.0 as the closest approximation to HD 209458. The limb-darkening coefficients are fixed when fitting the planet transit light curve.

#### 2.5. Error estimation

To obtain an estimate of the absorption depth, ( $AD$ ), that is translatable into a planetary radius, we have to use the complete de-trending model and include the limb-darkening correction to the fit of the data, as described in Sect. 2.4. However, the error bars produced by MPFIT (Markwardt 2009), the code that we used to perform the simultaneous fit of the transit model and systematics correction, are an overestimate. Indeed, MPFIT determines error bars using the full covariance matrix, which means that it considers the effect of each parameter on the other parameters. Such error estimates overestimate differential absorption depths if a large portion of the systematic trends are common mode. This is discussed in more details for a specific case (see below Sect. 3.2).

Therefore, we used the comparison between in-transit and out-transit spectra and calculated the corresponding absorption depth ( $AD_{\text{In/Out}}$ ) to estimate the significance of a possible detected signal. By comparing the evaluated flux over any given

**Table 3.** Equation (1) coefficients used in the de-trending model of the two transits #1 and #2.

Transit #	1	2
a	0.045515510	-0.076254266
$b_1$	0.014154763	-0.14127084
$b_2$	-0.22566153	1.2484295
$b_3$	0.22764628	-7.2927994
$b_4$	0.43358347	12.768201

bandpass, over which the stellar flux is averaged in a similar manner for orbits #2 and #5 ( $F_2 + F_5$ ) on one hand and for orbits #3 and #4 ( $F_3 + F_4$ ) on the other, we have access to the relative absorption depth ( $AD_{\text{In/Out}}$ ):

$$AD_{\text{In/Out}} = 1 - \frac{(F_3 + F_4)}{(F_2 + F_5)}.$$

Using the errors provided by the STIS pipeline for each pixel of the corresponding observation, we can evaluate the error  $E_{\text{In/Out}}$  on the evaluated  $AD_{\text{In/Out}}$ :

$$E_{\text{In/Out}} = \frac{(F_3 + F_4)}{(F_2 + F_5)} \times \sqrt{\frac{E_3^2 + E_4^2}{(F_3 + F_4)^2} + \frac{E_2^2 + E_5^2}{(F_2 + F_5)^2}}.$$

Because the orbits #4 are completed during the ingress of each of the three planetary transits, the  $AD_{\text{In/Out}}$  estimate is expected to be lower than the  $AD$  obtained through a full fit of the light curve (Sect. 2.4). Because the in/out ratio is free from uncertainties introduced by correlation in the parameters of the fit, it can be used to obtain estimates of error bars on differential absorption depths and detection significance levels.

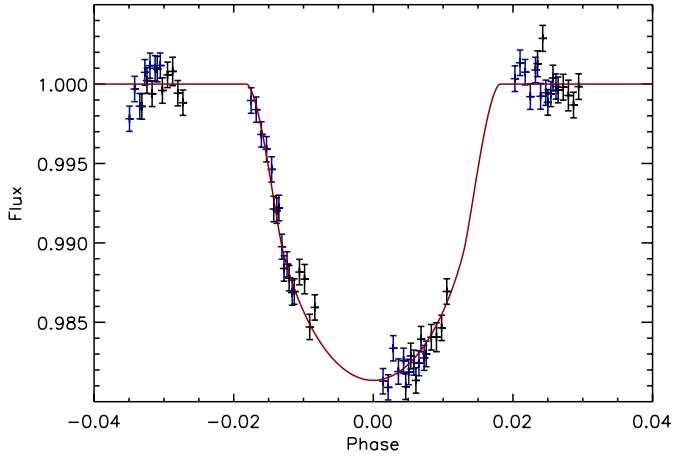
### 3. Data analysis

#### 3.1. Broadband transit absorption depths

We first looked for the transit signal over broad bands in the stellar continuum, which can be compared to the transit that is previously observed at longer wavelengths in the optical. At wavelengths of about 5000 Å, the depth of the transit light curve was measured to be  $AD \approx (R_P/R_*)^2 = 1.444\%$ , where  $R_P$  and  $R_*$  are the planetary and stellar radii, respectively (Sing et al. 2008a, 2009). From the variation of  $AD$  between 4000 Å and 5000 Å and assuming that the absorption at these wavelengths is dominated by Rayleigh scattering in the planet atmosphere (see Lecavelier des Etangs et al. 2008a), the  $AD$  at 3000 Å is expected to be  $AD_{3000} \sim 1.484\%$ . Using a fit to the data of transits #1 and #2 and the de-trending model as described in Sect. 2.4, we measured the planetary radii in 200 Å bins (Fig. 4). Here, we excluded the transit #3 data because it shows clear residual trends as a function of time (Sect. 2.2). Table 3 presents the coefficients as evaluated according to Eq. (1), and Table 4 shows the  $AD$  evaluated for the different spectral domains.

The  $AD$  measured here are consistent with the extrapolation, assuming Rayleigh scattering. However, our evaluations are not accurate enough to confirm that the variation of the  $AD$  as a function of wavelength follows the Rayleigh scattering law; a fortiori, this cannot be used to obtain an estimate of the atmospheric temperature. This limitation is mainly caused by the decrease in the stellar flux at short wavelengths, as can be seen in Table 4, where the errors clearly increase below 2700 Å.

<sup>1</sup> See <http://kurucz.harvard.edu>



**Fig. 4.** Transit light curves over the broadband 2900–3100 Å that show the measurements obtained over each individual sub-exposure (black dots for transit #1, and blue dots for transit #2) as a function of the planet’s orbital phase. The first and last group of points, before and after the transit, around phase  $-0.34$  and  $+0.25$  respectively, correspond to the Out of transit orbits #2 and #5, while the two other groups around phase  $-0.15$  and  $+0.05$  correspond to the In transit observations that are completed respectively during orbit #3 (during ingress) and orbit #4 (deep within the transit). The solid red line shows the fitted profile, including limb-darkening and instrument breathing corrections.

**Table 4.** Broadband absorption depths ( $AD$ ) measured over various spectral domains using the two first transit observations.

Start wavelength (Å)	End wavelength (Å)	$AD$ (%)	$AD$ error (%)
2300	2500	1.31	0.11
2500	2700	1.55	0.07
2700	2900	1.51	0.05
2900	3100	1.46	0.03

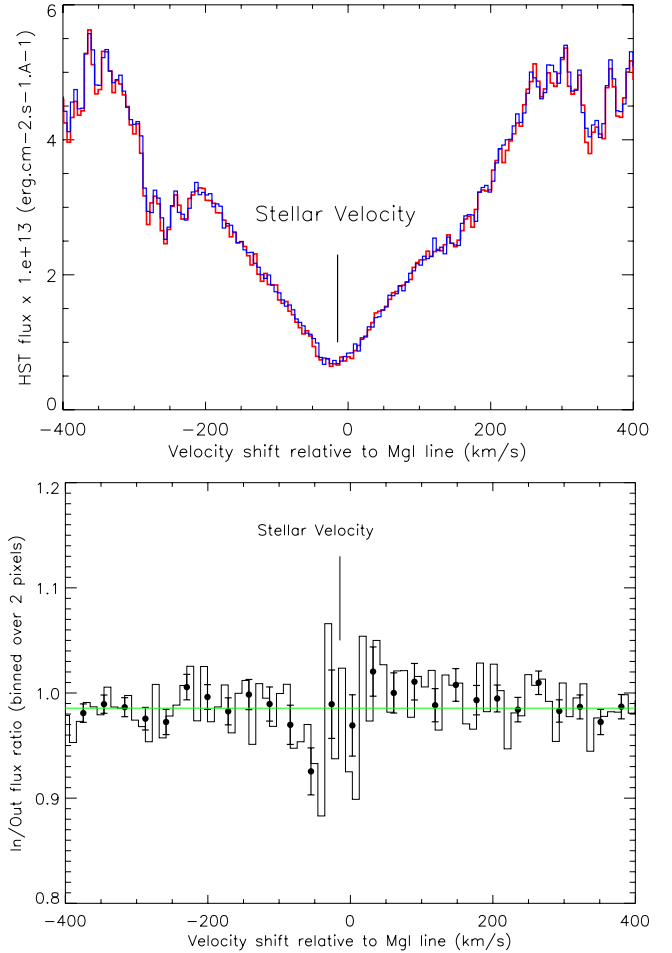
### 3.2. Mg I spectral absorption signature

Magnesium is an abundant species, and its neutral form presents a unique and strong spectral line, Mg I at 2852.9641 Å (Fig. 5). This deep line of about  $500 \text{ km s}^{-1}$  in width allows the measurement of the star radial velocity, which agrees with previous estimates ( $V_{\text{Star}} = -14.7 \text{ km s}^{-1}$ ; Kang et al. 2011).

In Fig. 5, the Out of the transit spectrum is the average of orbits #2 and #5, while the In transit one is the average of orbits #3 and #4. In both cases, these averages are completed over the three planet transit observations. The inclusion or exclusion of the third transit does not significantly alter the results. Around the Mg I line center, the In spectrum is seen to be lower than the Out spectrum (upper panel of Fig. 5). The In/Out ratio shows an excess absorption over several dozens of  $\text{km s}^{-1}$  in the blue side of the line (lower panel of Fig. 5). To evaluate precisely the absorption depth, we then use the fitting model described above.

#### 3.2.1. De-trending model study

To determine the width and velocity of the Mg I absorption signature, as suspected from the ratio plot (lower panel of Fig. 5), we fitted the data using the de-trending model over the three transits and evaluated the  $AD$  for a variable spectral band width. We found the spectral position for which the ratio  $\sigma = AD/E_{AD}$  is the largest, where  $E_{AD}$  is the uncertainty on the measured

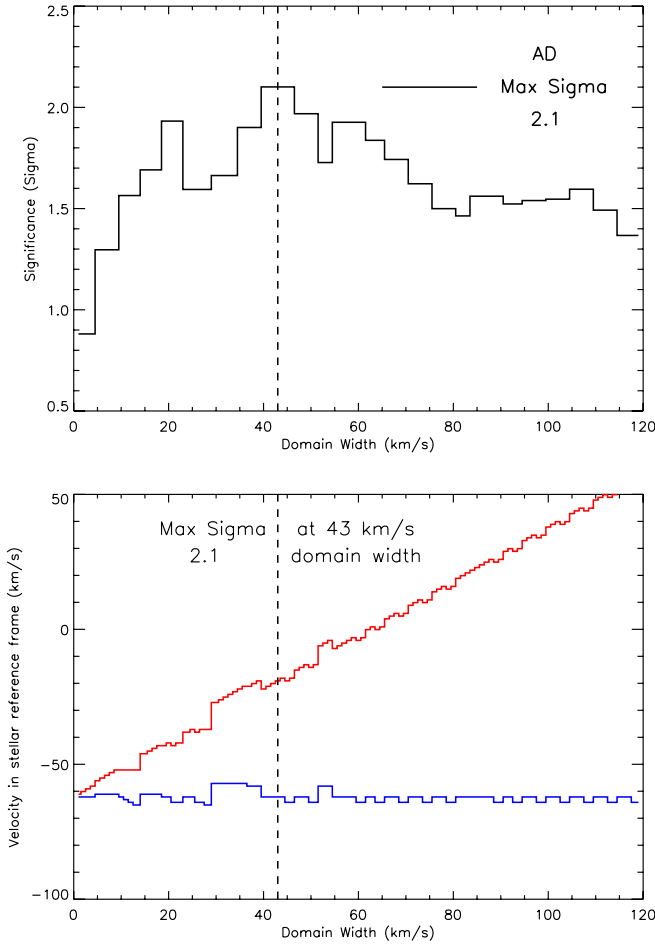


**Fig. 5.** Mg I line spectral region. *Upper panel:* the spectrum observed during the three transits. The average of orbits #2 and #5 (blue line) represent the Out of transit spectrum while the average of orbits #3 and #4 (red line) represent the In transit spectrum. Wavelengths are transformed into velocity shifts relative to the Mg I rest wavelength (individual pixels correspond to about  $5 \text{ km s}^{-1}$  bandwidth). *Lower panel:* the In/Out ratio of the two spectra (orbits #3 and #4 divided by orbits #2 and #5). The horizontal green line at the  $AD = 1.444\%$  level corresponds to the Sing et al. (2008a) absorption depth evaluation at 5000 Å. The histogram shows the ratio rebinned over one resolution element which is over two instrument pixels (about  $10 \text{ km s}^{-1}$ ). The black dots give the ratios rebinned by 6 pixels with corresponding error bars, showing a single feature detected at more than  $2\text{-}\sigma$  over a wide range of wavelengths.

absorption depth. As seen in Fig. 6, the strongest signature is found for a band width of  $43 \text{ km s}^{-1}$  extending from  $-62$  to  $-19 \text{ km s}^{-1}$ . We note that the blue edge of the absorption domain is sharp, as shown by the constant value of the minimum velocity of the band that provides the largest  $\sigma$ -ratio for the absorption ( $V_{\text{min}}$  around  $-62 \text{ km s}^{-1}$ ) and independent of the band width.

Since the evaluated absorption is over  $\sim 6\%$  and much larger than the nearby continuum  $AD^{\text{Cont}}$  levels ( $\sim 1.5\%$ ), the transit #3 can be used in the estimates obtained above, because the data of this transit does not introduce more than  $\pm 0.7\%$  fluctuations.

The atmospheric Mg I transit signal over narrow bandpasses, which is in excess to the transit seen over large bandpasses and where Mg I does not absorb the stellar light,  $AD^{\text{Excess}}$ , can be evaluated by comparing the total absorption depth ( $AD^{\text{Total}}$ ) in the considered spectral region (i.e. near 2853 Å) to the



**Fig. 6.** *Upper panel:* maximum detection level of the absorption depth in the Mg I line as a function of the band width. The maximum detection level is reached at the  $\sigma$ -ratio of 2.1 for a band width of  $43 \text{ km s}^{-1} \pm 3 \text{ km s}^{-1}$  ( $AD = 6.2 \pm 2.9\%$ ). *Lower panel:* velocity limits,  $V_{\min}$  (blue line) and  $V_{\max}$  (red line), of the band domains where the maximum of the significance level is reached as a function of the band width.  $V_{\min}$  is found to be roughly constant at about  $-62 \text{ km s}^{-1}$  (stellar reference frame). The position of the highest maximum signal-to-noise ratio at  $43 \text{ km s}^{-1}$  is shown by a vertical dashed line.

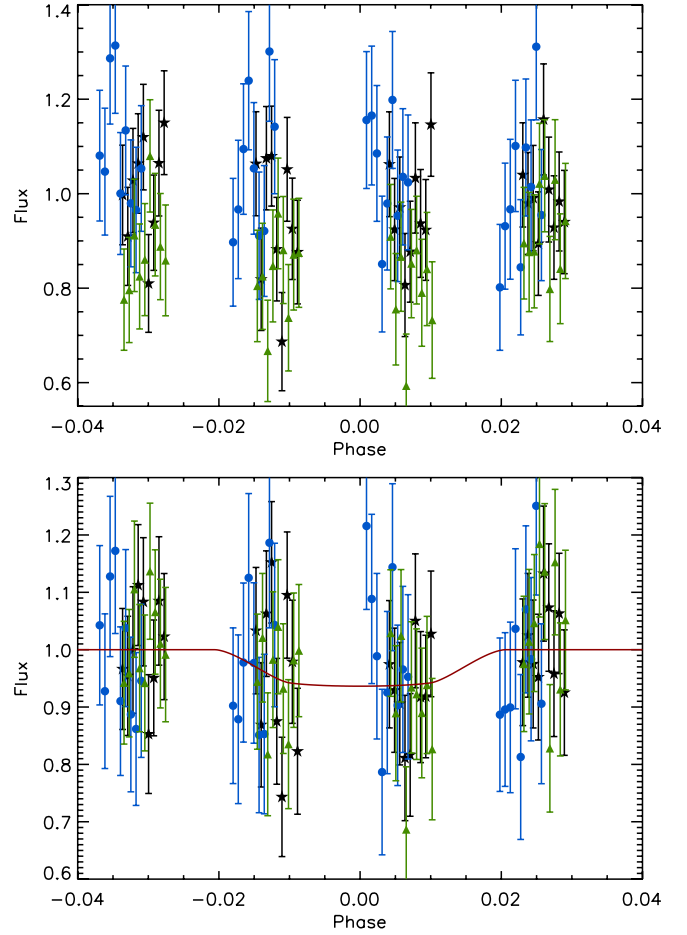
absorption signature in the nearby continuum ( $AD^{\text{Cont.}}$ ). The  $AD^{\text{Cont.}}$  is evaluated over two symmetric broad spectral domains ( $\sim 2 \text{ \AA}$  wide) on both sides of the Mg I line (from  $-2500$  to  $-500 \text{ km s}^{-1}$  in the blue side of the line and from  $+500$  to  $+2500 \text{ km s}^{-1}$  in the red side). This leads to an average nearby stellar continuum absorption,  $AD^{\text{Cont.}} = 1.4 \pm 0.1\%$ .

To estimate the excess absorption in the spectral line due to the atmosphere only, this value must be subtracted to the total absorption measurement. From the estimated absorption depth  $AD^{\text{Total}} = 6.2 \pm 2.9\%$  and by using the relation,

$$AD^{\text{Excess}} = 1 - \frac{(1 - AD^{\text{Total}})}{(1 - AD^{\text{Cont.}})},$$

we evaluate an Mg I absorption excess of  $AD^{\text{Excess}} = 4.9 \pm 2.9\%$ .

The whole de-trending model which includes the limb darkening correction, is adjusted over the observations for the spectral domain by providing the highest detection level for the absorption (from  $-62$  to  $-19 \text{ km s}^{-1}$ ; Fig. 7). We can however question the error bars estimates made via the fitting process because of the large number of parameters that are introduced and simultaneously fitted (breathing, light curve baseline, and the



**Fig. 7.** Transit light curve measured in the  $-62$  to  $-19 \text{ km s}^{-1}$  spectral domain. The out-of-transit reference corresponds to the measurements in the orbits #2 (before transit) and #5 (after transit). *Upper panel:* raw observations. *Lower panel:* the limb-darkening and all trend correction that are included along with the final global fit (red solid line). All subexposures (black dots for transit #1, blue dots for transit #2 and green dots for transit #3) are shown. The evaluated  $AD$  that corresponds to the spectral domain is equal to  $6.2 \pm 2.9\%$ . Note how flattened the limb-darkening looks: the reason being that the larger Mg I absorption gives a significantly larger planetary radius, which acts to smooth out the limb-darkening profile.

limb darkening corrections). To test these errors, we perturbed each parameter in the fit by  $\pm 1\sigma$  and found that the  $AD^{\text{Excess}}$  value changed by less than  $0.1\%$ , while the difference in  $AD^{\text{Total}}$  changed by  $0.9\%$  depending on the de-trending parameters used. We also found that a very similar spectrum as the one shown in Fig. 11 is produced by not fitting for trends at all. This seems to indicate that photon noise clearly dominates systematic noise in our small bins. Additionally, we found that the limb darkening correction made very little difference to the measured  $AD$  values; this is likely due to the large size of the planet's effective radius and the flatness of limb darkening at this wavelength (and as seen by comparison of Figs. 4 and 7). The difference between the  $AD$  obtained with the limb darkening correction using the model coefficients and without the correction entirely changed the  $AD^{\text{Excess}}$  value by only  $0.5\%$ .

### 3.2.2. $AD_{\text{In/Out}}$ study

To further investigate the systematic effects, we evaluated the same absorption signatures by conducting a similar study at this wavelength range and using the  $AD_{\text{In/Out}}$  evaluations

(Sect. 2.5). For the same spectral domain as above (from  $-62$  to  $-19$   $\text{km s}^{-1}$ ), the In/Out estimates lead to a total absorption depth of  $AD_{\text{In/Out}}^{\text{Total}} = 7.5 \pm 1.6\%$ . The average stellar continuum absorption is  $AD_{\text{In/Out}}^{\text{Cont.}} = 1.2 \pm 0.1\%$ . Thus, the Mg I absorption excess is  $AD_{\text{In/Out}}^{\text{Excess}} = 6.4 \pm 1.6\%$ . This corresponds to a detection level of the atmospheric Mg I of  $\sigma_{\text{In/Out}} = 4.0$ .

Here, the detection level of the absorption signature of atmospheric Mg I is higher. This is not because the absorption depth value has changed (from 6.2 to 7.5%), but occurs when the error evaluation is significantly lower (from 2.9 to 1.6%). We can explain this result by the fact that the systematics are strongly tight together between the different orbits datasets and that their effect is almost washed out when comparisons are made between different orbits. They are even more washed out when relative  $AD^{\text{Excess}}$  evaluations are made using the procedure of comparison between in-transit and out-transit data.

Using a planetary radius given by  $(R_P/R_*)^2 = 1.444\%$ , an absorption of 7.5% corresponds to an opaque magnesium atmosphere that extends up to about  $2.3 R_P$ , an altitude level in the thermosphere/exosphere region where the blow off process starts to be effective (see e.g., Koskinen 2013a,b).

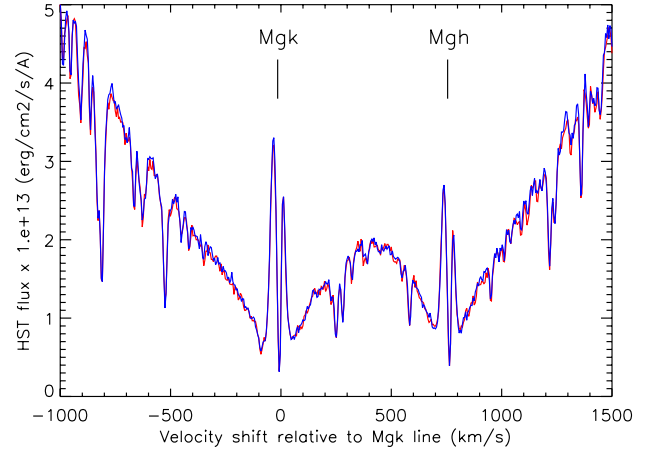
### 3.2.3. Significance and summary of the Mg I spectral absorption signature

We calculated the false-positive probability (FPP) to find a Mg I absorption excess that was at least as significant as the one detected in the data but caused by noise only. This requires defining a priori the kind of signatures that would be considered a posteriori as an atmospheric absorption feature. In particular, we need to define the wavelength range (and the corresponding velocity range) around the Mg I line center, where any absorption could be considered as a plausible absorption due to magnesium in the planet environment. Observationally, the highest velocity ever detected in an exoplanet atmosphere is  $-230$   $\text{km s}^{-1}$  in the case of H I in the blue wing of the Lyman-alpha line (Lecavelier des Etangs et al. 2012). No absorption signature was also ever detected at more than  $+110$   $\text{km s}^{-1}$  in the red wing of a stellar line during transit observations (Bourrier et al. 2013). On the theoretical side, numerical simulations show that the radial velocity of a magnesium atom pushed by radiation pressure cannot exceed  $-230$   $\text{km s}^{-1}$  when it transits in front of the stellar disk of HD 209458. We thus considered a *conservative* velocity range of  $[-300; 150]$   $\text{km s}^{-1}$ , for which any absorption may have been interpreted as possibly caused by atmospheric magnesium. This conservative velocity range yields a FPP of 13%. Nonetheless, all the observed properties of the signature are well explained by our simple dynamical model (Sect. 4.3), which can explain absorption only within the velocity range  $[-230; 0]$   $\text{km s}^{-1}$ . This velocity range yields a corresponding FPP of 6%. If we consider only the features with properties (velocity, strength, absorption profile) which can be reproduced by this model with plausible physical quantities (for ionization, escape rate, etc.) as a positive detection, the corresponding FPP would be even lower than 6% but this is difficult to quantify.

There is also an apparent absorption feature around  $0$   $\text{km s}^{-1}$  in Fig. 5. This feature is spread over at most 4 pixels (two resolution elements). We also calculated its FPP and found that this feature has about 75% chance to be spurious and only due to statistical noise in the data.

### 3.3. Mg II spectral absorption signature

With the detection of the Mg I signature (Sect. 3.2), the acknowledgement that ionized species have already been detected



**Fig. 8.** Mg II lines spectral region (Mg II-k line at  $2796.35$  Å and Mg II-h line at  $2803.53$  Å). The spectrum is observed during the two first transits. The average of orbits #2 and #5 (blue line) represents the Out of transit spectrum, while the average of orbits #3 and #4 (red line) represents the In transit spectrum. Wavelengths are transformed into velocity shifts relative to the Mg II-k line (individual pixels correspond to about  $5$   $\text{km s}^{-1}$  bandwidth).

in the HD 209458 b planetary atmosphere (Vidal-Madjar et al. 2004; Linsky et al. 2010), and the acknowledgement that Mg II was possibly detected in another extrasolar planet atmosphere (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012), we thought there was a good prospect for the detection of ionized magnesium through the strong doublet at  $2803.5305$  Å (Mg II-h) and  $2796.3518$  Å (Mg II-k). The presence of a doublet is a clear advantage, because this allows us to check both lines for absorption signatures. With the doublet lines spectral separation translated into radial velocities on the order of  $770$   $\text{km s}^{-1}$ , any signal due to ionized magnesium with no more than a  $\pm 400$   $\text{km s}^{-1}$  radial velocity separation benefits from two independent simultaneous observations.

Figure 8 shows the spectral region of the Mg II doublet. A self-reversed emission can be seen in the core of each line, which is due to the stellar chromosphere. Additional absorption at the center of that chromospheric emission is mainly due to the interstellar absorption, which is slightly redshifted relative to the star reference frame.

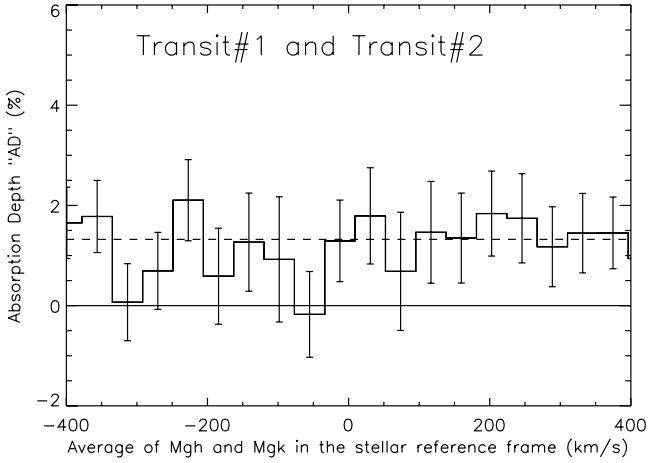
We searched for Mg II absorptions using  $43$   $\text{km s}^{-1}$  wide spectral domains (Fig. 9). We did not detect any Mg II absorption down to 1%  $AD$  level. We found that the average absorption depth in all of the  $43$   $\text{km s}^{-1}$  bins corresponds exactly to the absorption depth measured in the nearby stellar continuum. We also searched over broader and narrower domains and found no significant absorption signature. Finally, we also searched for Mg II signatures independently within each of the three transits observations without any positive result.

The non-detection of excess absorption in the Mg II lines (with upper limit of about 1% in  $AD$ ) is in strong contrast with the Mg I detection with  $AD \sim 6.2$ – $7.5\%$  (Sect. 3.2). This shows that most of the magnesium must be neutral up to at least  $2 R_P$  distance from the planet center.

## 4. Discussion

### 4.1. Mg II non-detection

The non-detection of Mg II absorption from the planetary atmosphere cannot be interpreted by strong interstellar extinction as in the case of the WASP-12 system (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012). Indeed, stellar Mg II chromospheric emissions in the



**Fig. 9.** Absorption depth in  $43 \text{ km s}^{-1}$  band widths (histogram), as measured around the Mg II doublet at  $\sim 2800 \text{ \AA}$  by using orbit #2 and #5 as the out-of-transit reference. The absorption depth is averaged over the two Mg II lines. The absorption depth in the stellar continuum (dashed horizontal line) is measured using the two sides of the Mg II doublet (from  $-3000$  to  $-1000 \text{ km s}^{-1}$  and from  $+1000$  to  $+3000 \text{ km s}^{-1}$ ).

core of the two lines are clearly seen in the case of HD 209458, showing a low interstellar absorption. In light of the Fossati et al. (2010) early ingress detection of the planetary transits in the Mg II lines, we searched for pre- or post-transit absorption signatures in the Mg II light curve. We did not find any significant signal before or after the transit in neither the data of the orbits #2 nor of the orbits #5. As a result, we conclude that no Mg II absorption is detected with an upper limit of 1% on the absorption depth.

#### 4.2. Search for a cometary-like tail signature

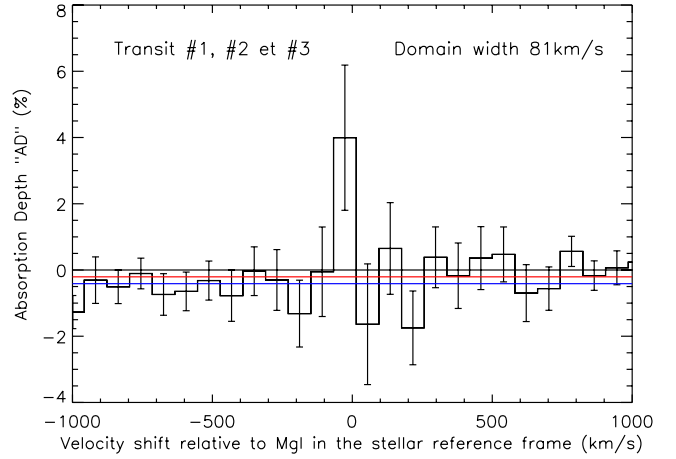
Because a transit of a cometary-like tail can be observed *after* the planetary transit, which is possibly during orbit #5, we have compared orbit #2 (pre-transit) and orbit #5 (post-transit). For this we have evaluated the absorption depth due to the putative gaseous tail ( $AD_{\text{In/Out,Tail}}$ ) by measuring the difference between the flux as measured before and after the transit:

$$AD_{\text{In/Out,Tail}} = \frac{F_2 - F_5}{F_2}.$$

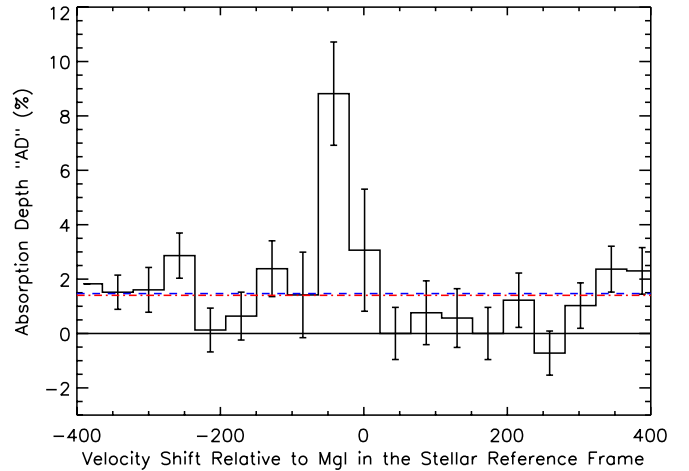
As expected, the evaluated differences are close to zero (Fig. 10). The average of the evaluations made over two symmetric broad spectral domains on both sides of the Mg I line (over the  $-2500$  to  $-500 \text{ km s}^{-1}$  blue domain and the  $+500$  to  $+2500 \text{ km s}^{-1}$  red domain) is also nearly equal to zero. However an outliers measurement near the Mg I line core is obtained at a maximum differential  $AD_{\text{In/Out,Tail}}$  of about  $4.0 \pm 2.2\%$  over a blue-shifted,  $81 \text{ km s}^{-1}$  wide domain from  $-67$  to  $+14 \text{ km s}^{-1}$  in the stellar reference frame. This absorption signature, as detected in data collected after the planetary transit, suggests the presence of a tail of magnesium transiting after the planet.

We also find that the average of the  $AD_{\text{In/Out,Tail}}$  differences estimated in the entire  $-2500$  to  $+2500 \text{ km s}^{-1}$  spectral range (ignoring the 4% outlier) is equal to  $-0.4 \pm 0.4\%$ . This shows that the stellar flux variations on the average over the three transits are negligible and that stellar activity and star spots are not a concern in our study, as previously discussed in Sect. 2.3.

Because of this possible Mg I absorption in orbit #5, the estimates of the transit absorption that are obtained using a fit with



**Fig. 10.** Mg I  $AD_{\text{In/Out,Tail}}$  differences between the orbit #5 (before planetary transit) and the orbit #2 (after transit) using a  $81 \text{ km s}^{-1}$  band width (histogram). For comparison, the same differences have been measured in the stellar continuum blue-ward and red-ward of the Mg I line (blue and red lines, respectively). No differential absorption is detected, except in a single pixel that corresponds to a blue-shifted velocity domain from  $-67$  to  $+14 \text{ km s}^{-1}$  (see text).



**Fig. 11.** Absorption depth in  $43 \text{ km s}^{-1}$  band widths (histogram), as measured around the Mg I line by using only the orbit #2 as the out-of-transit reference. The absorption depths measured in the stellar continuum in the  $+500$  to  $+2500 \text{ km s}^{-1}$  range (red side continuum, red dot-dashed line) and in the  $-2500$  to  $-500 \text{ km s}^{-1}$  range (blue side continuum, blue dashed line) are also shown. The  $AD^{\text{Total}}$  absorption depth is measured to be  $8.8 \pm 2.1\%$  in the velocity domain from  $-67$  to  $-19 \text{ km s}^{-1}$ .

a model of an opaque spherical body could be biased. We thus repeated the fitting process with a modified de-trending model, in which only orbit #2 is used as the out-of-transit reference. We note the corresponding absorption depths  $AD'$  (Fig. 11). We obtain the following results:  $AD'^{\text{Cont.}} = 1.3 \pm 0.1\%$ ,  $AD'^{\text{Total}} = 8.8 \pm 2.1\%$  ( $4.2\sigma$ ), and  $AD'^{\text{Excess}} = 7.5 \pm 2.1\%$ .

Using a planetary radius given by  $(R_p/R_*)^2 = 1.444\%$ , an absorption of 8.8% corresponds to about  $2.5 R_p$ . However, the Mg I absorbing cloud of gas is likely asymmetric because the Mg I absorption is detected only in the blue wing of the line (between  $-62$  and  $-19 \text{ km s}^{-1}$ ); this possibility is strengthened by the detection of a tail transiting after the planetary body. Therefore, these values of Mg I altitude represent a lower limit and the detected Mg I atoms can be much higher in the planetary atmosphere.

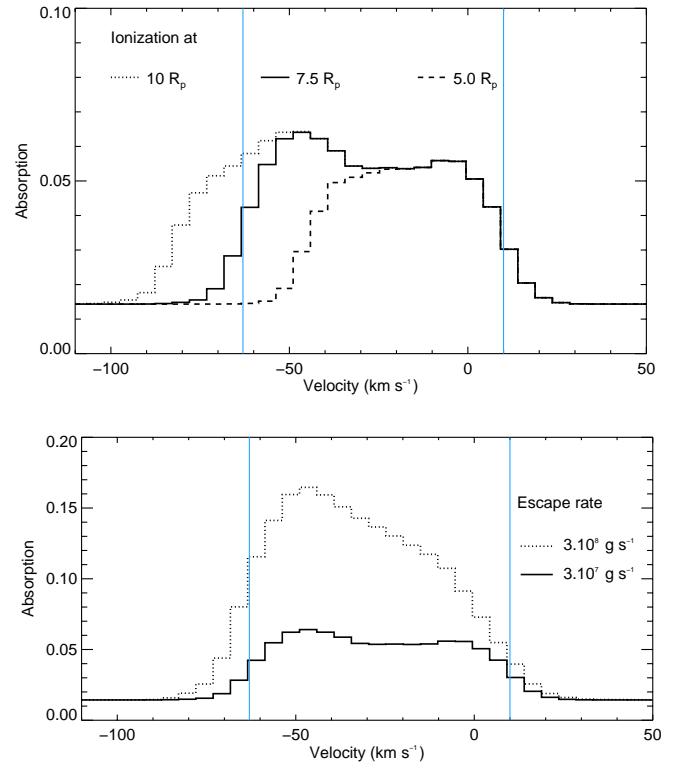
### 4.3. Dynamics of escaping magnesium atoms

All theoretical models with hydrodynamical escape (e.g. Koskinen et al. 2013b and references there in) predict the blow-off escape velocity to be in the 1 to 10 km s<sup>-1</sup> range (at  $\sim 2R_p$ ). Here, atomic magnesium is observed to be accelerated after release, reaching velocities in the range of  $-62$  to  $-19$  km s<sup>-1</sup>. In the exosphere, Mg I atoms are in a collisionless region and naturally accelerate away from the star by radiation pressure. As a result, magnesium atoms in the exosphere are expected to be blue shifted velocities, as observed.

We have developed a numerical simulation, following those done for H I atoms (see Lecavelier des Etangs et al. 2012 for HD 189733 b; Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013 for HD 189733 b and HD 209458 b) to calculate the dynamics of magnesium atoms. In the simulation, the Mg I particles are released from a level  $R_0$  within the atmosphere at the blow-off flow velocity, which is assumed to be 10 km s<sup>-1</sup>. The atoms' dynamics are calculated by considering the gravity of the planet and the star, as well as the stellar radiation pressure. This last force acts in the opposite direction of the stellar gravity and progressively accelerates the particles away from the star up to velocities similar to the observed blue shifted atmospheric absorption. We also consider that radiation pressure is directly proportional to the velocity-dependent stellar flux, as seen by the moving particles. Because of the profile of the stellar line near the Mg I resonance line (Fig. 5) with a stronger flux away from the line center, the particle acceleration increases with their velocity blueward of the line. The Mg I atoms are ionized by the stellar flux but also recombined if the ambient electron volume density is high enough (see below). We represented the balance of these two effects by setting an ionization radius,  $R_{\text{ion}}$ , above which magnesium atoms are all ionized. Above this cut-off radius, the electron volume density is too low to allow efficient recombination of Mg II into Mg I. The third parameter of the simulation is the Mg I escape rate,  $\dot{M}[\text{Mg}]$ .

The results of the numerical simulation are shown in Fig. 12 with two varying parameters:  $R_{\text{ion}}$  and  $dM/dt[\text{Mg}]$ . The parameter  $R_0$  was fixed at  $2 R_p$  at about the exobase level, where collisions become negligible (note that the value of  $R_0$  is found to have no significant impact on the results). Our first aim was to reproduce the sharp velocity limit of the detected absorption signature around  $-60$  km s<sup>-1</sup> in the stellar reference frame. Our second goal was to reproduce the absorption depth measured in the Mg I line as a function of the radial velocity, especially with the absorption of the velocity range  $[-62; -19$  km s<sup>-1</sup>], which is measured to be about 6%. We found that the blueward velocity limit and the absorption depth can be fitted in a straightforward manner, because they are constrained independently by the cut-off radius and the escape rate, respectively (see Fig. 12). We found that our observations are well reproduced for  $R_{\text{ion}} \sim 7.5 R_p$  and  $dM/dt[\text{Mg}] \sim 3 \times 10^7$  g s<sup>-1</sup>. Assuming a solar abundance of magnesium ( $\sim 4 \times 10^{-5}$  with respect to hydrogen, see Asplund et al. 2009), this last result corresponds to an H I escape rate from HD 209458 b of  $\sim 3 \times 10^{10}$  g s<sup>-1</sup>. This is consistent with the escape rate of neutral hydrogen as derived from Lyman- $\alpha$  observations (see e.g., Lecavelier des Etangs et al. 2004; Ehrenreich et al. 2008; Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013).

The planetary radius that corresponds to the AD of 6–8% ( $\sim 2.5 R_p$ ) is different from the estimated cut-off radius  $R_{\text{ion}}$  of Mg I at about  $7.5 R_p$ . This is explained because the  $2.5 R_p$  estimation assumes a cloud with a spherical symmetry, while the geometry of the occulting gas is not spherically symmetric but



**Fig. 12.** Theoretical absorption depth of Mg I, as calculated using numerical simulations of the escape of magnesium atoms accelerated by stellar radiation pressure. *Upper panel:* AD as a function of the radial velocity for various ionization cut-off radii (in  $R_p$  units). We find that a cut-off of  $7.5 R_p$  provides an AD profile that matches the velocity range of the observed absorption on the blue edge (indicated by the leftward vertical line); the other velocity limit shown is around 10 km s<sup>-1</sup> (the other vertical line), which is independent of the radiation pressure model calculation, since it is related to the assumed blow-off velocity; this profile is obtained for a magnesium mass loss rate of  $3 \times 10^7$  g s<sup>-1</sup>. *Lower panel:* same as above for an ionization cut-off radius of  $7.5 R_p$  and two different Mg I escape rates. This shows that the two main parameters of the model (escape rate and cut-off radius) can be constrained independently through the measurement of the absorption depth and the velocity range of the gas.

pushed by radiation pressure in a comet-like tail that trails behind the planet. Of course, this requires a cloud that is more extended on only one side to produce a similar absorption depth.

### 4.4. Magnesium ionization and recombination

The mere presence of atomic magnesium may appear surprising in the exosphere of HD 209458 b, because this neutral species has a low ionization potential of 7.65 eV. As a comparison to the HD 209458 b environment, carbon is found in its ionized form (Vidal-Madjar et al. 2004; Linsky et al. 2010), while the carbon ionization potential (11.26 eV) is larger than that for magnesium (7.65 eV).

However, there is a similar situation in the local interstellar medium, where neutral atomic magnesium is observed. To explain such a paradoxical situation, it was shown that the Mg II recombination is extremely sensitive to the medium temperature (see Fig. 8 of Lallement et al. 1994). Indeed the dielectronic recombination rates of Mg II steeply rises at temperatures above 6000 K (Jacobs et al. 1979). With this mechanism being the most effective to recombine Mg II at temperature above  $\sim 3000$  K, the balance between that recombination mechanism

and all ionization mechanisms is such that Mg I can survive in this astrophysical environment.

In the planetary atmosphere, the detection of atomic magnesium through the Mg I line shows that the electronic volume density must be large enough to allow the Mg II recombination to overcome all the possible ionization mechanisms. These ionization mechanisms are: i) the UV photo-ionization from the nearby star; ii) the electron-impact ionization (see e.g. Voronov 1997); iii) the charge-exchange of Mg I with protons (see e.g. Kingdon & Ferland 1996) and iv) the charge-exchange of Mg I with He II.

Because the situation is certainly far from equilibrium in these upper parts of the atmosphere, the electron and proton volume densities are likely different. He II may also play a non-negligible role. It is thus very difficult to evaluate the charge-exchange ionization rates. The electron-impact ionization may also be significant at very high temperatures. For instance, the ionization overcomes the dielectronic recombination at temperature above  $\sim 9000$  K by using extrapolation of electron-impact ionization rates given by Voronov (1997). However, the rates given by Voronov (1997) are given for temperatures above  $\sim 11000$  K and may not apply at lower temperature regimes. Because of the large uncertainties on the effective rate of electronic ionization at temperatures below  $11000$  K, we decided to consider both situations with and without this ionization mechanism (Fig. 13).

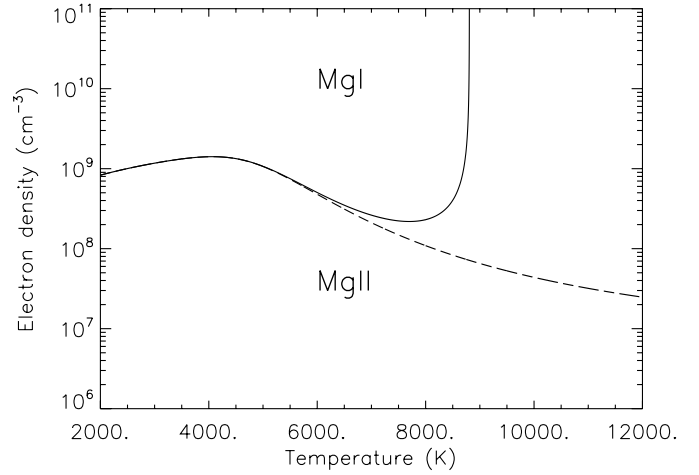
Among the ionization mechanisms, the photoionization can be easily calculated. To estimate ionizing UV flux at  $0.047$  AU from HD 209458, we used  $F_{\text{HD 209458 b}}(\lambda)$ , the stellar UV flux at wavelengths below the ionization threshold of  $1621 \text{ \AA}$  as measured by Vidal-Madjar et al. (2004). The photoionization cross-section as a function of wavelength  $\sigma_{\text{ion}}(\lambda)$  for the  $3s^2 \text{ } ^1\text{S}$  ground state of Mg I is taken from Merle et al. (2011). We thus found the magnesium ionization rate to be

$$\Gamma_{\text{ion}} = \int^{1621 \text{ \AA}} \frac{F_{\text{HD 209458 b}}(\lambda) \sigma_{\text{ion}}(\lambda)}{hc} \lambda d\lambda = 4.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}.$$

At the short orbital distance from the star, the magnesium is therefore quickly photoionized with a short timescale of about  $0.6$  h. The presence of atomic magnesium at altitudes up to several planetary radii from the planet can hence be explained only if the recombination is efficient enough to compensate for the ionization.

The radiative and dielectronic recombination rates can be found in the literature. These recombination rates depend upon two atmospheric parameters: the electron temperature and the electron volume density (e.g., Frisch et al. 1990). The dielectronic recombination rate,  $\alpha_{\text{rec di}}$ , is highly temperature-dependent and quickly rises at temperatures above  $6000$  K. We used the dielectronic rate given by  $\alpha_{\text{rec di}} = 1.7 \times 10^{-3} T^{-1.5} \exp(-T^0/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  with  $T^0 = 5.1 \times 10^4 \text{ K}$  and the radiative rate given by  $\alpha_{\text{rec rad}} = 1.4 \times 10^{-13} (T/10^4)^{-0.855} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Aldrovandi & Pequignot 1973). The total recombination rate is given by  $\alpha_{\text{rec}} = \alpha_{\text{rec di}} + \alpha_{\text{rec rad}}$ .

To estimate the electronic temperature and volume density needed to explain the detection of atomic magnesium, we calculated the ionization-recombination balance of magnesium exposed to the ionizing UV flux at  $0.047$  AU from HD 209458. Because of the unknown efficiency of ionization mechanisms other than photoionization, we decided to consider only photoionization and possibly the electron-impact ionization rate extrapolated from Voronov (1997). With this limitation, the calculated ionization rate is a lower limit, and the corresponding electron density is also a lower limit. This lower limit on the



**Fig. 13.** Electron volume density needed to obtain the magnesium ionization equilibrium as a function of the temperature. At a lower density, the magnesium is mostly ionized, while the magnesium is mostly in its atomic form at higher density. The ionization rate is calculated using the electron-impact ionization rate extrapolated from the rate of Voronov (1997) that is combined with the photo-ionization rate (solid line) or the photo-ionization rate only (dashed line).

electronic density that is needed to obtain the magnesium ionization equilibrium is calculated as a function of the temperature (Fig. 13). It is noteworthy that the required electronic density must be above  $10^8$ – $10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Considering the uncertainties in the modeling of the upper atmosphere and in the ionization/recombination rates, the possible effect of the unknown magnetic field, and the error bars on the Mg I detection, the electron density required is in reasonable agreement with the value estimated by Koskinen et al. (2013a; see their Fig. 9). This value is simply deduced from the Koskinen et al. (2013a) model proton density by assuming that the medium is neutral, which should be true somewhere below the altitudes considered here.

If the rise in electron-impact ionization efficiency, as given by Voronov (1997) applies to this temperature regime, we conclude that the temperature must be below  $\sim 9000$  K (Fig. 13). The larger efficiency of the dielectronic recombination also favors temperature above  $\sim 6000$  K. Thus, the present detection of magnesium provides new constraints on the density and temperature, high in the exosphere of HD 209458 b, up to  $\sim 7.5 R_p$ . Previously, the measurement of the temperature at the highest altitude in the thermosphere was obtained through analysis of the absorption in the core of the Na I line (Vidal-Madjar et al. 2011a,b); this constrained a temperature of  $\sim 3600$  K at  $10^{-7}$  bar, which corresponded to a density of  $\sim 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Here, the detection of atomic magnesium, which requires high temperature and electron density at high altitudes in the atmosphere, extends the temperature-altitude profile in the thermosphere, which is already probed deeper through the sodium line profile. With a lower limit for the electron density of  $10^8$ – $10^9 \text{ cm}^{-3}$  typical of the base of the exosphere and velocity characteristics of acceleration by radiation pressure, the detected magnesium atoms provide a new insight into the transition region between the upper part of the thermosphere and the bottom of the exosphere, where the atmospheric escape is taking place.

## 5. Conclusion

Here, we presented the detection of absorption in the Mg I line during the planetary transit, which is due to magnesium atoms at



high altitude in the atmosphere of HD 209458 b. We measured an atmospheric absorption of  $6.2 \pm 2.9\%$  in the velocity range from  $-62$  to  $-19 \text{ km s}^{-1}$ , which presents a FPP of being due to noise of about 6%. In addition, no extra absorptions in the Mg II lines were found with an upper limit of about one percent.

From this Mg I detection, we derived the following consequences:

- The high ionization rate of magnesium by the stellar UV photons implies that dielectronic recombination of Mg II must be efficient, which requires a high electronic density above  $10^8$ – $10^9 \text{ cm}^{-3}$ .
- Because thermal escape of heavy species like magnesium is inefficient (even at 10 000 K), the detection of escaping magnesium confirms the scenario of an hydrodynamical escape (blow-off scenario).
- A numerical simulation shows that the velocity range of observed magnesium is easily explained through acceleration by radiation pressure. Pushed away by radiation pressure, the magnesium must be in atomic form for distances up to about 7.5 planetary radii for the planet center.
- This numerical simulation also allows an estimate of the magnesium escape rate of  $\sim 3 \times 10^7 \text{ g/s}$ , which is consistent with the measured HI escape rate, if we assume a solar abundance.
- Finally, a cometary tail geometry of the magnesium, as predicted by the numerical simulation, is possibly detected through residual absorption in the post-transit data. If true, the estimate of the absorption depth of Mg I must be revised to a higher value of about  $8.8 \pm 2.1\%$ .

*Acknowledgements.* Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with program #11576. The authors acknowledge financial support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). The authors also acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 Exo-Atmos. J.-M.D. acknowledges funding from NASA through the Sagan Exoplanet Fellowship program administered by the NASA Exoplanet Science Institute (NExSci). D.K.S. and C.M.H. acknowledges support from STFC consolidated grant ST/J0016/1. D.E. acknowledges the funding from the European Commissions Seventh Framework Programme as a Marie Curie Intra-European Fellow (PIEF-GA-2011-298916). J. C. McConnell passed away on July 29, 2013. He was a highly respected scientist. We all would like to dedicate the present study to him. John “Jack” was more than a colleague, a friend; we deeply miss him. Jack was the first who understood that the atmospheric blow-off mechanism, which had never been directly observed before, as the phenomenon, takes place in the HD 209458 b atmosphere.

## References

Aldrovandi, S. M. V., & Pequignot, D. 1973, *A&A*, 25, 137  
 Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481  
 Ballester, G. E., Sing, D. K., & Herbert, F. 2007, *Nature*, 445, 511  
 Barman, T. 2007, *ApJ*, 661, L191  
 Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61  
 Ben-Jaffel, L. 2008, *ApJ*, 688, 1352  
 Bonnet, R. M., & Blamont, J. E. 1968, *Sol. Phys.*, 3, 64  
 Bourrier, V., & Lecavelier des Etangs, A. 2013, *A&A*, 557, A124

Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Dupuy, H., et al. 2013, *A&A*, 551, A63  
 Briand, C., & Lemaire, P. 1994, *A&A*, 282, 621  
 Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. 2001, *ApJ*, 552, 699  
 Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377  
 Deming, D., Wilkins, A., McCullough, P., et al. 2013, *ApJ*, 774, 95  
 Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2008, *A&A*, 492, 585  
 Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933  
 Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 547, A18  
 Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, L222  
 Frisch, P. C., Welty, D. E., York, D. G., & Fowler, J. R. 1990, *ApJ*, 357, 514  
 Haswell, C. A., Fossati, L., Ayres, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, 79  
 Hayek, W., Sing, D., Pont, F., & Asplund, M. 2012, *A&A*, 539, A102  
 Hebb, L., Collier-Cameron, A., Loeillet, B., et al. 2009, *ApJ*, 693, 1920  
 Huitson, C. M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2477  
 Jacobs, V. L., Davis, J., Rogerson, J. E., & Blaha, M. 1979, *ApJ*, 230, 627  
 Kang, W., Lee, S.-G., & Kim, K.-M. 2011, *ApJ*, 736, 87  
 Kington, J. B., & Ferland, G. J. 1996, *ApJS*, 106, 205  
 Knutson, H. A., Charbonneau, D., Noyes, R. W., Brown, T. M., & Gilliland, R. L. 2007, *ApJ*, 655, 564  
 Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. 2013a, *Icarus*, 226, 1678  
 Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Harris, M. J., & Lavvas, P. 2013b, *Icarus*, 226, 1695  
 Lallement, R., Bertin, P., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., & Bertaux, J. L. 1994, *A&A*, 286, 898  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1  
 Lecavelier des Etangs, A., Pont, F., Vidal-Madjar, A., & Sing, D. 2008a, *A&A*, 481, L83  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., & Sing, D. 2008b, *A&A*, 485, L865  
 Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *A&A*, 543, L4  
 Lemaire, P. 1984, *Adv. Space Res.*, 4, 29  
 Lemaire, P., & Gouttebroze, P. 1983, *A&A*, 125, 241  
 Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291  
 Mandel, K., & Agol, E. 2002, *ApJ*, 580, L171  
 Markwardt, C. B. 2009, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII. Non-linear Least-squares Fitting in idl with mpfit*, eds. D. A. Bohlender, D. Durand, & P. Dowler (San Francisco: ASP), ASP Conf. Ser., 411, 251  
 Merle, T., Thévenin, F., Pichon, B., & Bigot, L. 2011, *MNRAS*, 418, 863  
 Sing, D. K. 2010, *A&A*, 510, A21  
 Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., & Ballester, G. 2008a, *ApJ*, 686, 658  
 Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2008b, *ApJ*, 686, 667  
 Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 1443  
 Swain, M. R., Tinetti, G., Vasisht, G., et al. 2009, *ApJ*, 704, 1616  
 Vidal-Madjar, A. 1975, *Sol. Phys.*, 40, 69  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143  
 Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57  
 Vidal-Madjar, A., Sing, D. K., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2011a, *A&A*, 527, A110  
 Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2011b, *A&A*, 533, 4  
 Voronov, G. S. 1997, *Atom. Data Nucl. Data Tables*, 65, 1  
 Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167

## 7.5 Conclusions

Nous pouvons tirer de l'analyse des raies du magnésium pendant le transit de HD209458b les conclusions suivantes :

- Du magnésium neutre est détecté pour la première fois dans l'atmosphère d'une exoplanète, et confirme l'échappement hydrodynamique de HD209458b.
- Le magnésium est présent au niveau de la transition entre la thermosphère et l'exosphère, et les observations dans la raie du Mg I permettent donc d'étudier les propriétés de l'atmosphère dans cette région critique où l'échappement hydrodynamique prend pied.
- La plage spectrale du profil d'absorption s'explique par l'accélération due à la pression de radiation, à condition que l'ionisation stellaire soit compensée par la recombinaison diélectronique jusqu'à haute altitude.



# Chapitre 8

## De l'exosphère à la thermosphère

Votre théorie est folle, mais elle  
ne l'est pas assez pour être vraie

---

NIELS BOHR

### Sommaire

---

<b>8.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>138</b>
<b>8.2</b>	<b>Modèle</b>	<b>138</b>
<b>8.3</b>	<b>Résultats</b>	<b>140</b>
8.3.1	Autour de l'exobase	140
8.3.2	Structure de l'exosphère	140
<b>8.4</b>	<b>Publication</b>	<b>141</b>
<b>8.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>156</b>

---

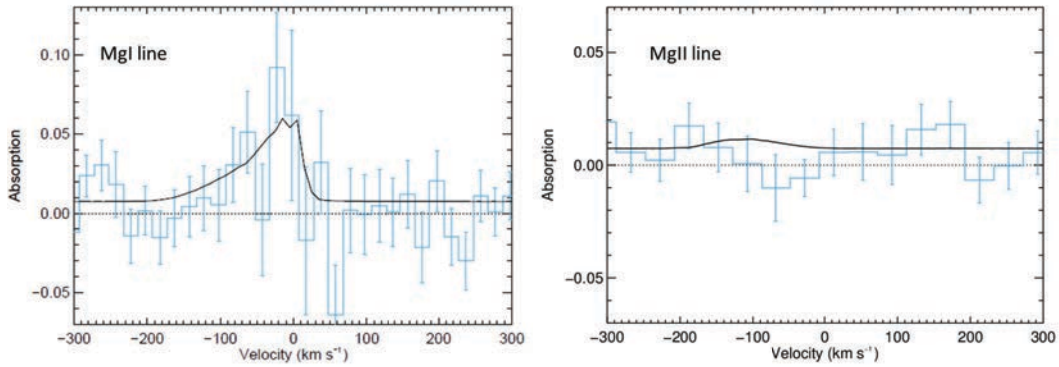


FIGURE 8.1: Le meilleur fit (en noir) reproduit les caractéristiques principales des observations (en bleu), avec une signature d'absorption dans l'aile bleue de la raie du Mg I et moins de 1% d'absorption atmosphérique dans la raie du Mg II.

## 8.1 Introduction

La détection de magnésium dans l'atmosphère de HD209458b a permis de confirmer l'échappement hydrodynamique de son atmosphère et d'obtenir de premières informations sur des régions intermédiaires entre l'exosphère à très haute altitude sondée par le biais de l'hydrogène, et l'atmosphère plus profonde sondée par les raies du sodium dans le visible ou les bandes des molécules dans l'infrarouge. Afin de caractériser ces altitudes intermédiaires et mieux comprendre le mécanisme de l'échappement hydrodynamique, en interpréter les observations dans les deux raies de Mg I et Mg II, nous avons modifié le modèle présenté dans le chapitre 5.

## 8.2 Modèle

Contrairement au cas de la raie Lyman- $\alpha$ , le cœur de la raie de Mg I de HD209458b n'est pas affecté par le MIS et l'émission géocoronale et peut être utilisé pour analyser le flot de gaz à basse vitesse au niveau de l'exobase. Nous avons étendu notre modèle 3D en y incluant l'atmosphère au-dessous de l'exobase où règne un régime collisionnel. Cette partie de l'atmosphère est décrite par un profil de densité hydrostatique dans un champ gravitationnel décroissant avec l'altitude, en supposant une symétrie sphérique et une température moyenne. Le magnésium neutre emporté par l'expansion hydrodynamique de l'atmosphère s'échappe au niveau de l'exobase ; la vitesse de ce vent planétaire, l'altitude de l'exobase, ainsi que le taux d'échappement de magnésium sont des paramètres qui peuvent être contraints par les observations. Le magnésium peut rester neutre dans l'exosphère grâce aux recombinaisons avec les électrons, et dans le chapitre 7 nous avons obtenu une limite inférieure sur leur densité en supposant qu'il y avait au moins autant de recombinaisons que d'ionisations. Ici nous décrivons un modèle complet à deux fluides et nous prenons en compte les différences de densités entre les deux populations de magnésium.

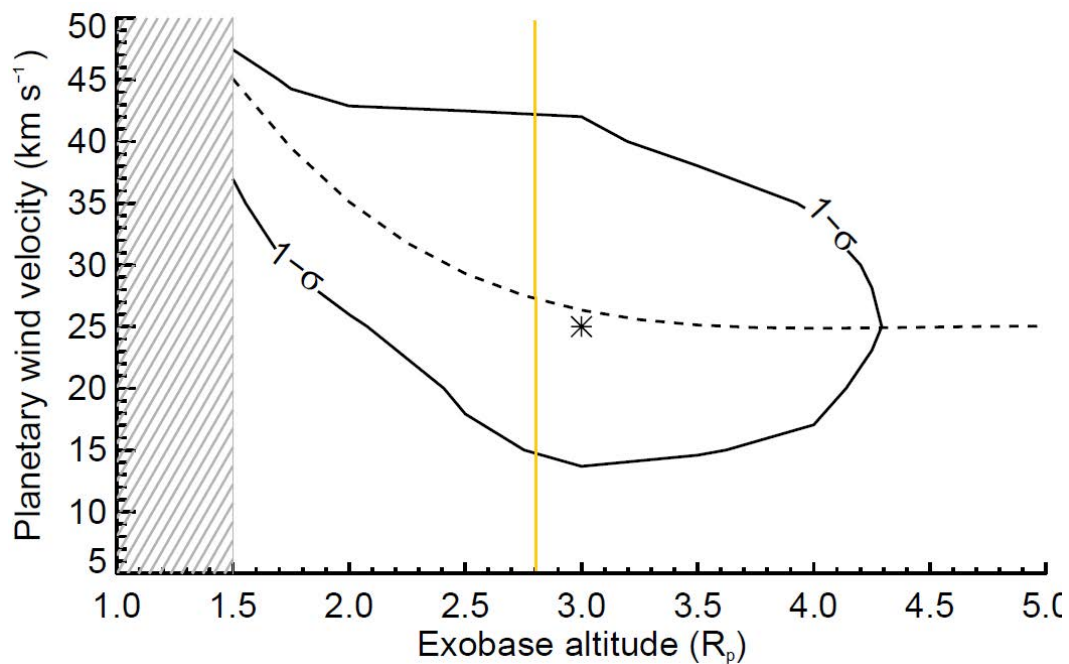


FIGURE 8.2: Barres d'erreurs sur l'altitude de l'exobase et la vitesse du vent planétaire. Une étoile indique le meilleur ajustement obtenu près du Lobe de Roche (ligne orange). Lorsque l'altitude de l'exobase se trouve au-dessous de celui-ci, la vitesse du vent qui ajuste le mieux les observations augmente (tirets noirs).

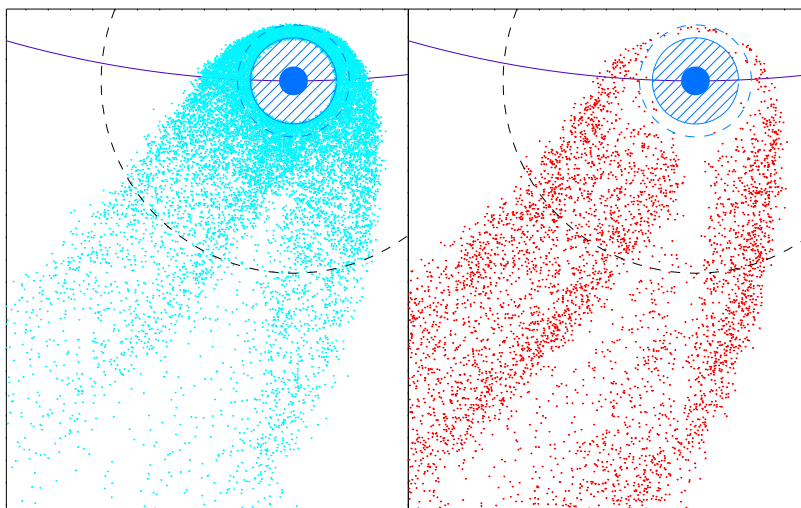


FIGURE 8.3: Distribution des atomes de magnésium neutre (bleu) et ionisé (rouge) dans le plan orbital de HD209458b (disque bleu). Le magnésium neutre très abondant près de la planète est majoritairement ionisé au-delà du cercle en tirets noir. En raison de l'ombre de la planète et de l'effet d'auto-absorption de l'atmosphère, peu de particules sont accélérées au centre de la queue cométaire.

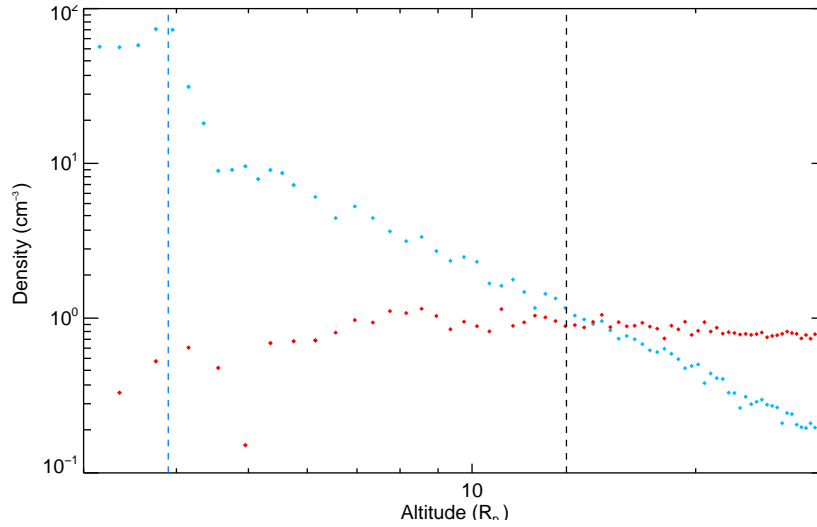


FIGURE 8.4: Densité radiale moyenne de magnésium neutre (en bleu) et ionisé (en rouge) dans la queue cométaire. La recombinaison électronique compense l'ionisation au dessous de  $13.4 R_p$  (tirets noirs), avec une grande efficacité au dessous de  $4 R_p$  environ (tirets bleus; le taux de recombinaison devient plus de 100 fois supérieur au taux d'ionisation).

## 8.3 Résultats

### 8.3.1 Autour de l'exobase

Le meilleur ajustement reproduit bien les observations (Fig. 8.1), avec un taux d'échappement de magnésium neutre de  $2.9_{-0.9}^{+0.5} \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  similaire à celui estimé avec un modèle beaucoup plus simple dans le chapitre 7.

La nouvelle version du modèle permet de situer l'exobase à  $3.0_{-0.9}^{+1.3} R_p$ , ce qui montre que le lobe de Roche situé à  $2.8 R_p$  est une région critique pour l'échappement (*e.g.*, Lecavelier des Etangs et al. 2004). Nous avons constaté que la vitesse optimale du vent planétaire reste constante à  $25 \text{ km s}^{-1}$  lorsque l'exobase est fixée au dessus du lobe de Roche, mais doit être plus élevée lorsque l'exobase est à plus basse altitude car la gravité y est alors plus élevée (Fig. 8.2). La modélisation de l'atmosphère sous l'exobase nous a permis de fixer une limite inférieure pour sa température moyenne à environ 6100 K.

### 8.3.2 Structure de l'exosphère

La vitesse observée des atomes de magnésium neutre s'explique naturellement par la pression de radiation, qui organise les populations de magnésium en une double queue cométaire (Fig. 8.3). D'une part le magnésium doit rester neutre pendant suffisamment longtemps pour contribuer à l'absorption jusqu'à  $-60 \text{ km s}^{-1}$  dans la raie du Mg I, et d'autre part il ne doit pas y avoir de quantités trop élevées de magnésium ionisé, afin d'expliquer l'absence de signature détectable dans la raie du Mg II. Pour cela il faut une densité d'électrons de l'ordre de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  à  $3 R_p$ , plus élevée que celle estimée pour assurer l'équilibre des populations de magnésium dans le chapitre précédent. Dans ce cas la recombinaison domine l'ionisation jusqu'à de très hautes altitudes et le nuage reste intégralement neutre jusqu'à  $4 R_p$  (Fig. 8.4).

L'extension spatiale du nuage de magnésium neutre reproduit l'absorption observée après le transit. Les simulations montrent que le déplacement orbital de la planète correspond à la variation observée de la plage de vitesse de l'absorption, qui s'étend vers le rouge avec l'augmentation de la vitesse radiale de la planète de  $-15$  à  $15 \text{ km s}^{-1}$  entre le début et la fin du transit (voir aussi Snellen et al. 2010). La vitesse limite de la signature dans l'aile bleue de la raie, contrainte par l'altitude jusqu'à laquelle la recombinaison est efficace, n'est pas modifiée.

## 8.4 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle est parue dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Bourrier et al. 2014).



# Modeling magnesium escape from HD 209458b atmosphere

V. Bourrier<sup>1,2</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>1,2</sup>, and A. Vidal-Madjar<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France  
e-mail: bourrier@iap.fr

<sup>2</sup> UPMC Univ. Paris 6, UMR 7095, Institut d'Astrophysique de Paris, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

Received 15 November 2013 / Accepted 18 March 2014

## ABSTRACT

Transit observations in the Mg I line of HD 209458b revealed signatures of neutral magnesium escaping the upper atmosphere of the planet, while no atmospheric absorption was found in the Mg II doublet. Here we present a 3D particle model of the dynamics of neutral and ionized magnesium populations, coupled with an analytical modeling of the atmosphere below the exobase. Theoretical Mg I absorption line profiles are directly compared with the absorption observed in the blue wing of the line during the planet transit. Observations are well-fitted with an escape rate of neutral magnesium  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9_{-0.9}^{+0.5} \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ , an exobase close to the Roche lobe ( $R_{\text{exo}} = 3_{-0.9}^{+1.3} R_p$ , where  $R_p$  is the planet radius) and a planetary wind velocity at the exobase  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ . The observed velocities of the planet-escaping magnesium up to  $-60 \text{ km s}^{-1}$  are well explained by radiation pressure acceleration, provided that UV-photoionization be compensated for by electron recombination up to  $\sim 13 R_p$ . If the exobase properties are constrained to values given by theoretical models of the deeper atmosphere ( $R_{\text{exo}} = 2 R_p$  and  $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ), the best fit to the observations is found at a similar electron density and escape rate within  $2\sigma$ . In all cases, the mean temperature of the atmosphere below the exobase must be higher than  $\sim 6100 \text{ K}$ . Simulations predict a redward expansion of the absorption profile from the beginning to the end of the transit. The spatial and spectral structure of the extended atmosphere is the result of complex interactions between radiation pressure, planetary gravity, and self-shielding, and can be probed through the analysis of transit absorption profiles in the Mg I line.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – stars: individual: HD 209458 – methods: numerical

## 1. Introduction

The hot Jupiter HD 209458b has been the source of many detections of atomic and molecular species over the years (see Vidal-Madjar et al. 2013 and references therein). Transit observations of this planet in the H I Lyman- $\alpha$  line led to the first detection of atmospheric escape (e.g., Vidal-Madjar et al. 2003, 2008; Ben-Jaffel 2007, 2008; Ehrenreich et al. 2008). Heavier elements were identified at high altitudes in the extended exosphere of the planet in the lines of O I, C II, and Si III (Vidal-Madjar et al. 2004; Linsky et al. 2010; Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010), Si IV (Schlawin et al. 2010) and more recently Mg I (Vidal-Madjar et al. 2013), supporting the idea that its atmosphere is in a state of “blow-off”.

A large range of models have been developed to characterize the structure of the upper atmosphere of close-in giant exoplanets and to explain the evaporation process, either from theory or from observations (see Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013 and references therein). Here we use the 3D numerical model detailed in Bourrier & Lecavelier (2013), revised to interpret the observed escape of magnesium from the atmosphere of HD 209458b. Transit observations of the planet in the Mg I and Mg II lines are described in Sect. 2. We present our new model in Sect. 3, notably the analytical modeling of the atmosphere below the exobase and the description of the ionization and recombination mechanisms. In Sect. 4, we analyze the dynamics of an escaping magnesium atom, and in Sect. 5, we describe the ionization state of the gas around HD 209458b. In Sect. 6, we compare simulated spectra with the observations and put constraints on the exobase properties as well as the physical conditions in the extended atmosphere of HD 209458b. Predictions

of spectro-temporal variations in the absorption profile are presented in Sect. 7.

## 2. Observations in the Mg I and Mg II lines

Three transits of HD 209458b were observed by Vidal-Madjar et al. (2013) in the Mg I line of neutral magnesium (2852.9641 Å) and in the Mg II doublet of singly ionized magnesium (2796.3518 and 2803.5305 Å) in 2010 with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) instrument on board the Hubble Space Telescope (HST). Each visit consists of two observations before the planetary transit, two observations during the transit labeled transit-ingress and transit-center, and one observation after the end of the transit labeled post-transit. To get optimal signal-to-noise ratios Vidal-Madjar et al. (2013) cumulated the spectra of the three visits. The time windows of the cumulated observations are given in Table 1. They discarded the first observation of each visit because of systematic trends known to affect STIS observations (e.g., Brown et al. 2001 and Charbonneau et al. 2002). Here we will not use post-transit observations as a reference to calculate the absorption because of the possibility of an absorption signature related to the transit of a cometary tail after the planetary transit. In our study, we calculated all absorption depths in the same way by using only the second observation before the transit, labeled pre-transit, as reference,

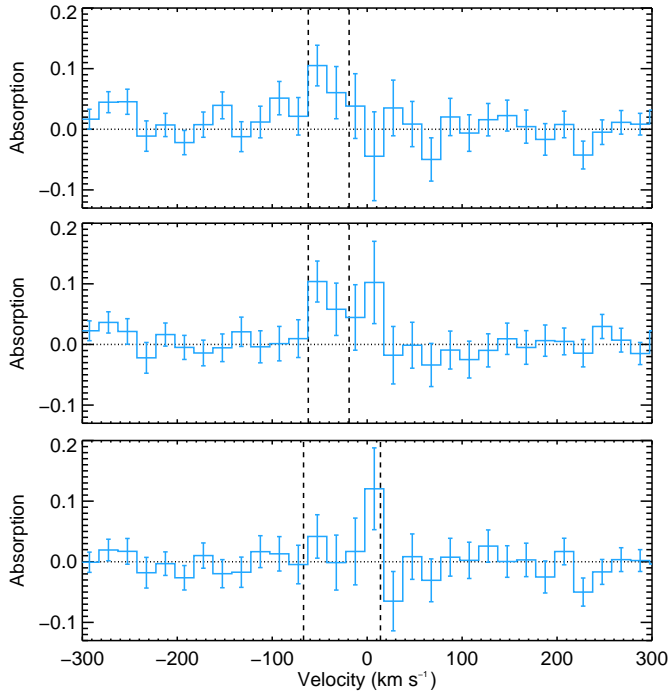
$$A(\lambda) = 1 - \frac{F(\lambda)}{F_{\text{ref}}(\lambda)}, \quad (1)$$

with  $A(\lambda)$  the spectral absorption depth,  $F$  the flux measured during the transit-ingress, transit-center, or post-transit observation,

**Table 1.** Log of the observations of HD 209458b used in this work, cumulated over three visits in 2010.

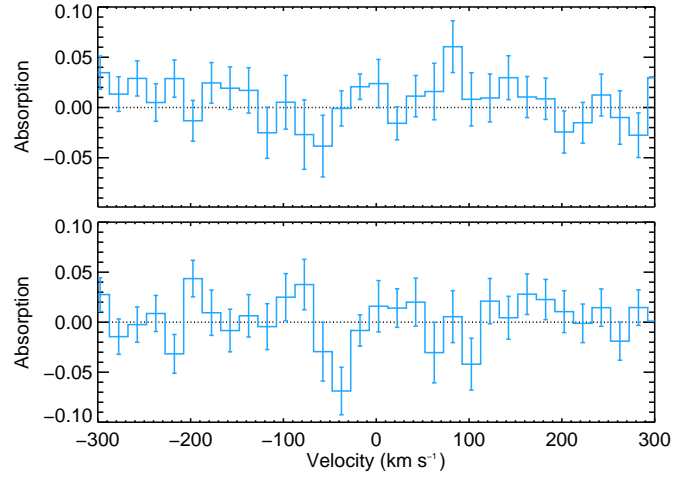
Cumulated data set	Time from center of transit	
	Start	End
Pre-transit	-03:18	-02:20
Transit-ingress	-01:45	-00:45
Transit-center	-00:09	00:51
Post-transit	01:27	02:26

**Notes.** Time is given in hours and minutes, and counted from the center of the transit. Start time always corresponds to the second visit (end time to the third visit) and for each observation the time windows of the three visits overlap.



**Fig. 1.** Mg I line absorption profiles during the transit-ingress (top panel), transit-center (middle panel), and post-transit (lower panel) observations of HD 209458b. The resolution is 20 km s<sup>-1</sup>. The absorption signatures detected by Vidal-Madjar et al. (2013) are delimited by vertical dashed black lines.

and  $F_{\text{ref}}$  measured during pre-transit observation. The corresponding absorption profiles are displayed in Fig. 1 for the Mg I line. Vidal-Madjar et al. (2013) found a transit absorption signature in the blue wing of the Mg I line, with a total depth of  $8.8 \pm 2.1\%$  in the range  $-60$  to  $-19$  km s<sup>-1</sup> if only the second observation before the transit is used as reference. A tentative detection of absorption was also reported in the post-transit observation with a depth of  $4.0 \pm 2.2\%$  in the range  $-67$  to  $14$  km s<sup>-1</sup>. No signal was found in excess of the planetary occultation depth in either line of the Mg II doublet (Fig. 2). Hereafter, the reduced  $\chi^2$  of the fits to the data are always found to be lower than 1 (e.g., Sect. 6.1). Therefore, error bars on the spectral fluxes are likely over-estimated and, in the following, all error bars on estimated values of the model parameters can be considered as conservative.



**Fig. 2.** Absorption profiles in the doublet of singly ionized magnesium, calculated with the fluxes cumulated over the transit-ingress, transit-center, and post-transit observations. The resolution is 20 km s<sup>-1</sup>. No atmospheric absorption signature was detected in either the Mg II-k line (top panel) or the Mg II-h line (bottom panel).

### 3. Model description

#### 3.1. The case of magnesium

We used Monte-Carlo particle simulations to compute the dynamics of the populations of neutral and singly ionized magnesium in the extended atmosphere of HD 209458b, and to estimate the physical conditions needed to reproduce the absorption profiles obtained by Vidal-Madjar et al. (2013). The general functioning of the model is described in Bourrier & Lecavelier (2013), in which it was applied to the hydrogen escape from HD 189733b and HD 209458b. Improvements and modifications of the model needed to match the characteristics and specificities of magnesium are detailed hereafter. In the code, neutral and ionized magnesium atoms are represented by metaparticles made of the same number of atoms  $N_{\text{meta}}$ . The total number of neutral magnesium particles launched every time step  $dt$  depends on the escape rate of neutral magnesium  $\dot{M}_{\text{Mg}^0}$ . The particles are released from the entire upper atmosphere of the planet at the altitude of the exobase  $R_{\text{exo}}$  (Sect. 3.3). Hereafter, all numerical values of altitude will be given with the origin at the planet center. The initial velocity distribution of the particles, relative to the planet, is the combination of the radial bulk velocity of the planetary wind  $v_{\text{pl-wind}}$  and an additional thermal component from a Maxwell-Boltzmann velocity distribution corresponding to the temperature at  $R_{\text{exo}}$  (Sect. 3.4). The modeling of the atmosphere below the exobase, characterized by its mean temperature  $\bar{T}$ , is described in Sect. 3.3.2.

The dynamics of neutral and ionized magnesium atoms above  $R_{\text{exo}}$  is constrained by the stellar radiation pressure (Sect. 3.2), the stellar gravity, and the planetary gravity. As the magnetic field of HD 209458b is unknown (observations at radio wavelengths provided only an upper limit; Lecavelier des Etangs et al. 2011), we neglected its influence on the charged particles' dynamics. Ionized magnesium particles may recombine into neutral magnesium through dielectronic recombination, which depends on the density of electron  $n_e$  surrounding the planet. Ionized magnesium atoms are created by the stellar UV photoionization of neutral magnesium, and possibly through impacts with electrons (Sect. 3.4).

**Table 2.** Physical parameters for HD 209458b, and numerical parameters with fixed values for all simulations.

Parameters	Symbol	Value
Distance from Earth	$D_*$	47.0 pc
Star radius	$R_*$	$1.146 R_{\text{Sun}}$
Star mass	$M_*$	$1.148 M_{\text{Sun}}$
Planet radius	$R_p$	$1.380 R_{\text{Jup}}$
Planet mass	$M_p$	$0.69 M_{\text{Sun}}$
Orbital period	$T_p$	3.52475 days
Semi-major axis	$a_p$	0.047 AU
Inclination	$i_p$	$86.59^\circ$
Temporal resolution	$dt$	$\approx 200$ s
Spectral resolution	$\Delta\nu$	$10 \text{ km s}^{-1}$
Number of atoms per meta-particle	$N_{\text{meta}}$	$1.02 \times 10^{30}$
Mean temperature of the main atmosphere	$\bar{T}$	7000 K

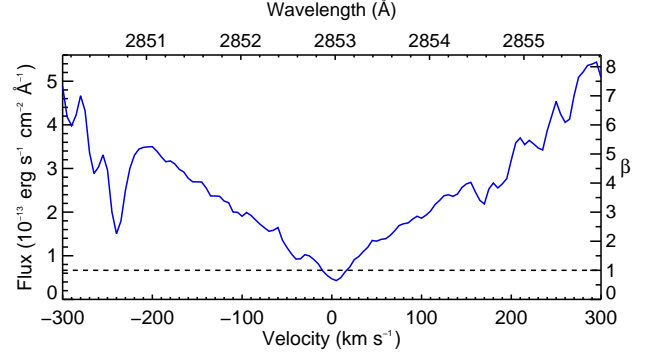
Theoretical spectral absorption profiles are calculated in the Mg I line and in both lines of the Mg II doublet via Eq. (1), with simulated fluxes averaged over the time window of a given observation (transit-ingress, transit-center, or post-transit). The  $\chi^2$  for the entire observation is the sum of the  $\chi^2$  yielded by the comparison of each of the nine absorption profiles (i.e., three per line, as shown in Fig. 1 for the Mg I line) with the corresponding theoretical spectrum, calculated in the velocity range  $-300$  to  $300 \text{ km s}^{-1}$ . Because of the relatively small velocity range of the observed absorption signature and the high resolution of the STIS Echelle E230M grating spectra, the simulations have the same spectral resolution  $\Delta\nu = 10 \text{ km s}^{-1}$  as the observations.

To sum up, the free parameters of the model are the escape rate of neutral magnesium ( $\dot{M}_{\text{Mg}^0}$ , in  $\text{g s}^{-1}$ ), the electron density at a reference altitude of 3 planetary radii (hereafter called the reference electron density  $n_e(3R_p)$ , in  $\text{cm}^{-3}$ ), the altitude of the exobase ( $R_{\text{exo}}$ , in  $R_p$ ), and the velocity of the planetary wind at the exobase ( $u_{\text{pl-wind}}$ , in  $\text{km s}^{-1}$ ). We also considered the influence of the main atmosphere temperature  $\bar{T}$ . We checked that simulations calculated with higher temporal and spectral resolutions produce the same theoretical absorption profiles. Physical parameters used in the model as well as numerical parameters with constant values are given in Table 2.

### 3.2. Radiation pressure

#### 3.2.1. Radiation pressure from the Mg I line

A neutral magnesium atom in its ground state may be subjected to radiation pressure from Mg I stellar lines at several wavelengths (e.g., at  $\lambda = 2026.4768$ ,  $2852.9641$ , or  $4572.3767 \text{ \AA}$ ). However, only the Mg I line at  $\lambda_0 = 2852.9641 \text{ \AA}$ , characterized by a high oscillator strength (Table 3), has enough flux to generate a significant force on neutral magnesium atoms. We display the spectrum of this line in Fig. 3. All velocities herein are given in the reference frame of the star, which has a heliocentric radial velocity  $V_{\text{star}} = -14.7 \text{ km s}^{-1}$  (Kang et al. 2011; Vidal-Madjar et al. 2013). To obtain the radiation pressure applied to a neutral magnesium atom, we calculated the ratio  $\beta$  between radiation pressure and stellar gravity. This coefficient is proportional



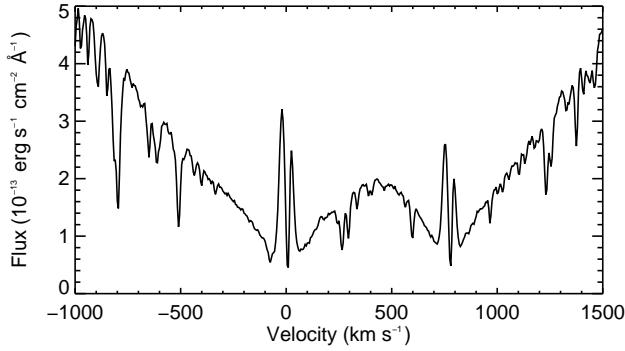
**Fig. 3.** Intrinsic Mg I stellar absorption line profile of HD 209458 as observed with HST/STIS at  $2852.9641 \text{ \AA}$  (Vidal-Madjar et al. 2013). The ratio  $\beta$  between radiation pressure and stellar gravity (right axis) is proportional to the line flux. Note that  $\beta$  is larger than 1 (horizontal dotted line) for velocities outside the range  $-10$  to  $15 \text{ km s}^{-1}$ , and increases steeply farther away in the wings of the line.

to the stellar Mg I line flux received by an escaping atom at its radial velocity (Lagrange et al. 1998; Fig. 3). In contrast to the HI Lyman- $\alpha$  line (e.g., Bourrier & Lecavelier 2013), whose central part absorbed by the interstellar medium and contaminated by geocoronal emission needs to be reconstructed, here observations can be used directly. As the flux in the Mg I resonance line increases away from the line center, radiation pressure may even surpass stellar gravity when the radial velocity exceeds  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  away from the star or  $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$  toward the star, in which case atoms are more accelerated as their absolute radial velocity increases. Because radiation pressure has little effect on neutral magnesium particles at low velocities, planetary gravity may have significant effect on the atmospheric escape (see Sect. 6.1.4 and Sect. 6.2.2).

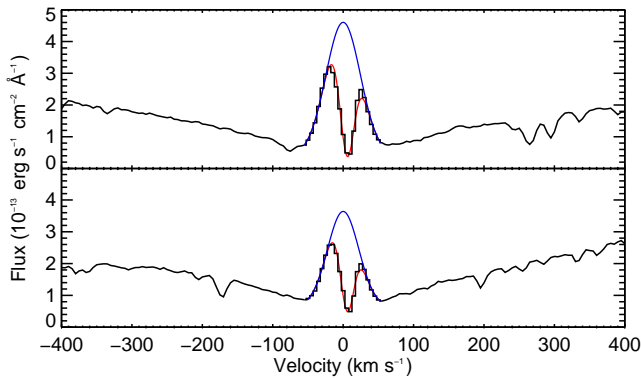
#### 3.2.2. Radiation pressure from the Mg II line

A singly ionized magnesium atom is subjected to radiation pressure from both lines of the Mg II doublet at  $2796.3518 \text{ \AA}$  (Mg II-k) and  $2803.5305 \text{ \AA}$  (Mg II-h), displayed in Fig. 4. Observations can be used directly to calculate radiation pressure, except between about  $-55$  and  $55 \text{ km s}^{-1}$  where stellar flux is absorbed by interstellar magnesium. In this range, a self-reversed chromospheric emission is observed, absorbed by the interstellar medium in a narrow band slightly redshifted with respect to the star velocity (Fig. 5). Using a similar procedure as in the case of the Lyman- $\alpha$  line (e.g., Ehrenreich et al. 2011), we fitted the line cores with two independent Gaussians centered on the star velocity, and modeled the interstellar medium (ISM) absorption with two Gaussians with different parameters except for a common center velocity. In the line shape, we did not consider the effect of the intrinsic self-reversal of the stellar lines, as they are shallow and limited to a narrow band in the line core (see the case of the Sun in Lemaire & Blamont 1967). In any case, this has no influence on our results as there is no significant amount of ionized magnesium at low altitudes in the atmosphere, where low-velocity particles are found (Sect. 6).

We replaced the doublet line cores in the observations by the reconstructed profiles. The radiation pressure coefficient from a given line is proportional to the flux received by a  $\text{Mg}^+$  atom at its radial velocity with respect to the line center. The total radiation pressure coefficient  $\beta^+$  is the sum of the coefficients from each line of the doublet (Fig. 6), with a stronger contribution



**Fig. 4.** Intrinsic Mg II stellar absorption line profile of HD 209458 as observed with HST/STIS at 2796.3518 Å (Mg II-k line) and 2803.5305 Å (Mg II-h line). Velocities are relative to the Mg II-k line. Similarly to the Mg I line, the Mg II lines spectral region is V-shaped.



**Fig. 5.** Mg II stellar absorption line profile of HD 209458 at 2796.3518 Å (Mg II-k line; *top panel*) and 2803.5305 Å (Mg II-h line; *bottom panel*). The blue line shows the theoretical self-reversed emission profile as seen by ionized magnesium atoms around the planet. The red line shows the line core profile after absorption by the interstellar Mg<sup>+</sup>, to be compared with the observations (black histogram). Outside of the line core, observations (black line) can be used directly to calculate radiation pressure.

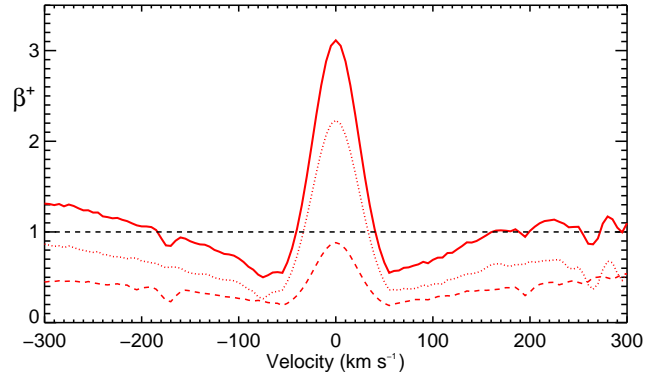
from the Mg II-k line because of its higher flux and oscillator strength (Table 3). Ionized magnesium atoms are strongly accelerated by radiation pressure at low absolute radial velocities below  $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ . Away from the chromospheric emission in the line core, the flux is lower and particles are decelerated until their velocity exceeds  $\sim 185 \text{ km s}^{-1}$  away from the star.

### 3.3. Hydrodynamic and kinetic regimes

#### 3.3.1. Exobase properties

In contrast to hydrogen escape from HD 209458b (Vidal-Madjar et al. 2004) and HD 189733b (Lecavelier des Etangs et al. 2012), magnesium atoms are detected in a smaller velocity range close to the line center. At low velocities, escaping particles are likely near the planet (Bourrier & Lecavelier 2013) and in the case of magnesium they can be significantly affected by planetary gravity. As a result, the initial launching conditions of magnesium particles ( $R_{\text{exo}}$  and  $v_{\text{pl-wind}}$ ) have a strong influence on the structure of the escaping cloud and the corresponding absorption profile.

Neutral magnesium particles are released at the exobase, i.e., the transition zone between the hydrodynamic regime and the



**Fig. 6.** Radiation pressure coefficients associated with the Mg II-k line (dotted red line) and the Mg II-h line (dashed red line), as a function of the Mg<sup>+</sup> ion radial velocity in the star reference frame. Their sum  $\beta^+$  characterizes the total radiation pressure on an ionized magnesium particle (solid red line).  $\beta^+$  is larger than 1 (horizontal dotted black line) in the line core and at high radial velocities in the wings of the line.

**Table 3.** Values of the constants used in the calculation of the radiation pressure exerted on Mg and Mg<sup>+</sup> particles, and their optical depth.

	Mg II-k	Mg II-h	Mg I
$\lambda_0$ (Å)	2796.3518	2803.5305	2852.9641
$f_{\text{osc}}$	0.615	0.306	1.83
$\Gamma$ ( $10^8 \text{ s}^{-1}$ )	2.62	2.59	5.0
$m_{\text{Mg}}$ (amu)	24.305		

kinetic regime. The different gases populating the atmosphere below the exobase (hereafter called the main atmosphere) arrive in the transition zone in a state of “blow-off”, as inferred from previous observations (Vidal-Madjar et al. 2004; Linsky et al. 2010 and references therein) and modeling of atmospheric escape from HD 209458b (e.g., Koskinen et al. 2013a; Guo 2013). The gases at the exobase are mixed in a global planetary wind with the velocity  $v_{\text{pl-wind}}$ . By contrast the kinetic regime corresponds to a collisionless region in which the dynamics of the gases can be described independently for each species. The precise altitude of the exobase of HD 209458b is unknown, and we studied the impact of  $R_{\text{exo}}$  exploring values above  $1.5 R_p$ . We also considered the influence of the planetary wind bulk velocity  $v_{\text{pl-wind}}$  (Sect. 6.1.4). The additional thermal speed component defined in Sect. 3.1 is constrained by the temperature at the exobase level, given by the profile described in Sect. 3.4.

#### 3.3.2. The atmosphere below the exobase

Atmospheric absorption in the core of the Mg I line is partly due to the denser regions of the main atmosphere, which has to be modeled accurately. To calculate the optical depth and the self-shielding of the main atmosphere, we adopted an analytical depiction (as opposed to the particle modeling of the gas above the exobase) with a radial density profile corresponding to a hydrostatic equilibrium,

$$n_{\text{Mg}^0}(r) = n_{\text{Mg}^0}(R_{\text{exo}}) \exp\left(\frac{G M_p \bar{m}}{k_B T} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_{\text{exo}}}\right)\right) \quad (2)$$

for  $r \leq R_{\text{exo}}$ .

This appears to be a good approximation of the density profile of the hydrodynamical atmosphere (e.g., Koskinen et al. 2013b). The main atmosphere extends up to  $R_{\text{exo}}$  and is characterized by its mean temperature  $\bar{T} = 7000$  K (Koskinen et al. 2013a), its mean atomic weight  $\bar{m} = 1.2$  (assuming a Solar-like hydrogen-helium composition), and its density of neutral magnesium  $n_{\text{Mg}^0}(r)$  at the distance  $r$  from the planet center. In the numerical simulation, the density profile in the main atmosphere is reassessed by adjusting  $n_{\text{Mg}^0}(R_{\text{exo}})$  to match the magnesium density obtained at the exobase for the particle calculation of the upper atmosphere in the stationary regime. During the transit of the main atmosphere, its surface is discretized with a high-resolution square grid ( $101 \times 101$  cells). The column density of magnesium in front of each cell is given by

$$N_{\text{Mg}^0}(\text{cell}) = 2 \int_0^{R_{\text{exo}}} \frac{n_{\text{Mg}^0}(r) r}{\sqrt{r^2 - r_{\text{cell}}^2}} dr, \quad (3)$$

with  $r_{\text{cell}}$  the distance between the planet center and its projection on the line of sight that goes through the cell.

We assumed the magnesium gas particles in the main atmosphere follow a Maxwellian velocity distribution. As a result, their absorption line profile is thermally broadened because of the gaussian component of the velocity distribution on the line of sight. It is characterized by its thermal width  $v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2k\bar{T}}{m_{\text{Mg}^0}}}$  and its central velocity equal to the projection of the planet velocity on the line of sight. The profile width is further increased by natural Lorentzian broadening characterized by the damping constant  $\Gamma$ . The resulting absorption cross-section is thus a Voigt profile, which is multiplied by the column densities of the main atmosphere grid cells to obtain their optical depths. The addition of these values to the optical depth of the particles above the exobase yields the total optical depth of the neutral magnesium gas. The final absorption profile of the Mg I stellar flux is obtained by combining the planetary occultation depth with neutral magnesium absorption, using Eq. (12) in Bourrier & Lecavelier (2013). The absorption profile of the Mg II stellar flux is obtained in the same way but with the optical depth of ionized magnesium gas above the exobase only. We did not model ionization inside the main atmosphere because no absorption was observed at low velocities in the Mg II line and observations are well reproduced with high electron densities, which ensure that magnesium remains neutral below the exobase (Sect. 6). See Table 3 for constant values used in these calculations.

### 3.4. Ionization and recombination mechanisms

Neutral magnesium was observed up to  $-60 \text{ km s}^{-1}$  in the blue wing of the Mg I line. This velocity can be naturally explained by radiation pressure acceleration if the particles are accelerated over a sufficient period of time. However, magnesium atoms are exposed to UV photoionization from the star and at the short orbital distance of HD 209458b they are quickly ionized with a timescale of about 0.6 hours (Vidal-Madjar et al. 2013). This time is too short for the particles to reach the observed velocities (Sect. 4; Fig. 9).

We used a scenario observed in the ISM (Lallement et al. 1994), in which neutral magnesium lifetime is extended through dielectronic recombination, compensating for ionization. With appropriate conditions for the electron density and temperature, ionized magnesium can indeed recombine with electrons into

neutral magnesium. To calculate the transition probability of a neutral magnesium atom into an ionized atom,  $dP_{0+}$ , we took into account the possibility that it is ionized sometime during  $dt$  and then recombined with an electron. The reverse transition probability for an ionized magnesium atom  $dP_{+0}$  is calculated in the same way, and after integration we obtained

$$dP_{0+} = \frac{\Gamma_{\text{ion}}}{\Gamma_{\text{ion}} - \Gamma_{\text{rec}}} (\exp(-dt \Gamma_{\text{rec}}) - \exp(-dt \Gamma_{\text{ion}})) \quad (4)$$

$$dP_{+0} = \frac{\Gamma_{\text{rec}}}{\Gamma_{\text{rec}} - \Gamma_{\text{ion}}} (\exp(-dt \Gamma_{\text{ion}}) - \exp(-dt \Gamma_{\text{rec}})),$$

with  $\Gamma_{\text{ion}}$  the total ionization rate of neutral magnesium, and  $\Gamma_{\text{rec}}$  the total recombination rate of ionized magnesium. At the altitude  $r$ ,  $\Gamma_{\text{rec}}$  depends on the recombination rate  $\alpha_{\text{rec}}(r)$  and the electron density  $n_e(r)$

$$\Gamma_{\text{rec}}(r) = n_e(r) \alpha_{\text{rec}}(r). \quad (5)$$

In turn,  $\alpha_{\text{rec}}(r)$  (in  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ) depends on the electron population temperature  $T_e(r)$  (in K) and was evaluated by Aldrovandi & Pequignot (1973),

$$\alpha_{\text{rec}}(r) = 1.4 \times 10^{-13} \left( \frac{T_e(r)}{10^4} \right)^{-0.855} + 1.7 \times 10^{-3} T_e(r)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{5.1 \times 10^4}{T_e(r)}}. \quad (6)$$

The parameter  $\Gamma_{\text{ion}}$  depends on the constant photoionization rate  $\Gamma_{\text{UV-ion}}$  and, at the altitude  $r$ , on the electron-impact ionization rate  $\alpha_{\text{coll}}(r)$  and the electron density  $n_e(r)$ ,

$$\Gamma_{\text{ion}}(r) = \Gamma_{\text{UV-ion}} + n_e(r) \alpha_{\text{coll}}(r). \quad (7)$$

Without sufficient information about the densities of  $\text{H}^+$  and  $\text{He}^+$  in the atmosphere of HD 209458b, we neglected the processes of charge-exchange of these particles with neutral magnesium. The UV flux of HD 209458 was measured at the wavelengths below the ionization threshold ( $1621 \text{ \AA}$ ; Vidal-Madjar et al. 2004) and the photoionization rate is thus known to be  $\Gamma_{\text{UV-ion}} = 4.6 \text{ s}^{-1}$  (Vidal-Madjar et al. 2013). The ionization rate  $\alpha_{\text{coll}}(r)$  (in  $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ) was evaluated by Voronov (1997),

$$\alpha_{\text{coll}}(r) = \frac{0.621 \times 10^{-6} \times U(r)^{0.39} e^{-U(r)}}{0.592 + U(r)} \quad (8)$$

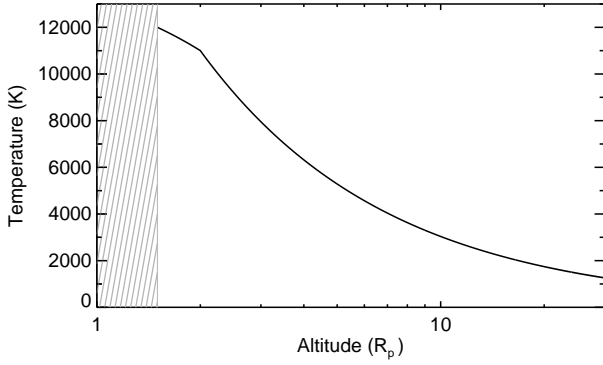
$$U(r) = \frac{88194.2}{T_e(r)}.$$

Because the electronic ionization rates calculated by Voronov (1997) are for temperatures significantly above 11 000 K (at the upper limit of the temperature domain), and there are very large uncertainties on rates below this temperature, we did not take into account this mechanism, and we discuss its influence on our results in Sect. 8. Hereafter, the ionization rate does not depend on the altitude and  $\Gamma_{\text{ion}}(r) = \Gamma_{\text{UV-ion}}$ .

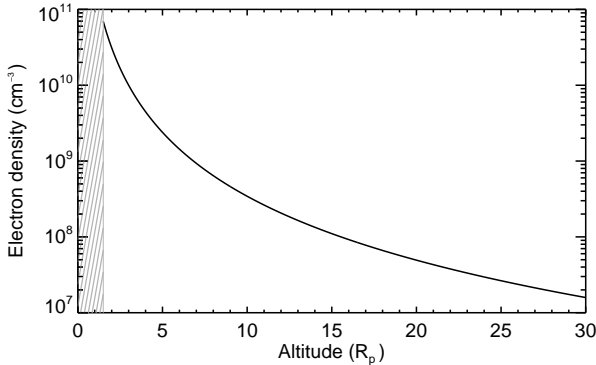
Several theoretical models have explored the temperature and density profiles in the upper atmosphere of HD 209458b. We compared the works of García Muñoz (2007), Koskinen et al. (2013a), and Guo (2013) to infer an approximate radial temperature profile for the electron population (Fig. 7),

$$T_e = 11000 \left( \frac{2R_p}{r} \right)^{0.8} \text{ K} \quad \text{for } 2 \leq \frac{r}{R_p} \quad (9)$$

$$T_e = 15000 - 2000 \left( \frac{r}{R_p} \right) \text{ K} \quad \text{for } 1.5 \leq \frac{r}{R_p} \leq 2.$$



**Fig. 7.** Theoretical radial temperature profile  $T_e(r)$  of the electron population surrounding the planet as a function of the distance from the planet center. Profile was constructed by comparing different theoretical models and is defined for altitudes above  $1.5 R_p$ .



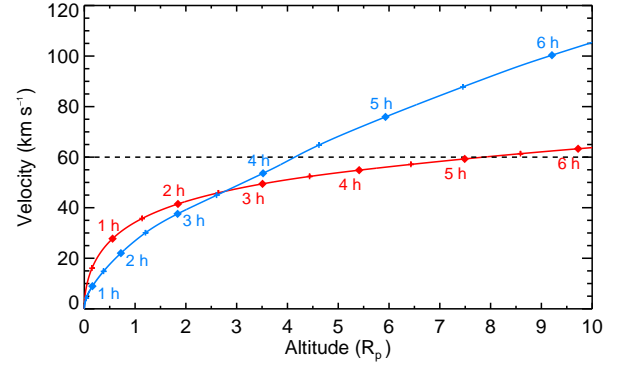
**Fig. 8.** Theoretical radial density profile  $n_e(r)$  of the electron population surrounding the planet as a function of the distance from the planet center, for  $n_e(3 R_p) = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Profile was constructed by comparing different theoretical models and is defined for altitudes above  $1.5 R_p$ .

While the temperature in the atmosphere of HD 209458b can be directly constrained by the observations, it is not the case with the electron density. From [Koskinen et al. \(2013a\)](#) and [Guo \(2013\)](#) we estimated the shape of the radial density profile  $n_e(r)$ , with the density at  $r = 3 R_p$  as a free parameter (Fig. 8),

$$n_e(r) = n_e(3 R_p) \left( \frac{3 R_p}{r} \right)^{2.8}. \quad (10)$$

#### 4. Magnesium atoms dynamics

In a first approach to understanding the processes in play, we used a 2D toy model to estimate the velocity profiles of a neutral and an ionized magnesium atom escaping the planet atmosphere. The particle is launched with the planet orbital velocity in the stellar referential. Its trajectory in the orbital plane is then constrained only by stellar gravity and radiation pressure. Note that radiation pressure depends on the particle radial velocity relative to the star, which differs from its velocity as observed from the Earth ([Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013](#)). Figure 9 displays the former as a function of the particle distance from HD 209458b. Because the particle initial velocity is that of the planet, its radial velocity is null. In the case of a neutral magnesium atom,  $\beta$  is thus lower than unity (Fig. 3), but the particle quickly separates from the planet orbit and gains enough radial velocity through the projection of the planet velocity on the star/particle axis to be accelerated away from the



**Fig. 9.** Blueward radial velocity of a neutral (blue line) or ionized (red line) magnesium atom escaped from HD 209458b, as a function of the distance from the planet center. Diamond symbols show the time since the particle escape with a step of one hour (half-hours are indicated by cross symbols). A neutral particle reaches  $60 \text{ km s}^{-1}$  (horizontal dotted line) in about 4.25 h at  $4 R_p$  and an ionized particle in about 5.2 h at  $8 R_p$ .

star by radiation pressure. The particle acceleration and velocity keep increasing as the stellar flux absorbed in the blue wing of the Mg I line increases away from the line center. On the contrary an ionized magnesium atom is strongly accelerated at low velocity because of the chromospheric emission in the Mg II line core (Fig. 6). The particle radial velocity then keeps increasing, but at a much lower rate when  $\beta^+$  is below unity in the wings of the line (Fig. 9).

With a characteristic UV-photoionization lifetime of about 0.6 h, a magnesium atom has a low probability of remaining neutral until it is accelerated to the upper limit of the signature observed in the blue wing at  $-60 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 9), unless its lifetime is extended through electron recombination. A complete 3D modeling is needed to fully simulate the dynamics of the escaping magnesium gas, as the magnesium atoms will alternate between ionized and neutral states and their trajectory may be significantly altered by planetary gravity and self-shielding effects.

#### 5. Mg-recombining layer of the exosphere

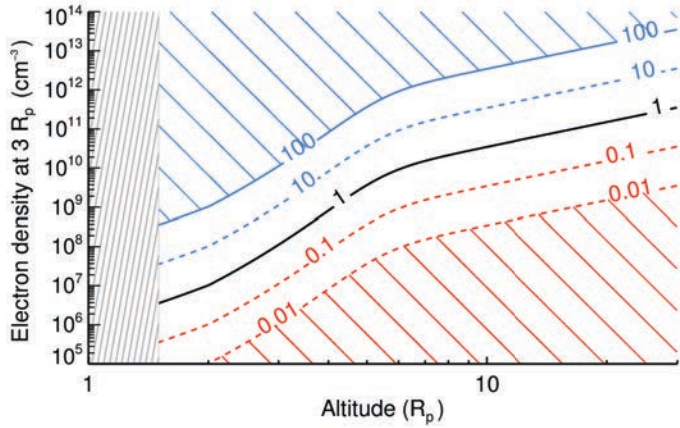
The amount of magnesium atoms in the neutral or the ionized state depends on the relative values of the UV-photoionization rate and the recombination rate. As will be confirmed by the detailed simulation (Sect. 6), in a first approach to describe the global picture of ionization/recombination processes we can neglect the particles's dynamics and consider that in the stationary regime there are the same number of ionizations and recombinations at the altitude  $r$ ,

$$N_{\text{Mg}^+}(r) dP_{+0}(r) = N_{\text{Mg}^0}(r) dP_{0+}. \quad (11)$$

Using Eq. (4), we obtained an approximation of the ratio between the ionized and neutral magnesium populations at the altitude  $r$

$$\frac{N_{\text{Mg}^0}(r)}{N_{\text{Mg}^+}(r)} = \frac{\Gamma_{\text{rec}}(r)}{\Gamma_{\text{UV-ion}}}. \quad (12)$$

For a given electron density profile, i.e., a given value of  $n_e(3 R_p)$ , this ratio is only dependent on the distance from the planet (Fig. 10). If the reference electron density is lower than about  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  the UV photoionization mechanism is dominant at all altitudes above the exobase ( $\Gamma_{\text{rec}}/\Gamma_{\text{UV-ion}} \leq 0.01$ ; red



**Fig. 10.** Ratio between the recombination rate  $\Gamma_{\text{rec}}$  and the ionization rate  $\Gamma_{\text{UV-ion}}$ , as a function of the altitude counted from the planet center and the electron density at  $3R_p$ . Solid and dashed lines show isovalues of the ratio. In the striped red zone photoionization is dominant ( $\Gamma_{\text{UV-ion}} \geq 100\Gamma_{\text{rec}}$ ) and the probability that an ionized particle recombines is close to zero. With altitudes below the equilibrium altitude (solid black line), the lifetime of a neutral magnesium atom is significantly extended, and in the blue striped zone below the recombination altitude (solid blue line) the probability that it is ionized is close to 0 ( $\Gamma_{\text{rec}} \geq 100\Gamma_{\text{UV-ion}}$ ).

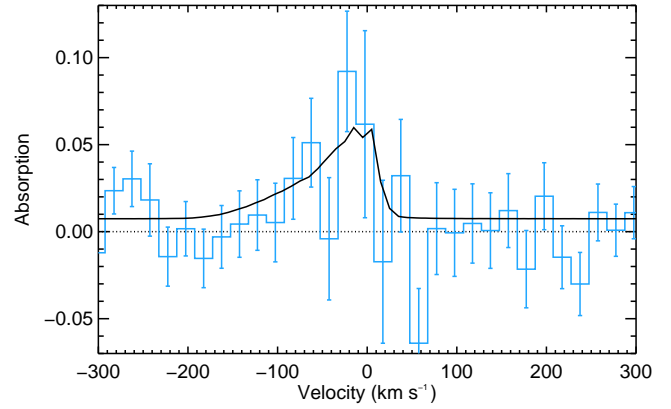
striped zone in Fig. 10). Neutral magnesium are quickly ionized with a short lifetime of about 0.6h and are unlikely to recombine ( $dP_{+0}(r) \sim 0$ ). With higher reference electrons densities, there are enough electrons in a shell above the exobase to significantly extend the lifetime of escaping neutral magnesium atoms through recombination. We define the recombination altitude  $R_{\text{rec}}$  ( $\Gamma_{\text{rec}}/\Gamma_{\text{UV-ion}} = 100$ ), i.e., the critical altitude below which the probability that a magnesium atom remains neutral is close to unity (blue striped zone in Fig. 10). The recombination altitude is included in the Mg-recombining layer of the exosphere (hereafter called “Mg-rec layer”), which is defined as the layer where the recombination rate is always higher than the ionization rate. It extends from the exobase to the equilibrium altitude  $R_{\text{eq}}$  ( $\Gamma_{\text{rec}} = \Gamma_{\text{UV-ion}}$ ). Within the Mg-rec layer, magnesium atoms have spectroscopic signatures in the Mg I line, which also drives their radiation-pressure acceleration. Beyond the equilibrium altitude, ionized particles do not recombine efficiently and their dynamics and absorption signatures are driven by the Mg II doublet. The upper limit of the absorption profile in the blue wing of the Mg I line thus increases with  $R_{\text{eq}}$ , i.e., with the reference electron density. For example, for magnesium atoms to absorb in the Mg I line up to  $60 \text{ km s}^{-1}$ , they must remain mostly neutral up to about  $4R_p$  (Fig. 9), which means this altitude is somewhere between the recombination altitude ( $n_e(3R_p) = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) and the equilibrium altitude ( $n_e(3R_p) = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ).

## 6. Modeling magnesium escape from HD 209458b

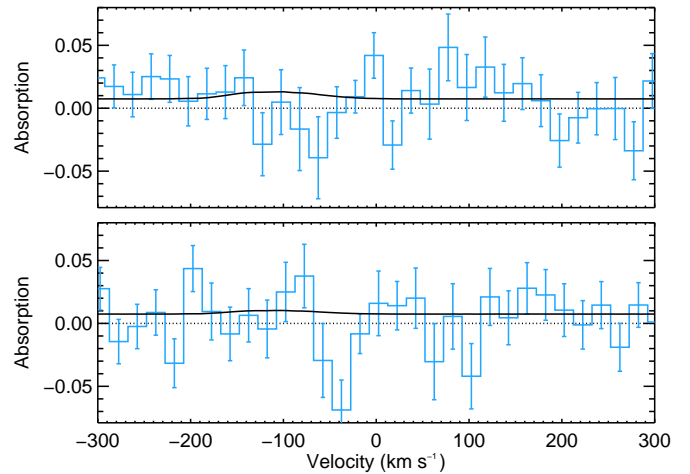
### 6.1. General scenario

#### 6.1.1. Best-fit parameters

We used our 3D model to estimate the exobase properties and the physical conditions in the exosphere of HD 209458b needed to reproduce the observations in the lines of neutral and singly ionized magnesium. In this general scenario (hereafter, G-scenario), all four parameters of the model were let free to vary. The best fit was obtained with a  $\chi^2$  of 802.4 for 1067 degrees of freedom, when particles escape the atmosphere at  $R_{\text{exo}} = 3R_p$  (exobase



**Fig. 11.** Absorption profiles in the Mg I line calculated with the fluxes averaged over transit and post-transit observations of HD 209458b. The observed profile (Vidal-Madjar et al. 2013) is displayed as a blue histogram with a resolution of  $20 \text{ km s}^{-1}$ , while the solid black line corresponds to the theoretical global best-fit profile. The  $\chi^2_{\text{MgI}}$  associated with this absorption profile is 225.9 (357 data points), and the  $\chi^2$  for all observations is 802.4 for 1067 degrees of freedom.

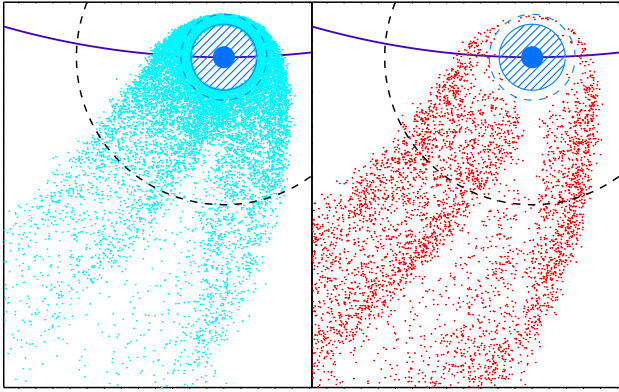


**Fig. 12.** Same as in Fig. 11 with absorption profiles in the Mg II-k line (upper panel) and Mg II-h line (lower panel) for the global best-fit simulation. They are obtained with  $\chi^2_{\text{MgIIk}} = 261.6$  (357 data points) and  $\chi^2_{\text{MgIIh}} = 314.9$  (357 data points), and a total  $\chi^2 = 802.4$  for 1067 degrees of freedom for all observations.

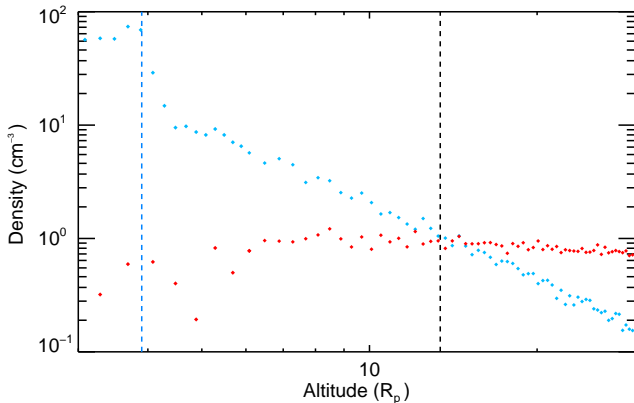
level) with a planetary wind velocity  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ , the escape rate of neutral magnesium is  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and the reference electron density is  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . We caution that with  $\chi^2$  lower than the number of degrees of freedom, error bars on these parameters are conservative values. Absorption profiles from this *global* best-fit simulation are displayed in Fig. 11 for the Mg I line and in Fig. 12 for the Mg II doublet. In the following sections, we study the structure of the escaping cloud in relation with the absorption it generates, and discuss the uncertainty on the derived values of the four model parameters.

#### 6.1.2. Magnesium cloud structure

The extended atmosphere of magnesium in the global best-fit simulation can be seen in Fig. 13, shaped into a cometary tail by radiation pressure. We measured the mean radial density profiles



**Fig. 13.** Distribution of neutral (light blue dots; *left panel*) and ionized (light red dots; *right panel*) magnesium atoms within  $\pm 0.5 R_p$  of the orbital plane for the best-fit simulation in the G-scenario. Magnesium atoms that escape at the exobase level ( $R_{\text{exo}} = 3 R_p$ ; striped blue disk) are accelerated away from the star by radiation pressure (the star is along the vertical direction toward the top of the plot). They remain neutral up to the recombination altitude ( $R_{\text{rec}} = 3.9 R_p$ ; dashed blue circle) and keep a high probability to stay in this state until they reach the equilibrium altitude ( $R_{\text{eq}} = 13.4 R_p$ ; dashed black circle), beyond which ionized magnesium particles do not recombine efficiently anymore. Because of the planet shadow and shielding from the main atmosphere, the inner part of the cometary tail is empty of radiation-pressure accelerated particles.



**Fig. 14.** Mean radial density profiles of the neutral (blue dots) and singly ionized (red dots) magnesium populations in the cometary tail. Profiles correspond to the best-fit simulation in the G-scenario and are plotted from the exobase level ( $R_{\text{exo}} = 3 R_p$ ). Electron-recombination compensates for ionization in the Mg-rec layer below  $R_{\text{eq}} = 13.4 R_p$  (dashed black line), with a very high efficiency below  $R_{\text{rec}} = 3.9 R_p$  (dashed blue line). Density of ionized magnesium below  $\sim 5 R_p$  must be taken with caution as ionized particles are few and far between at these altitudes.

of neutral and ionized particles inside the cometary tail (Fig. 14) and found that despite their different dynamics the two populations follow Eq. (12). The magnesium gas is maintained in a nearly full neutral state by electron-recombination up to about  $4 R_p$ , as expected from the value of the recombination altitude ( $3.9 R_p$ ) associated with the electron density in the global best fit (Fig. 10). The constant high radial density below  $R_{\text{rec}}$  is responsible for the deep theoretical absorption in the core of the Mg I line. At higher altitudes, the density of neutral magnesium decreases until it is balanced by the density of ionized magnesium near the equilibrium altitude ( $13.4 R_p$ ). Above the

Mg-rec layer there are not enough electrons to sustain the recombination mechanism efficiently and the cloud is mostly ionized. At all altitudes the ionized magnesium population is maintained at low-density levels which, in addition to the low oscillator strengths of the Mg II-k and Mg II-h lines, ensure that no significant absorption is generated in the Mg II doublet (Vidal-Madjar et al. 2013). Note that because of the asymmetry of the escaping cloud the density profiles displayed in Fig. 14 may vary on the starward side.

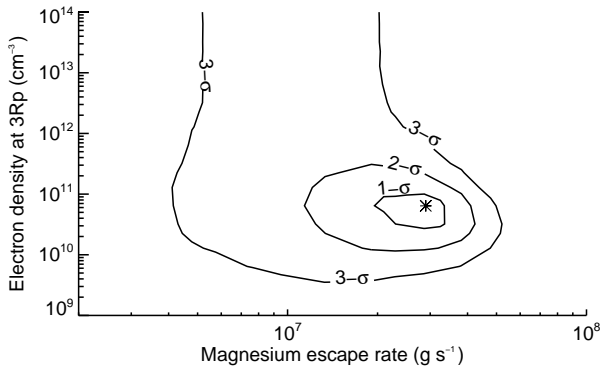
The density of neutral magnesium corresponds to typical hydrogen density in the order of  $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$  at the level of the Roche lobe, consistent with the results of Bourrier & Lecavelier des Etangs (2013). The resulting mean free path is significantly larger than the atmospheric scale height of HD 209458b (about  $5 \times 10^8 \text{ cm}$ ), and magnesium particles are unlikely to be subjected to collisions above  $3 R_p$ .

### 6.1.3. Influence of the escape rate and electron density

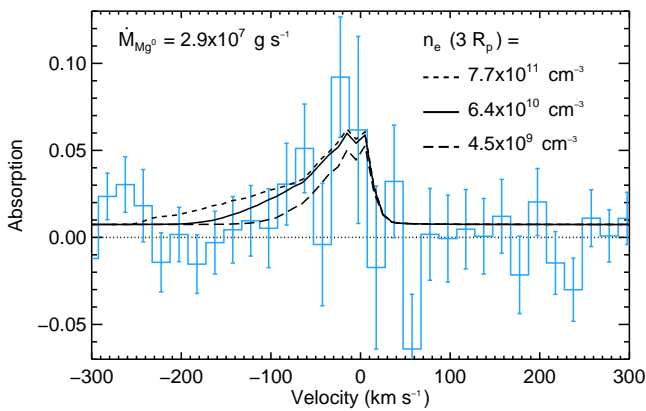
We set the exobase properties to the global best-fit values ( $R_{\text{exo}} = 3 R_p$ ;  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ ) and studied the goodness of fit as a function of the neutral magnesium escape rate and the reference electron density (Fig. 15). Observations are reproduced up to the  $3\sigma$  level with  $n_e(3R_p) \geq 3.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , which corresponds to  $R_{\text{eq}} \geq 4.9 R_p$ . With these high electron densities, neutral magnesium particles escape the main atmosphere into the Mg-rec layer and have extended lifetimes that lead to absorption at higher velocities in the blue wing of the Mg I line (Fig. 16). In particular, simulations within  $1\sigma$  from the best fit are obtained with reference electron densities in the range  $2.7 \times 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ( $R_{\text{eq}} = 8.9 - 16.5 R_p$ ). In this case, the recombination altitude is also higher than the exobase and all escaping particles stay neutral up to  $R_{\text{rec}} = 3.4 - 4.1 R_p$ . An increase in the electron density above  $\sim 1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  has no influence on the quality of the fit (Fig. 15) as it corresponds to  $R_{\text{rec}} \geq 18 R_p$ , which is the distance between the star and the planet in the plane of sky at the end of the post-transit observation (Vidal-Madjar et al. 2013). All the regions of the magnesium cloud observed transiting the stellar disk are thus below  $R_{\text{rec}}$  and fully neutral. Alternatively, with lower values of  $n_e(3R_p)$  ionization losses of neutral magnesium could be compensated for by higher escape rates. However, the subsequent increase in the ionized magnesium population and the resulting absorption in the Mg II lines would not be consistent with the observations.

We also inferred  $1\sigma$  error bars on the escape rate of neutral magnesium in the range  $2 \times 10^7 - 3.4 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ . In contrast to the reference electron density, the escape rate controls the depth of the absorption profile, but has little impact on its velocity range (Fig. 17; see also discussion in Vidal-Madjar et al. 2013). Best-fit parameters in the G-scenario are similar to those obtained by Vidal-Madjar et al. (2013) with  $M_{\text{Mg}^0} = 3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and an ionization cut-off radius of  $7.5 R_p$  located between best-fit values  $R_{\text{rec}} = 3.9 R_p$  and  $R_{\text{eq}} = 13.4 R_p$ . If we assume a solar abundance (mass fraction Mg/H  $\sim 9.6 \times 10^{-4}$ ; Asplund et al. 2009), escape rates of neutral magnesium within  $3\sigma$  of our best fit correspond to escape rates of neutral hydrogen in the range  $4.3 \times 10^9 - 5.4 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ , consistent with the values derived from Lyman- $\alpha$  observations (e.g., Ehrenreich et al. 2008; Bourrier & Lecavelier 2013) and theoretical models (e.g., Lecavelier des Etangs et al. 2004; Yelle 2004; Tian et al. 2005).





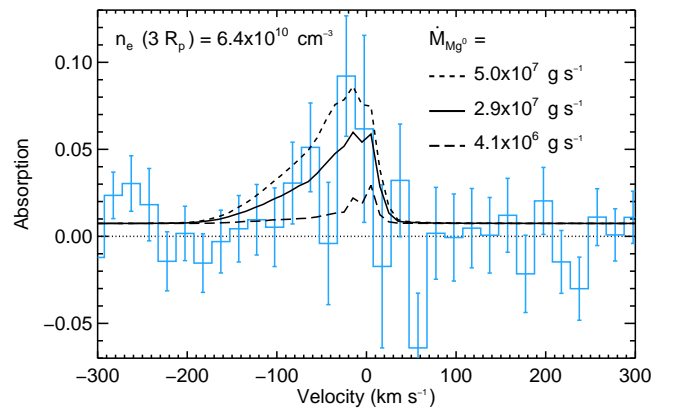
**Fig. 15.** Error bars for the estimated neutral magnesium escape rate and electron density at  $3R_p$ , in the G-scenario. The exobase is fixed at  $R_{\text{exo}} = 3R_p$  with a planetary wind velocity  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ . A black star indicates the global best fit to the observations with  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ( $\chi^2 = 802.4$  for 1067 degrees of freedom).



**Fig. 16.** Same as in Fig. 11, with two additional theoretical absorption profiles calculated with the same magnesium escape rate  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and electron densities corresponding to  $3\sigma$  limits ( $\chi^2 = 811.4$ ) from the global best fit with  $n_e(3R_p) = 4.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  (long-dashed black line) and  $n_e(3R_p) = 7.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (dashed black line). The electron density mostly impacts the width of the absorption profile in its blue wing.

#### 6.1.4. Exobase properties

Here we studied the goodness of fit as a function of the exobase altitude and the planetary wind velocity at the exobase, when all four parameters of the model are let free to vary (Fig. 18). Remarkably, the global best-fit exobase altitude is found to be just above the Roche lobe (about  $2.8R_p$  for HD 209458b) with  $R_{\text{exo}} = 3R_p$  and  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ . We looked for the planetary wind velocities that best reproduce the observations for a given exobase altitude. For particles launched beyond the Roche lobe, the planet gravity is negligible compared to stellar gravity and radiation pressure. Consequently, their dynamics only depend on their initial velocity and observations remain best-fitted with  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ . Alternatively, with exobase altitudes below the Roche lobe, planet gravity limits the expansion of the magnesium cloud and the best-fit velocity needs to be higher, up to  $45 \text{ km s}^{-1}$  at  $1.5R_p$ . However, as it seems unlikely that the planetary wind is so fast, we fixed  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$  and inferred  $1\sigma$  limits on the exobase altitude between  $2.1$  and  $4.3R_p$ . Within this



**Fig. 17.** Same as in Fig. 11, with two additional theoretical absorption profiles calculated with the same reference electron density  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and magnesium escape rates corresponding to  $3\sigma$  limits ( $\chi^2 = 811.4$ ) from the global best fit with  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 4.1 \times 10^6 \text{ g s}^{-1}$  (long-dashed black line) and  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 5.0 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  (dashed black line). The increase in escape rate raises the depth of the absorption profile with little effect on its velocity range.

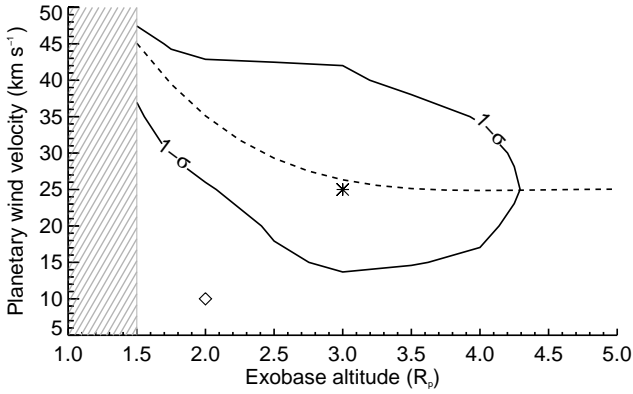
range, best fits are always obtained with  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (see Sect. 7 for more details).

Because the atmosphere beyond the Roche lobe is outside of the gravitational influence of the planet it cannot be described accurately with a spherically symmetric hydrostatic profile when the exobase radius exceeds  $2.8R_p$ . Besides, gravitational equipotentials near the Roche lobe stray from the spherical approximation used in our model to describe the exobase (see the 3D plot of the shape of the exobase close to the Roche lobe in Fig. 2 of Lecavelier des Etangs et al. 2004). On the other hand, theoretical models with hydrodynamical escape (Yelle 2004; García Muñoz 2007; Koskinen et al. 2013a; Guo 2013) predict planetary wind velocities in the range  $1$  to  $10 \text{ km s}^{-1}$  at altitudes between  $2$  and  $3R_p$ , which is significantly lower than our global best-fit value of  $25 \text{ km s}^{-1}$ . Therefore, in addition to the G-scenario we considered an alternative constrained scenario (hereafter called C-scenario) in agreement with theoretical predictions for  $R_{\text{exo}}$  and  $v_{\text{pl-wind}}$ . In this C-scenario we fixed the exobase at an intermediate altitude of  $2R_p$  and constrained the planetary wind to  $10 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 18). We study the atmospheric escape in this scenario in the following section.

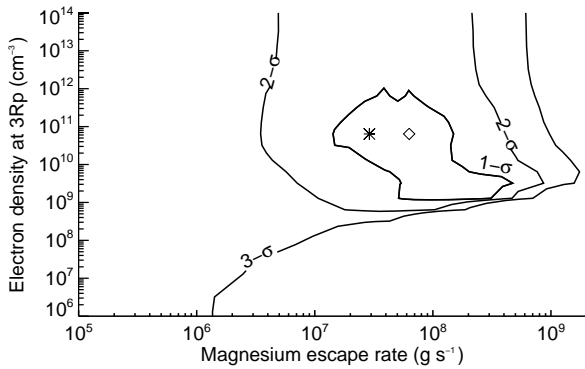
## 6.2. Constrained scenario

### 6.2.1. Physical conditions in HD 209458b exosphere

In the C-scenario ( $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ;  $R_{\text{exo}} = 2R_p$ ) the *constrained* best fit to the observations is found with a  $\chi^2$  of  $807.4$  for  $1069$  degrees of freedom (Fig. 19), at little more than  $2\sigma$  from the global best fit, and yields similar values for the magnesium escape rate and reference electron density ( $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 6.3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ ;  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) albeit with larger error bars, in particular at the  $1\sigma$  level ( $1.4 \times 10^7 - 4.7 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$  and  $1.2 \times 10^9 - 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ). As in the G-scenario there is no change in the fit quality (here within  $2\sigma$  from the best fit) with electron density above  $\sim 1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . On the contrary, the fit becomes worse with escape rates in the range  $5 \times 10^7 - 5 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$  and  $n_e(3R_p) \lesssim 10^9 \text{ cm}^{-3}$  because the recombination altitude then falls below the exobase. A significant portion of the escaping gas is ionized and, as the



**Fig. 18.**  $1\sigma$  error bars on the planetary wind velocity and the exobase altitude in the G-scenario. The other model parameters (escape rate and electron density) are also let free. The dashed line shows the fit to the planetary wind velocities that best reproduce the observations for a given exobase altitude. The global best-fit simulation (black star) is obtained with  $R_{\text{exo}} = 3R_p$ ,  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  and  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ( $\chi^2_{\text{G-scen}} = 802.4$ ). A black diamond shows the best-fit simulation in the constrained scenario ( $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ;  $R_{\text{exo}} = 2R_p$ ;  $\chi^2_{\text{C-scen}} = 807.4$ ).



**Fig. 19.** Error bars for the estimated magnesium escape rate and electron density at  $3R_p$ , in the C-scenario. The exobase is fixed at  $R_{\text{exo}} = 2R_p$  with a planetary wind velocity  $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ . A diamond indicates the constrained best fit to the observations with  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 6.3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $\chi^2 = 807.4$  for 1069 degrees of freedom), while a star shows the global best fit with  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $\chi^2 = 802.4$  for 1067 degrees of freedom), in both cases obtained with  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

atmosphere is denser in the C-scenario, Mg II line absorption depths increase steeply with decreasing reference electron densities. Assuming electrons are mainly produced by the ionization of hydrogen most theoretical models of HD 209458b atmosphere predict electron densities in the range  $10^6$ – $10^7 \text{ cm}^{-3}$  at  $3R_p$  (e.g., Yelle 2004; Koskinen et al. 2013a; Guo 2013). In the C-scenario this situation corresponds to a regime with no recombination above the exobase and can only reproduce the observations within  $3\sigma$  from the constrained best fit, with escape rates below  $\sim 2 \times 10^6 \text{ g s}^{-1}$ . In this case, absorption profiles in the magnesium lines are shallow and not much influenced by variations of  $n_e(3R_p)$  and  $\dot{M}_{\text{Mg}^0}$  (Fig. 19).

### 6.2.2. Radiation pressure and planetary gravity

In the case of the global best fit ( $R_{\text{exo}} = 3R_p$  and  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ ), the gas cloud is mostly optically thin and spread

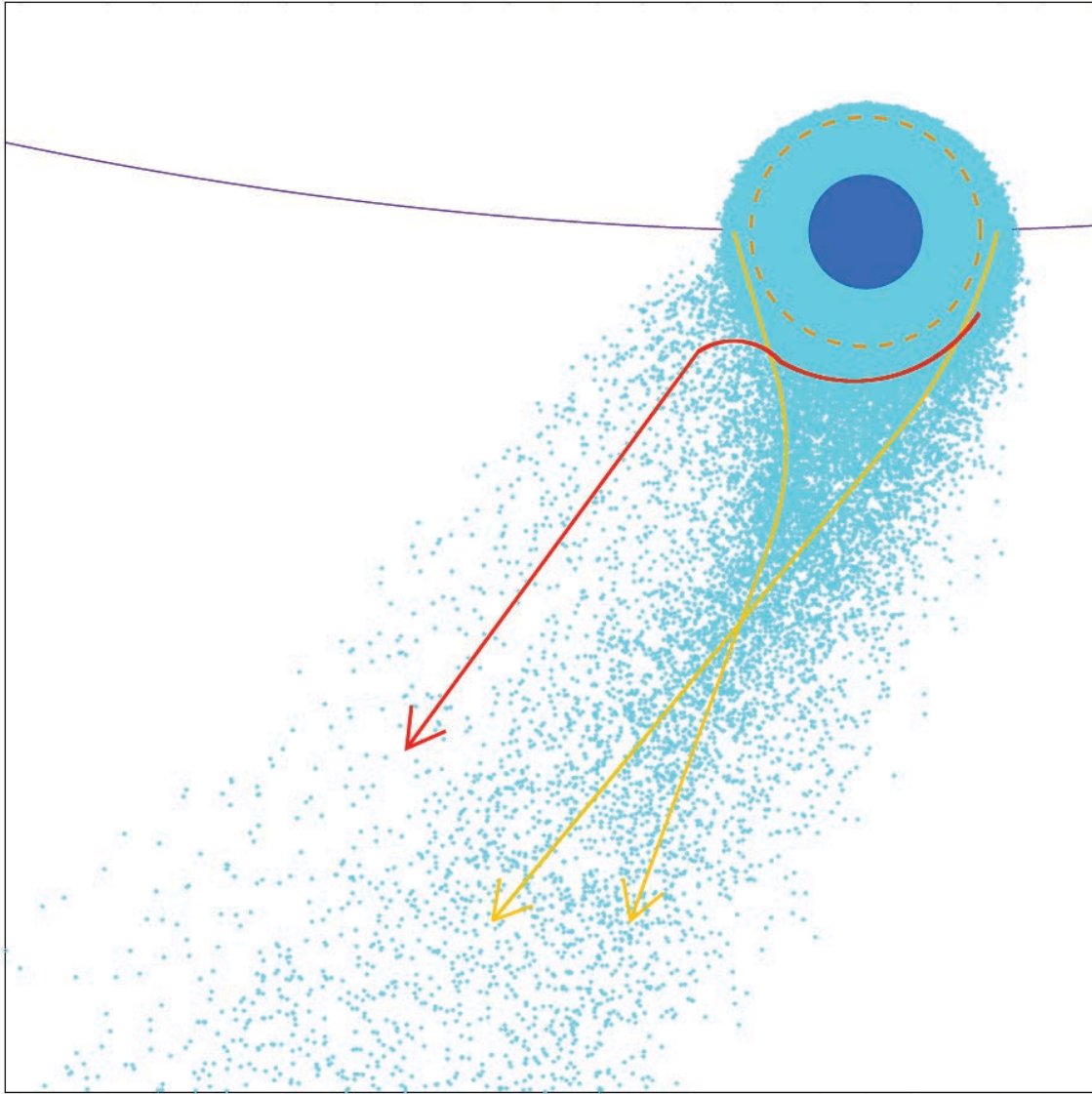
over a large area. By contrast when particles are launched with lower velocities at altitudes below the Roche lobe, as for the constrained best fit ( $R_{\text{exo}} = 2R_p$  and  $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ), densities of neutral magnesium are high enough for the bulk of the atmosphere to be self-shielded from stellar photons and particles escape more easily from the unshielded limbs of the atmosphere (Fig. 20). Besides, at the low altitude of the exobase in the constrained best fit, planetary gravity is the dominant force and it strongly influences the dynamics of escaping particles. Those escaping from shielded regions are so deflected that they move backward of the planet orbital motion until they emerge from the other side of the cometary tail to the rear of the planet (Fig. 20).

### 6.3. Influence of the main atmosphere temperature

Here we tested the impact of the main atmosphere temperature on the theoretical Mg I line absorption profile and the fit to the data. We considered no change in the escape rate, the reference electron density and the exobase properties, with the same values that provided the best fit to the observations in either the G-scenario or the C-scenario. We found that an increase in the temperature of the main atmosphere  $\bar{T}$  has no influence on the quality of the fits (Fig. 21). On the other hand, the  $\chi^2$  quickly increases as temperature decreases, and we put a  $1\sigma$  lower limit on  $\bar{T}$  at about  $\sim 6100 \text{ K}$ . If the temperature is lower than this value, densities in the main atmosphere are indeed much higher and result in higher absorption depths in the damped Mg I line wings, which are not observed (Fig. 22).

### 6.4. Discussion on the electron density

We obtained electron densities at  $3R_p$  significantly higher than the  $10^6$ – $10^7 \text{ cm}^{-3}$  range expected from theoretical models (e.g., Guo 2013). It is possible that these values have a large uncertainty, as such models are by necessity based on many assumptions regarding the energy input, the atmospheric processes, and composition, and are furthermore simplified 1D representations of the sharp atmospheric transition between the day and night sides (i.e., along the terminator as observed during transits). If ions and electron densities are indeed similar, collisions of magnesium with ions should modify the dynamics of the escaping gas. However, the hydrogen escape rate, planetary wind velocity and exobase altitude derived from our best fits are consistent with values found in the literature, and are independent of the electron density in their effect on the theoretical absorption profile (see for example Figs. 16 and 17). This gives us confidence in our modeling and the assumption that the atmosphere beyond the Roche lobe is collisionless. As a first explanation it is conceivable that electrons may be more abundant than ions in the upper atmosphere. Alternatively, we may have overestimated the electron density. First, we would not detect an absorption signature in the Mg II line if the ionized magnesium cloud produced by the atmospheric escape was extending far away from the planet to occult the stellar disk at all observed orbital phases, a scenario which was proposed for WASP-12 b by Haswell et al. (2012). In this case, the density of neutral magnesium needed to reproduce the observations would be obtained with much lower recombination rates and electron densities because of the large amount of ionized magnesium available for recombination. Second, depending on the heating efficiency and stellar irradiation, temperatures in the extended atmosphere of HD 209458b could be significantly higher than the average temperature profile we used (e.g., Koskinen et al. 2013a). With temperatures



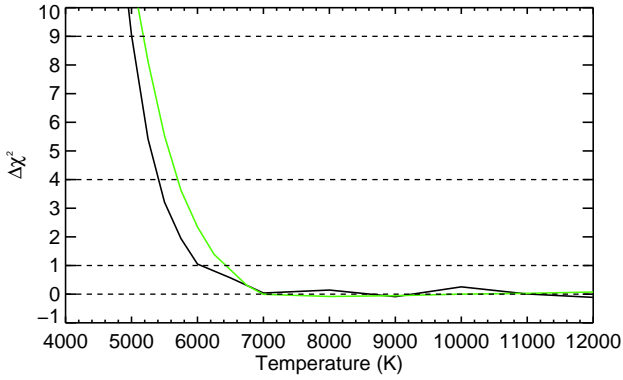
**Fig. 20.** View of the neutral magnesium cloud from above of the orbital plane in the best-fit simulation (C-scenario). Because of the high density below the exobase ( $R_{\text{exo}} = 2 R_p$ ; dashed orange circle) magnesium atoms escape more easily from the limbs of the atmosphere, unshielded from radiation pressure (the star is toward the top of the plot). The orange lines show the average trajectory of these flows. Gravitational effects and the lower velocity of the planetary wind prevent the cometary tail from dispersing as in the G-scenario (Fig. 13). The red line shows the average trajectory of the flow of particles emanating from shielded regions. Deviated by planetary gravity, the flow emerges from the cloud to the rear of the planet, where it becomes subjected to radiation pressure.

of about 13 000 K, which would be consistent with the high heating efficiency expected in the atmosphere of HD 209458b (Ehrenreich & Désert 2011; Koskinen et al. 2013a), best-fit electron densities are in the order of  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  because of the higher recombination rate. Third, the radiative and dielectronic recombination rates estimated by Aldrovandi & Pequignot (1973) may be inadequate in the hydrodynamic atmosphere of HD 209458b.

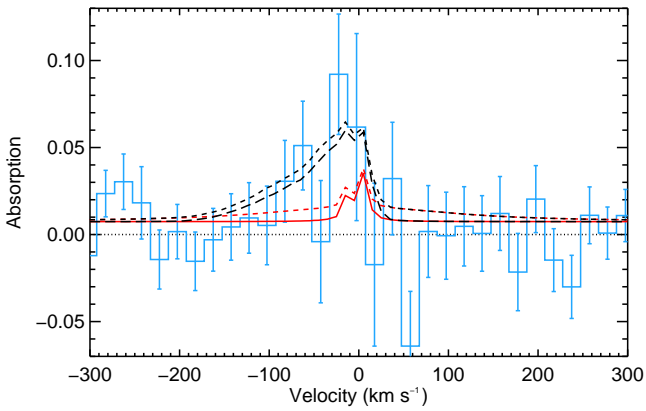
## 7. Spectro-temporal variability

We obtained variations with time in the velocity structure of the best-fit theoretical absorption profile, regardless of the considered scenario (Fig. 23). Radiation-pressure-accelerated neutral atoms free of the planet influence absorb in the blue wing of the Mg I line up to a velocity determined by their lifetime, i.e., by the reference electron density. By contrast radiation pressure from the Mg I line has little influence on particles close to the planet

(which are neutral in the global and constrained best fits), as they have low velocities and are mostly shielded from stellar photons. These particles follow the planet orbital motion and their absorption in the Mg I line core shifts toward higher positive velocities during the transit, following the increase in the planet velocity on the line of sight between  $-15$  to  $15 \text{ km s}^{-1}$  from ingress to egress (as observed in the line of carbon monoxide by Snellen et al. 2010). This variation is similar to the putative redward extension of the absorption signature reported by Vidal-Madjar et al. (2013) between the transit and post-transit observation, as can be seen in Fig. 1. The ratio between the populations generating absorption in either the core or the wing of the spectral Mg I line is constrained by the planetary wind velocity at the exobase, and the best-fit values described in Sect. 6.1.4 are those that balance the two populations and their respective absorptions in a way consistent with the observations (Fig. 23). Independent of the planetary wind velocity and the exobase altitude, the escape



**Fig. 21.** Plot of the  $\chi^2$  difference between simulations obtained with the best-fit parameters of the G-scenario (black line) or the C-scenario (green line) as a function of the main atmosphere temperature. Horizontal dotted black lines are plotted at 1, 2, and  $3\sigma$  from each best fit ( $\chi^2_{\text{G-scen}} = 802.4$ ;  $\chi^2_{\text{C-scen}} = 807.4$ ), and in both cases the  $\chi^2$  difference exceeds  $1\sigma$  with temperatures below  $\sim 6100$  K.



**Fig. 22.** Absorption profile observed in the MgI line (blue histogram). Two absorption profiles are calculated for best-fit parameters (G-scenario) and a main atmosphere temperature of 5000 K (dashed black line) and 7000 K (solid black line). In both cases, the red line shows the part of the absorption profile generated by neutral magnesium in the main atmosphere. The decrease in temperature leads to higher densities in the main atmosphere, which increases absorption in the wings of the line through natural broadening.

rate and reference electron density control the total amount of neutral magnesium particles in the cloud and their maximum velocities, i.e., the overall depth of the absorption profile and its width. As a result, observations are always best reproduced with  $n_e(3R_p) = 6.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  and  $\dot{M}_{\text{Mg}^0} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ , regardless of the best couples ( $v_{\text{pl-wind}}$ ;  $R_{\text{exo}}$ ) in Fig. 18.

The velocity range of the observed absorption signature also limits the size of the cometary tail of neutral magnesium. For both best-fit simulations it absorbs efficiently up to about 15 planetary radii (Fig. 13), and seen from the Earth, the projection of the cloud onto the stellar disk extends to only a few planetary radii. Absorption drops quickly after the end of the planetary transit (Fig. 24) and post-transit absorption depths are lower than the value measured by Vidal-Madjar et al. (2013).

## 8. Conclusion

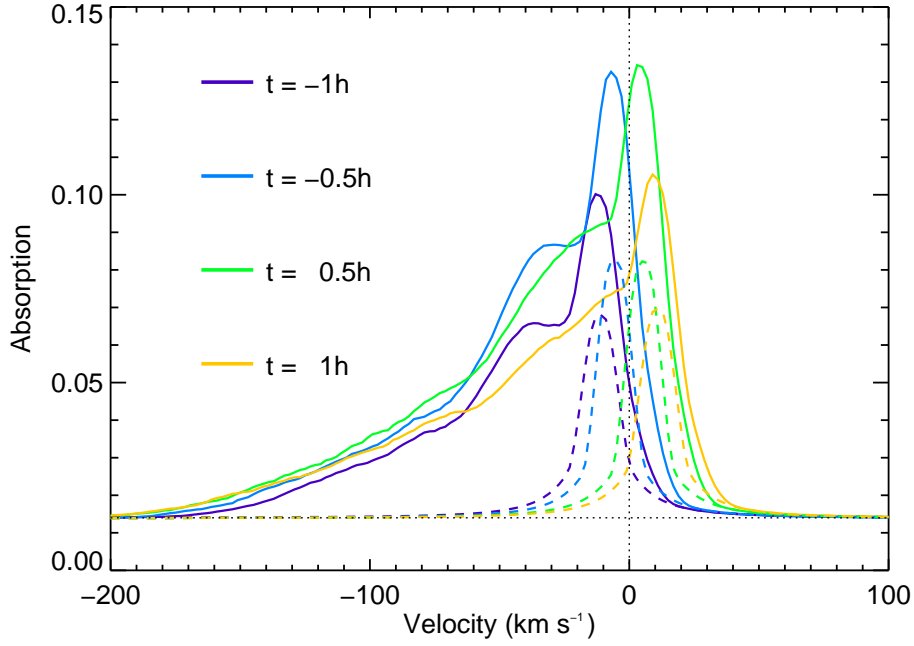
We used a revised version of the 3D particle model described in Bourrier & Lecavelier (2013) to simulate the escape of

magnesium from the atmosphere of HD 209458b and to calculate theoretical transmission spectra to be compared to transit and post-transit observations obtained in the Mg I and Mg II lines in the UV by Vidal-Madjar et al. (2013). The main improvement to the previous model is a detailed analytical modeling of the atmosphere below the exobase which takes its shielding effect and its absorption in the core of the neutral magnesium line into account. We found that the mean temperature below the exobase must be higher than  $\sim 6100$  K. The free parameters of the model are otherwise the escape rate of neutral magnesium, the electron density, the altitude of the exobase, and the velocity of the planetary wind at the exobase.

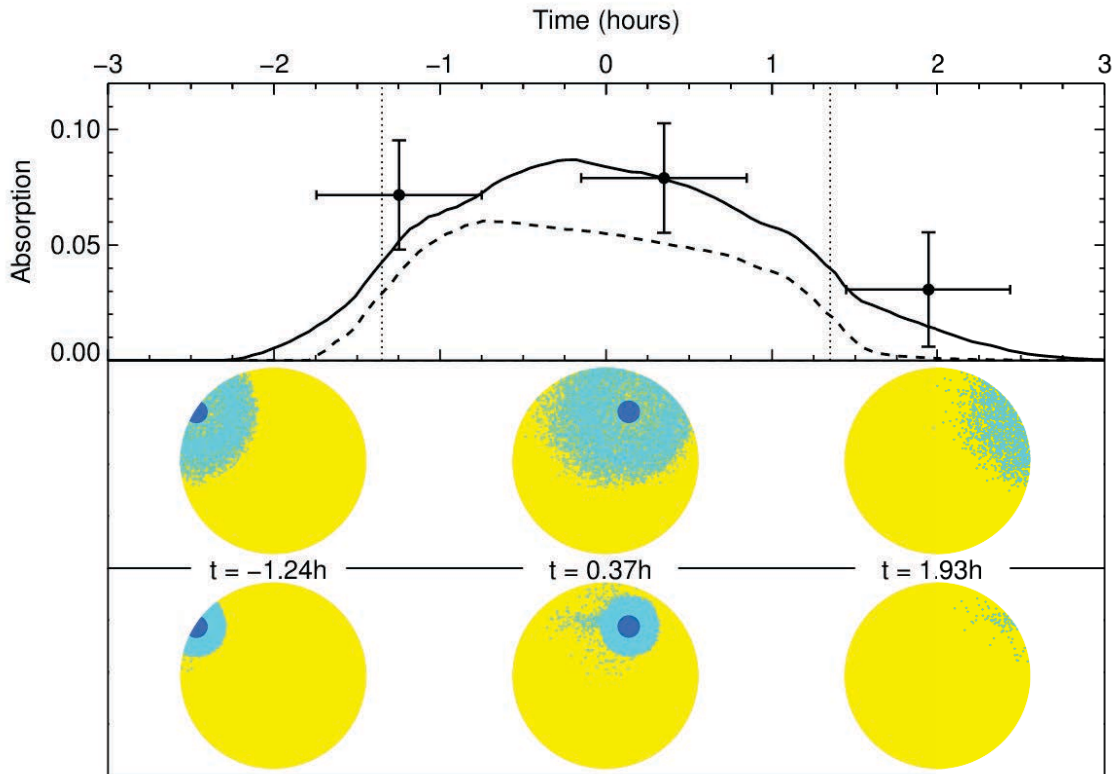
Observations are best explained if the exobase is close to the Roche lobe ( $R_{\text{exo}} = 3^{+1.3}_{-0.9} R_p$ ) and magnesium atoms escape the atmosphere at the exobase level with a radial velocity  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ . Because of the V-shape of the stellar Mg I line, radiation pressure is not too efficient on low-velocity neutral magnesium atoms close to the planet but impart strong accelerations to atoms with high radial velocities, as they receive more UV flux far from the line core. The velocity range of the absorption signature, up to  $-60 \text{ km s}^{-1}$  in the blue wing of the line, is thus well reproduced by a radiative blow-out, provided the quick stellar UV-photoionization of the escaping particles is compensated for by electron recombination up to an equilibrium altitude between the two mechanisms, which is estimated to be  $R_{\text{eq}} = 13.4^{+3.1}_{-4.5} R_p$ . Beyond this Mg-recombining layer of the exosphere the magnesium is mostly ionized and subjected to a low radiation pressure from the Mg II line. The non-detection of excess absorption in this line is well-explained by low densities of ionized magnesium at all altitudes. The global best fit to the observations is obtained with an escape rate  $\dot{M}_{\text{Mg}} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $2.0 \times 10^7 - 3.4 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ ). Assuming a solar abundance these results are consistent with standard values of hydrogen escape rates in the range  $2.1 \times 10^{10} - 3.5 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ . Observations are best reproduced with electron density at  $3R_p$  in the order of  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . This value is possibly overestimated; or if the electron density is correct, it could mean that electrons are more abundant than ions in this collisionless part of the upper atmosphere. With the addition of electron-impact ionization to UV-photoionization, electron-recombination is dominated by ionization close to the planet (below  $2.7R_p$ ), but this has little influence on the quality of the best fit since particles are launched above the Roche lobe. In any case, the rates used by Voronov (1997) for electron-impact ionization may not be valid for temperatures below 11 000 K because they were calculated for plasmas with far higher temperatures.

Constraining the exobase radius and planetary wind velocity to lower values consistent with theoretical model predictions ( $R_{\text{exo}} = 2R_p$  and  $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ) we found that the observations can still be explained with similar escape rates and electron densities, albeit with larger error bars:  $\dot{M}_{\text{Mg}} = 6.3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $1.4 \times 10^7 - 4.7 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$ ). Although in this case the exobase radius was chosen arbitrarily, halfway between the planet surface and the Roche lobe, a different value in this range does not significantly change our conclusions.

Simulations show that the absorption profile results from complex interactions between radiation pressure, planetary gravity, and self-shielding. In a previous work, the analysis of transit observations in the Lyman- $\alpha$  line of neutral hydrogen allowed us to characterize atmospheric escape at high altitudes in the exosphere. Here the absorption signature in the line of neutral magnesium has been used to analyze the structure of the atmosphere at lower altitudes both in the escaping cloud and



**Fig. 23.** Evolution of the theoretical absorption profile as a function of time during the transit of HD 209458b, for the best-fit simulation of the G-scenario. Absorption in the blue side is generated by radiation-pressure accelerated magnesium atoms and always drops at about  $-60 \text{ km s}^{-1}$  (at mid-height). The central absorption peak comes from atoms close to the planet (dotted lines show the part of the absorption profile generated by the main atmosphere) and shifts redward of the line with the orbital motion. This is similar to the spectral extension of the observed absorption signature toward positive velocities during and after the transit (Fig. 1). The simulated planetary disk is the source for an absorption depth of  $\sim 1.4\%$  at all wavelengths during the transit.



**Fig. 24.** *Top panel:* theoretical transit absorption depth over the range  $-60$  to  $0 \text{ km s}^{-1}$  in the Mg I line (solid and dashed lines). Measurements for the transit-ingress, transit-center, and post-transit observations (Vidal-Madjar et al. 2013) are plotted as black dots with horizontal error bars showing their duration. Vertical dotted lines show the beginning and end of ingress and egress of the planetary transit. The theoretical absorption depth, determined by the stellar surface occulted by the magnesium cloud and its opacity, is displayed for the global best-fit simulation (solid line;  $R_{\text{exo}} = 3 R_p$ ,  $v_{\text{pl-wind}} = 25 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{\text{Mg}} = 2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ ) and the constrained best-fit simulation (dashed line;  $R_{\text{exo}} = 2 R_p$ ,  $v_{\text{pl-wind}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\dot{M}_{\text{Mg}} = 6.3 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ ). *Lower panels:* views of the magnesium particles with velocities in the range  $-60$  to  $0 \text{ km s}^{-1}$  along the star/Earth line of sight (light blue). HD 209458b is displayed as a deep blue disk. Although the cloud occults a larger area in the global best-fit simulation (*middle panel*), it is optically thinner than in the constrained best-fit simulation (*bottom panel*).

below the exobase. Simulations predict that the absorption profile should expand toward positive velocities during the transit because the atmosphere close to the planet follows its circular orbital motion. Observation of the magnesium lines thus appears to be a powerful tool to probe an exoplanet's upper atmosphere in the thermosphere-exosphere transition region. We can anticipate that several host stars of transiting planets may be bright enough in the Mg I line for their atmosphere to be probed in such a way.

*Acknowledgements.* The authors wish to thank the referee, Tian Feng, for his perceptive comments, which greatly improved this paper and helped to put its results in perspective. Based on observations made with the NASA/ESA *Hubble* Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. The authors acknowledge financial support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). The authors acknowledge support from the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 "Exo-Atmos". This work has also been supported by an award from the Fondation Simone et Cino Del Duca.

## References

- Aldrovandi, S. M. V., & Pequignot, D. 1973, *A&A*, 25, 137  
 Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481  
 Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61  
 Ben-Jaffel, L. 2008, *ApJ*, 688, 1352  
 Ben-Jaffel, L., & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284  
 Bourrier, V., & Lecavelier des Etangs, A. 2013, *A&A*, 557, A124  
 Brown, T. M., Charbonneau, D., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Burrows, A. 2001, *ApJ*, 552, 699  
 Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *ApJ*, 568, 377  
 Ehrenreich, D., & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933  
 Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., & Delfosse, X. 2011, *A&A*, 529, A80  
 García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426  
 Guo, J. H. 2013, *ApJ*, 766, 102  
 Haswell, C. A., Fossati, L., Ayres, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, 79  
 Kang, W., Lee, S.-G., & Kim, K.-M. 2011, *ApJ*, 736, 87  
 Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. 2013a, *Icarus*, 226, 1678  
 Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Harris, M. J., & Lavvas, P. 2013b, *Icarus*, 226, 1695  
 Lagrange, A.-M., Beust, H., Mouillet, D., et al. 1998, *A&A*, 330, 1091  
 Lallement, R., Bertin, P., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., & Bertaux, J. L. 1994, *A&A*, 286, 898  
 Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1  
 Lecavelier des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2011, *A&A*, 533, A50  
 Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *A&A*, 543, L4  
 Lemaire, P., & Blamont, J. E. 1967, *ApJ*, 150, L129  
 Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291  
 Schlawin, E., Agol, E., Walkowicz, L. M., Covey, K., & Lloyd, J. P. 2010, *ApJ*, 722, L75  
 Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature*, 465, 1049  
 Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *ApJ*, 621, 1049  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143  
 Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69  
 Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57  
 Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Bourrier, V., et al. 2013, *A&A*, 560, A54  
 Voronov, G. S. 1997, *At. Data Nucl. Data Tables*, 65, 1  
 Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167

## 8.5 Conclusions

Nous avons utilisé un modèle détaillé de la haute atmosphère de HD209458b pour reproduire les spectres d'absorption observés dans les raies du Mg I et Mg II.

- Nous obtenons un taux d'échappement de magnésium neutre de  $2.9_{-0.9}^{+0.5} \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ . En supposant une abondance solaire, cette valeur correspond à un taux d'hydrogène neutre d'environ  $3 \times 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ , dans la plage de valeurs généralement obtenue pour cette planète (par exemple Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013).
- Nous obtenons pour la première fois une contrainte observationnelle sur la densité d'électrons dans la haute atmosphère, plus élevée que les estimations des modèles théoriques (par exemple Koskinen et al. 2013b).
- Les profils d'absorption des raies du magnésium permettent d'étudier la géométrie, la densité, et la distribution des vitesses du gaz dans l'exosphère étendue.
- Ces raies du proche UV sont aussi une fenêtre sur la transition de l'exosphère avec la thermosphère : nous obtenons des contraintes sur les propriétés de l'exobase et la température moyenne de la thermosphère (cohérente avec les prédictions théoriques ; Koskinen et al. 2013b).

## Chapitre 9

# Vers la détection de nouveaux cas d'évaporation

Depuis l'aube des temps, sur toutes les planètes de toutes les galaxies, combien de civilisations ont pu naître, poser des questions que nous posons, et puis s'évanouir dans un souffle de vent ?

---

GILBERT CHOQUETTE

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>158</b>
<b>9.2</b>	<b>Méthodologie</b>	<b>158</b>
<b>9.3</b>	<b>Résultats</b>	<b>158</b>
<b>9.4</b>	<b>Publication</b>	<b>160</b>
<b>9.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>172</b>

---



## 9.1 Introduction

L'échappement atmosphérique a été détecté pour un nombre très limité d'exoplanètes, principalement des Jupiters chauds par des observations en transit de l'hydrogène dans la raie Lyman- $\alpha$ . L'estimation de l'état d'évaporation de l'ensemble des exoplanètes par le bilan énergétique de leurs atmosphères (Lecavelier des Etangs 2007) ou l'étude de cas spécifiques avec des modèles théoriques (Lammer et al. 2013) ont montré que les atmosphères de planètes plus denses comme des Neptunes ou des super-Terres chaudes pouvaient aussi s'étendre hydrodynamiquement, emportant à haute altitude des éléments plus lourds que l'hydrogène. Nous avons vu que la raie du magnésium est un moyen efficace pour détecter une atmosphère étendue. L'observation de cette raie permet d'étudier les propriétés de l'exosphère ainsi que la région où l'échappement hydrodynamique prend naissance à de plus basses altitudes. Dans ce chapitre nous évaluons l'état d'évaporation de l'ensemble des planètes dont le transit est connu, et la possibilité de détecter et caractériser leurs atmosphères grâce à des observations dans la raie du Mg I.

## 9.2 Méthodologie

Nous utilisons notre modèle numérique pour simuler l'échappement atmosphérique de magnésium des planètes dont le transit est connu, et calculer la détectabilité (le signal-sur-bruit) de la signature d'absorption produite dans la raie du Mg I. 142 planètes possèdent les caractéristiques nécessaires à cette étude : masse, rayon, paramètres orbitaux de la planète ; masse, rayon, distance, magnitudes V et BMV, estimation du flux X/EUV de l'étoile-hôte, . Le taux d'échappement atmosphérique de magnésium est calculé dans la limite du régime limité par l'énergie (Sect. 2.4.2.3). Les profils stellaires de la raie du Mg I sont généralement basés sur celui de HD 209458 et mis à l'échelle en fonction du type et de la distance de l'étoile. Nous supposons ici que seule la pression de radiation affecte la dynamique du gaz échappé. Sans information disponible sur l'état d'ionisation du magnésium autour de chaque planète, nous nous sommes placés dans un cas d'étude simplifié où la partie du nuage de magnésium en transit est intégralement neutre.

## 9.3 Résultats

Considérant l'impact des propriétés planétaires et stellaires sur les profils d'absorption et leur détectabilité, les paramètres les plus importants sont :

1. la magnitude de l'étoile-hôte, dont dépend directement le niveau de flux mesuré et son bruit. Elle dépend de la brillance intrinsèque de l'étoile et de sa distance à la Terre.
2. le taux d'échappement de magnésium, qui agit sur la densité du nuage et la profondeur de l'absorption. Il dépend de l'énergie reçue par l'atmosphère, et de la densité de la planète.
3. la taille de l'étoile, dont dépend la profondeur du transit planétaire et atmosphérique.
4. l'accélération des atomes échappés, qui agit sur la largeur spectrale de la signature. Elle dépend de la gravité stellaire et de la pression de radiation, et donc de la distance orbitale, de la masse de l'étoile et du flux dans la raie du Mg I.

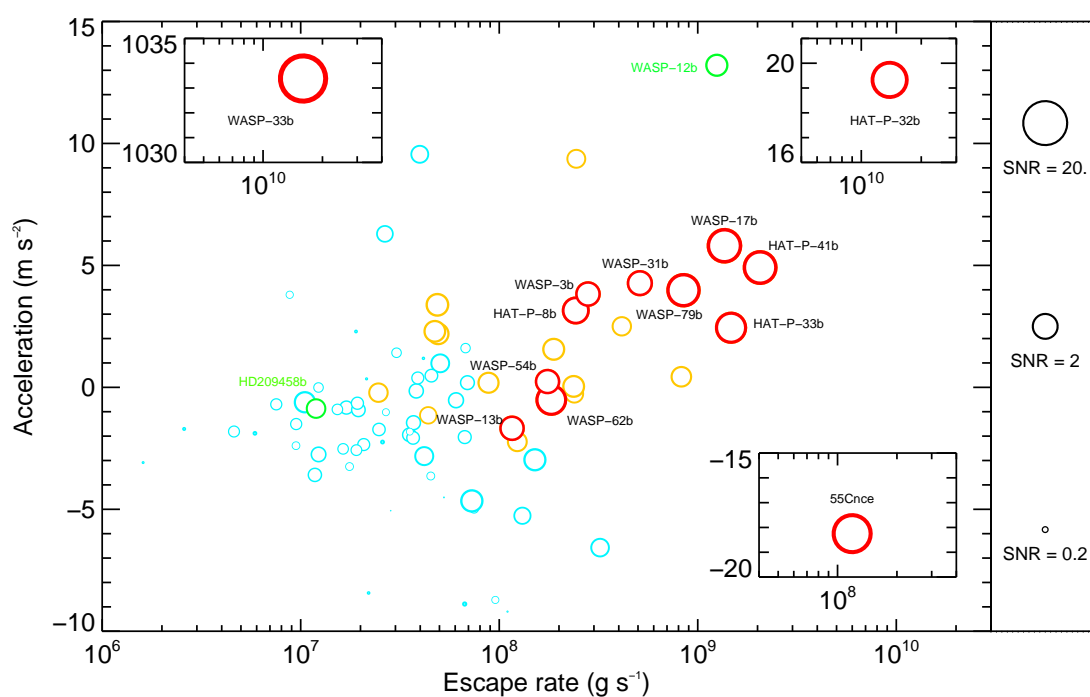


FIGURE 9.1: Détectabilité de la signature d'absorption des planètes en transit dans la raie du Mg I, en fonction du taux d'échappement de magnésium et de l'accélération impartie aux atomes échappés. Chaque planète est identifiée par un cercle dont le diamètre est proportionnel au signal sur bruit attendu : les meilleures cibles pour détecter une atmosphère étendue sont en rouge.

5. la vitesse orbitale, qui peut conduire à des variations temporelles significatives de la plage spectrale pendant le transit (comme pour HD 209458b ; Chap 8). Pour des orbites excentriques l'ensemble de la plage spectrale peut être décalé de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde.

Nous avons identifié 14 planètes pour lesquelles les caractéristiques précédentes impliquent une signature d'absorption dans la raie du Mg I avec un signal-sur-bruit supérieur ou égal à 2, si elles sont observées avec HST/STIS dans les mêmes conditions que HD 209458b. Ces quatorze planètes, mises en évidence dans la figure 9.1, sont : 55 Cnc e, HAT-P-8 b, HAT-P-33 b, HAT-P-41 b, WASP-3 b, WASP-12 b, WASP-13 b, WASP-17 b, WASP-31 b, WASP-33 b, WASP-54 b, WASP-62 b, WASP-79 b, HAT-P-32 b. Elles se distinguent globalement par des taux d'échappement élevés et des étoiles-hôtes brillantes dans l'UV (principalement de type F). Certaines planètes sont soumises à de très fortes irradiations et pressions de radiation, parce qu'elles orbitent autour d'une étoile jeune comme WASP-33b ou parce qu'elles ont une faible distance orbitale comme HAT-P-32b. A l'inverse, une planète comme 55 Cnc e est propice à des observations atmosphériques du fait de sa proximité à la Terre, mais son étoile de type G8 n'est pas intrinsèquement très brillante dans la raie du magnésium et génère une faible pression de radiation.

## 9.4 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle a été soumise dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics*.

# The Mg I line : a new probe of the atmospheres of evaporating exoplanets.

V. Bourrier<sup>1,2</sup>, A. Lecavelier des Etangs<sup>1,2</sup>, and A. Vidal-Madjar<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> CNRS, UMR 7095, Institut d’astrophysique de Paris, 98<sup>bis</sup> boulevard Arago, F-75014 Paris, France

<sup>2</sup> UPMC Univ. Paris 6, UMR 7095, Institut d’Astrophysique de Paris, 98<sup>bis</sup> boulevard Arago, F-75014 Paris, France

## ABSTRACT

Transit observations of HD 209458b in the UV revealed signatures of neutral magnesium escaping the planet’s upper atmosphere. The absorption detected in the Mg I line arises from the transition region between the thermosphere and the exosphere, and provides unprecedented information on the physical conditions at the altitude where the atmospheric blow-off takes place. Here we use a 3D model of atmospheric escape to evaluate the evaporation state of known transiting exoplanets and to estimate the transit absorption signatures in the Mg I line of their host stars. The detectability of these signatures depends on the brightness of the star, the escape rate of neutral magnesium and the strength of the stellar radiation pressure. We identify and analyze fourteen best targets which cover a wide range of stellar and planetary properties. Mg I line observations of this sample with an UV facility such as the Hubble Space Telescope/Space Telescope Imaging Spectrograph (HST/STIS) would significantly increase the number of planets with an observed exosphere, allowing further steps in comparative exoplanetology.

**Key words.** planetary systems - Stars: individual: HD 209458

## 1. Introduction

Characterization of planetary atmospheres outside our solar system has been carried out using observations of transiting planets. Absorption spectroscopy has enabled the determination of the atmospheric composition, the measurements of species abundances, estimates of the atmosphere temperature profile, and the detection of hazes or clouds high in the atmosphere (e.g., Sing et al. 2008a,b; Pont et al. 2008; Vidal-Madjar et al. 2011b,a; Huitson et al. 2012).

Lyman- $\alpha$  observations of atomic hydrogen in the atmospheres of HD 209458b and HD 189733b also revealed that hot-Jupiters “evaporate”, significant amounts of gas leaving their gaseous atmosphere (Vidal-Madjar et al. 2003, 2008; Ben-Jaffel 2007, 2008; Ehrenreich et al. 2008, Lecavelier des Etangs et al. 2010, 2012). Heavier elements were identified at high altitudes in the extended exosphere of HD 209458b, in the lines of O I, C II and Si III (Vidal-Madjar et al. 2004; Linsky et al. 2010, Ben-Jaffel & Sona Hosseini 2010), Si IV (Schlawin et al. 2010) and Mg I (Vidal-Madjar et al. 2013). Signatures of escaping particles have also been found in the Mg II line of WASP-12b (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012) and possibly in the Lyman- $\alpha$  line of 55 Cnc b (Ehrenreich et al. 2012). A large variety of models has been developed to explain these

observations (see Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013 and references therein): under strong X/EUV heating from the star the whole upper atmosphere is heated to such a degree that it is placed in a hydrodynamic state and can expand at velocities reaching several kilometers per second, in some cases overflowing the Roche lobe (Lecavelier des Etangs et al. 2004, Bourrier et al. 2013). Observations are well explained by this “blow-off” of the atmosphere, followed by the radiative blow-out of the escaping particles to high radial velocities ( $>100 \text{ km s}^{-1}$  for hydrogen around HD 209458b and HD 189733b;  $>50 \text{ km s}^{-1}$  for magnesium around HD 209458b). In the case of HD 189733b hydrogen atoms are accelerated to even higher velocities by additional acceleration through interactions with stellar wind protons (Holmström et al. 2008; Ekenbäck et al. 2010; Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013).

However the detailed physics of the planetary “wind” supporting the blow-off has still many unknowns. Because a planet’s exobase properties has an impact on the escape of magnesium particles and their absorption in the core of the Mg I line, observations in the line of neutral magnesium offer the unique possibility to probe the critical region of transition between the thermosphere and the exosphere, in addition to the structure of the extended atmosphere at high altitudes (Bourrier et al. 2013). Observations of escaping atmospheres are for now limited to Hot Jupiters, and yet estimation of the evaporation

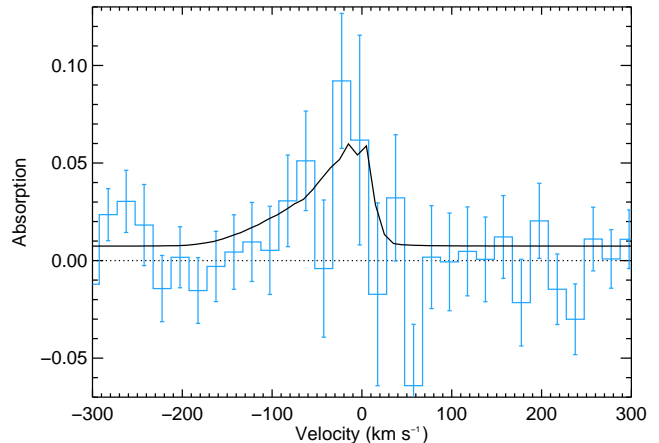
state of transiting exoplanets through the determination of their "energy budget" (e.g. Lecavelier des Etangs 2007, Lammer et al. 2009; Ehrenreich & Désert 2011) show that denser planets such as hot Neptunes and hot super-Earths may also bear significant mass losses. Here we propose to evaluate the evaporation state of known transiting exoplanets and to simulate with a numerical 3D model the dynamics of neutral magnesium atoms escaping their atmospheres. We study the influence of star/planet properties on the resulting atmospheric absorption profiles in the Mg I line, and estimate the significance level these signatures would yield if observed with the HST/STIS instrument.

## 2. Atmospheric escape of neutral magnesium from HD 209458b

Using the Echelle E230M grating of the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) instrument onboard the Hubble Space Telescope (HST), Vidal-Madjar et al. (2013) observed the transit of the hot-Jupiter HD 209458b in the lines of neutral (2852.9641 Å) and singly ionized magnesium (2796.3518 and 2803.5305 Å). While no atmospheric absorption was observed in the Mg II line, the authors detected in the Mg I line a blue-shifted transit absorption signature in the velocity range  $-62$  to  $-19$  km s<sup>-1</sup>, with an absorption depth of  $8.8 \pm 2.1\%$ . The escape of this heavy species confirmed that the planet's atmosphere is undergoing a hydrodynamical escape, and Bourrier et al. (2013) used a 3D particle model of the dynamics of the escaping magnesium atoms, coupled with an analytical modeling of the atmosphere below the exobase, to reproduce these observations. In this model the atmosphere below the exobase is in hydrostatic equilibrium, and neutral magnesium atoms escape at the exobase level with the velocity of the planetary wind. The short-lived neutral magnesium atoms are rapidly ionized by the stellar UV photoionization, and the singly ionized magnesium atoms thus created can recombine into neutral magnesium through dielectronic recombination. The model calculates the dynamics of the two magnesium populations accelerated away from the star by the stellar radiation pressures. Bourrier et al. (2013) found that the observations are best reproduced if the exobase is close to the Roche lobe with a radius of  $3_{-0.9}^{+1.3} R_p$  (planetary radii), and neutral magnesium particles escape from the exobase at a rate of  $2.9_{-0.9}^{+0.5} \times 10^7$  g s<sup>-1</sup> with a velocity of 25 km s<sup>-1</sup>. The corresponding theoretical absorption profile is displayed in Fig. 1.

## 3. Modeling magnesium escape from transiting exoplanets

Up to now, more than 300 transiting exoplanets have been discovered. To identify the best targets for observations of magnesium escape, we applied a modified version of the model of Bourrier et al. (2013) to these exoplanets and calculated the theoretical absorption profile generated by



**Fig. 1.** Absorption profile in the Mg I line of HD 209458b (blue histogram; Vidal-Madjar et al. 2013). The solid black line shows the theoretical best-fit profile obtained by Bourrier et al. (2013).

neutral magnesium in their atmosphere in order to derive the significance level of its signature in the Mg I line. Hereafter all parameters labelled "209" refer to the planet HD 209458b. Physical properties of exoplanets and their host stars were extracted from the Exoplanet Data explorer (Wright et al. 2011) and the Extrasolar Planets Encyclopaedia (Schneider et al. 2011). In September 2013, 142 transiting planets had all the parameters required by the model, in particular to calculate the escape rate of neutral magnesium with the energy budget (Lecavelier des Etangs 2007; Ehrenreich & Désert 2011; Sect. 3.1.2) and to estimate the Mg I line spectrum of each host star (Sect. 3.1.3).

### 3.1. Estimation of the planetary systems properties

#### 3.1.1. Exospheric properties

Neutral magnesium atoms escape the atmosphere of a planet at the radius  $R_{\text{exobase}}$ . It was fixed at a best guess for the exobase level by scaling the atmospheric structure of the planet to that of HD 209458b, using the atmospheric scale height  $H$

$$R_{\text{exobase}} = R_p + \frac{H}{H_{209}} (R_{\text{exobase}}^{209} - R_p^{209}). \quad (1)$$

In the case of HD 209458b the exobase was found to be close to the Roche lobe ( $R_{\text{exobase}}^{209} = R_{\text{Roche}}^{209} \approx 3 R_p^{209}$ ). For planets where the launching radius calculated using Eq. 1 is higher than the planet Roche lobe, the atmosphere is subjected to a "geometric escape" (Lecavelier des Etangs et al. 2004; Erkaev et al. 2007) and we fixed  $R_{\text{exobase}} = R_{\text{Roche}}$ . Particles escape at  $R_{\text{exobase}}$  with the velocity of the planetary wind that best reproduced the observations of HD 209458b (25 km s<sup>-1</sup>). Below  $R_{\text{exobase}}$  the hydrodynamical atmosphere is described like the "main atmosphere" in Bourrier et al. (2013). With no information regarding the thermal structure of most exoplanets' atmospheres, we assumed all planetary thermospheres have the

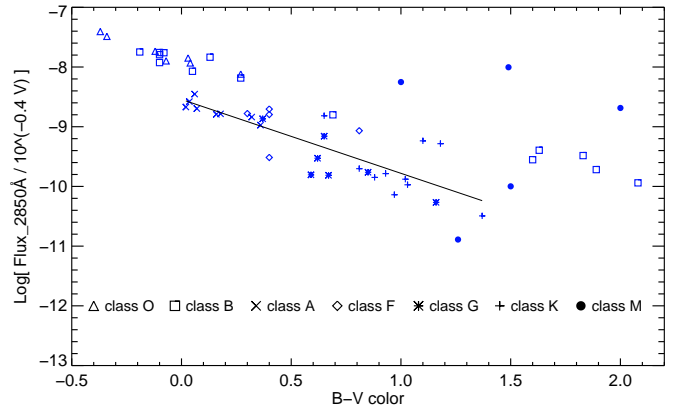
mean temperature of HD 209458b ( $T \sim 7000$  K; Koskinen et al. 2012). In any case, the impact of this assumption is rather limited: the temperature of the thermosphere influences the vertical density profile below the exobase, which in turn influences the part of the atmospheric absorption profile which is limited to the wavelength range corresponding to the low velocities of the particles below the exobase. Even with low stellar radiation pressures this only concerns a small part of the detectable absorption (*e.g.*, Fig. 10).

### 3.1.2. Escape rate of neutral magnesium

Atmospheric mass loss depends on the X/EUV stellar energy flux received by the upper atmosphere, which is used to compensate for the gravitational potential energy required by the atmosphere to escape. We calculated the potential energy with Eq. (12) in Erkaev et al. (2007), which takes into account the contribution of tidal forces through a correction factor  $K_{\text{tide}}$ . We calculated the stellar energy input with Eq. (2) in Lecavelier des Etangs (2007). For eccentric orbits we used the star/planet distance  $d_{\text{tr}}$  at the center of the transit instead of the semi-major axis. The escape rate of neutral magnesium is obtained using the atmospheric mass fraction of this species,  $A_{\text{Mg}}$ , so that

$$\dot{M}_{\text{Mg}} = A_{\text{Mg}} \eta \frac{3 F_{\text{X/EUV}}(1\text{AU})}{4 G d_{\text{tr}}^2 \bar{\rho} K_{\text{tide}}}, \quad (2)$$

with  $\bar{\rho}$  the mean density of the planet,  $F_{\text{EUV}}(1\text{AU})$  the X/EUV flux per unit area at 1 AU from a star, and  $\eta$  the heating efficiency. We calculated the mass fraction of neutral magnesium in the exoplanets' atmosphere as a function of their mean density, using the number densities abundances in Asplund et al. (2009). We assumed giant gaseous planets with  $\bar{\rho} < 3 \text{ g cm}^{-3}$  have the chemical composition of the Sun ( $A_{\text{Mg}} = 7.08 \times 10^{-4}$ ). For the 34 denser planets in our list of transiting planets we used the mass fraction of neutral magnesium found in the meteorites of the Solar system ( $A_{\text{Mg}} = 9.55 \times 10^{-2}$ ). Sanz-Forcada et al. (2011) measured the X/EUV emission of several exoplanets-host stars, four of which belong to our list: 55 Cnc, HD 209458, HD 189733 and GJ 436 (see Tables 5 and 6 of their paper for the fluxes at the distance of the semi-major axis). For most stars (129) we calculated the stellar EUV flux thanks to its correlation with the rotation velocity of the star (Wood et al. 1994; Lecavelier des Etangs 2007; Ehrenreich & Désert 2011). For the 9 remaining stars we used Eq. (1) in Lecavelier des Etangs (2007) to estimate the EUV luminosity of a star as a function of its stellar type. The heating efficiency  $\eta$ , which characterizes the fraction of stellar energy effectively used for the escape in the "energy-limited" approach, is one of the less constrained values of the physics of exoplanets' atmospheres (*e.g.*, Lammer et al. 2009; Owen & Jackson 2012). We calculated escape rates in two limit scenarii, either with  $\eta = 30\%$  or with  $\eta = 100\%$ . We fixed 30% as a lower limit because it yields a  $1\sigma$  detection in the range



**Fig. 2.** Ratio between the flux in the core of the Mg I line and the flux in the V band, as a function of the B-V color, for a variety of stars. Each star is plotted with a symbol corresponding to its stellar type. The slope of the linear fit to the A, F, G, K types is -1.2.

-62 to  $-19 \text{ km s}^{-1}$  for HD 209458b, while the absorption signature was actually detected at  $3.6\sigma$ .

### 3.1.3. Stellar Mg I line spectrum

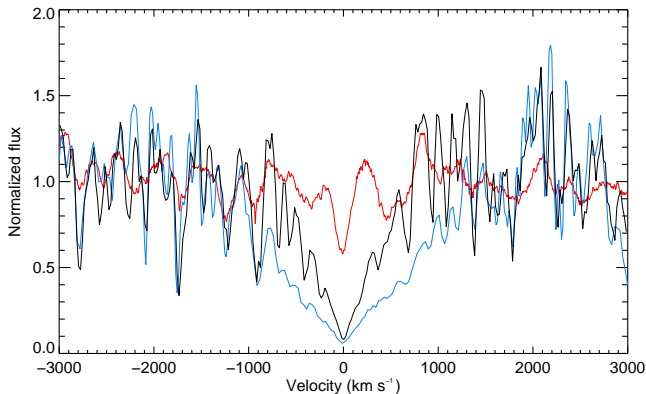
To model the spectrum of the Mg I line stellar profile for each star we used the unabsorbed reference spectrum measured before the transit of HD 209458b with the HST/STIS instrument. This spectrum is scaled to a given star with the coefficient  $\alpha_{\text{flux}}$  which takes into account the stellar type and the star distance from the Earth. To estimate  $\alpha_{\text{flux}}$  we used the IUE archive to measure the flux  $F_*^{\text{MgI}}$  at the bottom of the Mg I line ( $\lambda_0 = 2853 \text{ \AA}$ ) for a sample of stars with stellar type ranging from M to O. In Fig. 2 we show the ratio between the flux in the line core and the flux in the V band, as a function of the B-V color. With hotter stars the emitted spectrum shifts towards shorter wavelengths, and the flux in the Mg I line increases to the detriment of the V magnitude and the B-V color. Most transiting planets orbit stars with B-V colors between  $\sim 0$  and 1.5; we applied a linear fit in Fig. 2 to the corresponding A, F, G, K stellar types stars and found that the flux at  $2853 \text{ \AA}$  in the core of the Mg I line varies approximately as

$$F_*^{\text{MgI}} \propto 10^{-0.4 V_* - 1.2 (B-V)_*}. \quad (3)$$

Scaling to the value for HD 209458b we derive

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{flux}} &= \frac{F_*^{\text{MgI}}}{F_{209}^{\text{MgI}}} \\ &= 10^{-0.4 (V_* - V_{209}) - 1.2 ((B-V)_* - (B-V)_{209})}. \end{aligned} \quad (4)$$

Note that the fluxes in Eq. 4 are seen from the Earth. Most stars in our list are F and G types and we checked in the IUE database that the Mg I line spectrum of such stars is similar to that of HD 209458 (G0V star). This is not the case for the stars 55 Cnc (G8V) and WASP-33



**Fig. 3.** Intrinsic Mg I stellar line profile of HD 209458 (black line) and its estimation for 55 Cnc (blue line) and WASP-33 (red line). All spectra are scaled to the flux in the stellar continuum of HD 209458 and present significant differences in the shape of the line.

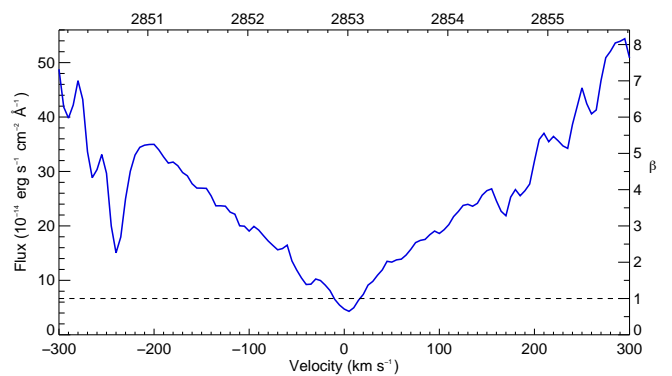
(A5), whose hosted planets have nonetheless a high potential for atmospheric detection of neutral magnesium (see Sect. 5.2). 55 Cnc was observed in the Mg I line (IUE exposure LWP09649) and the flux in its core is similar within a factor two to our estimation with  $\alpha_{\text{flux}}$ . However the resolution of the IUE spectrum is too low to be used with our model. We used instead the IUE spectrum of the G8V star Tau Ceti (exposure LWR11587), scaling its flux in the stellar continuum to that of HD 209458 so that it can be used in Eq. 4. No observations of WASP-33 were made in the Mg I line. We used the emission spectrum of  $\beta$  Pictoris (A6 star), retrieved from the StSci archive (dataset O4G002040) and scaled as above. In both cases we assumed errors are dominated by photon noise and proportional to the square root of the flux, using the gain of the STIS observations of HD 209458 (Vidal-Madjar et al. 2013).

### 3.1.4. Radiation pressure

Particles escaping an exoplanet atmosphere are naturally subjected to radiation pressure from the host star. If this force overcomes the stellar gravity, particles are accelerated away from the star to high radial velocities. In the case of HD 209458b the velocity range of the absorption signature detected in the Mg I line is thus explained by the radiative blow-out of the particles escaping the atmosphere (Bourrier et al. 2013). For a magnesium atom the ratio of the radiation force to the stellar gravity  $\beta_*$  is proportional to the stellar Mg I line flux received by the escaping atom at its radial velocity  $v$  (e.g., Vidal-Madjar et al. 1978; Lagrange et al. 1998)

$$\beta_*(v) = c^{\text{MgI}} M_*^{-1} F_*^{\text{MgI}}(1 \text{ AU}, v) \quad (5)$$

with  $c^{\text{MgI}}$  a coefficient which depends only on the properties of the Mg I line and the atom of magnesium,  $M_*$  the mass of the star, and  $F_*^{\text{MgI}}$  the stellar flux calculated in Sect. 3.1.3 at 1 AU from the star at the wavelength corresponding to the Doppler velocity  $v$ . For most stars



**Fig. 4.** Intrinsic Mg I stellar absorption line profile of HD 209458 as observed with HST/STIS (Vidal-Madjar et al. 2013). The ratio  $\beta_{209}$  between radiation pressure and stellar gravity (right axis) is proportional to the line flux and increases steeply away from the center of the line.

in our list the radiation pressure coefficient has a scaled profile similar to that of HD 209458b, displayed in Fig. 4 (Sect. 3.1.3).

### 3.2. Estimation of the atmospheric signature

To define what is to be considered as a detection of atmospheric absorption it is necessary to define *a priori* the kind of signatures that would be considered as generated by neutral magnesium in the atmosphere. In particular we need to define the velocity range over which an absorption signature would be looked for. Bourrier et al. (2013) showed that the red side of the Mg I line absorption profile of HD 209458b is roughly limited by the planet velocity on the line of sight, as this part of the absorption is generated by atoms following the orbital motion. Except for exotic scenarios with magnesium particles falling toward the star (for example brought along a flow of charged material following a magnetic field line), we do not expect to observe absorption at high velocities in the red wing of the Mg I line. In the case of HD 209458b, the maximum velocities of radiation-pressure accelerated magnesium atoms in the blue wing of the line is defined by their lifetime against ionization and therefore depend on the competition between the stellar UV photoionization and the electron recombination mechanism (Bourrier et al. 2013). However it is difficult to estimate the properties of the electron population around a given planet and the UV photoionization rate from its host star. We considered a scenario in which neutral magnesium particles are ionized when they move beyond an altitude (with respect to the planet center) equal to the stellar radius, as only magnesium particles in front of the stellar disk at the time of the transit contribute to absorption in the Mg I line. Consequently for a given planet we look for an absorption signature between the planet velocity on the line of sight (which may be significantly different from  $0 \text{ km s}^{-1}$  for eccentric orbits) and the highest (negative) velocity reached by magnesium particles in front of the stellar disk at the center of the transit.

The detectability of these escaping particles is characterized by the signal-to-noise ratio (hereafter the SNR) between the excess absorption they generate in the Mg I line and its  $1\sigma$  error bar. The atmospheric absorption signal is the relative difference between the unabsorbed stellar flux before the transit ( $\alpha_{flux} F_*^{\text{MgI}}$ ; Eq. 4) and the flux absorbed by neutral magnesium in excess of the planetary occultation depth at the center of the transit, with both fluxes summed over the aforementioned velocity range. The spectral errors on the fluxes are estimated under the assumption that they are dominated by photon noise (i.e. proportional to the square root of the flux, using the gain of real STIS observations of HD 209458), and then propagated to estimate the uncertainty on the absorption signal. Note that we neglected absorption by the interstellar medium. Although ISM absorption may be significant for the most distant stars in our sample it is likely limited to the core of the Mg I line, as in the case of  $\zeta$  Ori (Bates et al. 1979) located at about 300 to 400 pc (Hummel et al. 2013).

## 4. Detectability of escaping magnesium particles

### 4.1. Brightness of the Mg I line

Magnesium particles escaping an exoplanet atmosphere are detected through the absorption profile they generate in the Mg I line of the host star. The significance level of this detection increases with the brightness of the stellar Mg I line observed from the Earth, which depends on the intrinsic brightness of the star and its distance to our solar system, both taken into account in the coefficient  $\alpha_{flux}$  (Sect. 3.1.3). In Fig. 5 we show the SNR as a function of  $\alpha_{flux}$ , for heating efficiencies between 30% and 100%. We caution that the SNR are calculated as if the planets' transits were observed with HST/STIS in the same conditions as HD 209458b (Sect. 2, 3.2), that is for a total of about 8 hours of observations with the instrument efficiency of HST/STIS at 2853 Å. Thirteen planets, hereafter called "planets of interest", stand out because of the high detectability of their extended atmospheres: 55 Cnc e, HAT-P-8 b, HAT-P-33 b, HAT-P-41 b, WASP-3 b, WASP-13 b, WASP-17 b, WASP-31 b, WASP-33 b, WASP-54 b, WASP-62 b, WASP-79 b, HAT-P-32 b. Even though most of their host-stars are located between about 150 and 450 pc from the Earth and are about ten times fainter than HD 209458 (47 pc), their evaporation state is such that they would still yield SNR between 2 and 40 even with a conservative heating efficiency of 30%. Besides, two of these planets orbit stars about two times brighter than HD 209458 in the Mg I line, the A5 star WASP-33 because of its intrinsic brightness and the G8V star 55 Cnc because it is only 12.3 pc away from the Earth. There are thirteen other planets whose evaporating atmosphere would be detectable if they have high heating efficiencies (SNR > 2 with  $\eta=100\%$ ): HAT-P-6 b, HAT-P-9 b, HAT-P-24 b, HAT-P-40 b, HD 149026 b, HD 209458 b, KELT-2A b, KELT-3 b, Kepler-20 b, TrES-4 b, WASP-1

b, WASP-12 b, WASP-67 b, WASP-78 b, XO-4 b. Among them we find HD 209458b, for which was obtained a positive detection of escaping magnesium, and WASP-12b for which ionized magnesium was detected at high altitude in the exosphere (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012). We can notice that a higher heating efficiency may not necessarily lead to proportionally higher SNR, as the absorption depth depends not only on the escape rate but also on self-shielding effects and the optical thickness of the extended atmosphere. Interestingly the hot Jupiter HD 189733 b, usually one of the best targets for atmospheric observations (in the Lyman- $\alpha$  line and from the near-UV to the mid-IR), is not a good candidate for observations of magnesium escape. This is mainly due to the low flux in the Mg I line of its K2V star (Fig. 2).

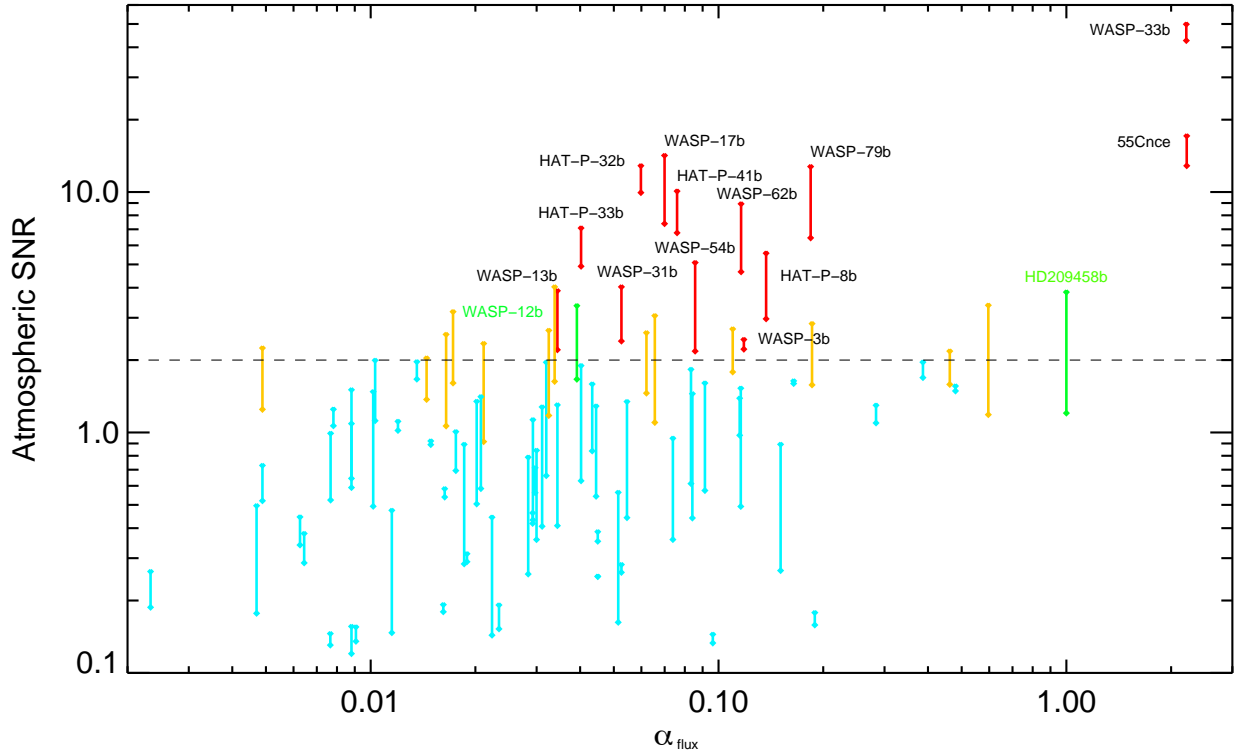
### 4.2. Escape rate and radiation pressure

Almost all planets' host-stars in our list are fainter than HD 209458 (Fig. 5). However the SNR depends also strongly on the structure of the absorption profile generated by the extended atmosphere, which yield from the combined effects of the escape rate and the forces applied to escaping particles. We expect significant atmospheric signatures to be produced by particles beyond the planet Roche lobe, as a large cloud occults more stellar surface. At high altitudes particles are subjected only to the combination of the stellar gravity and stellar radiation pressure. Using Eq. 5 we can define the acceleration on a particle moving at the radial velocity  $v$  at the distance  $d$  from the star

$$a(v, d) = G \frac{c^{\text{MgI}} F_*^{\text{MgI}} (1 \text{ AU}, v) - M_*}{d^2} \quad (6)$$

which is positive if the particle is pushed away from the star. In Fig. 6 we display the SNR as a function of the escape rate and the acceleration  $a(v_{\text{tr}}, d_{\text{tr}})$  evaluated for a particle at the orbital distance  $d_{\text{tr}}$  at the center of the transit, escaping the atmosphere with the orbital velocity of the planet ( $v_{\text{tr}}$  is its projection on the star/planet axis). Close to the planet the velocity of escaping particles is usually dominated by the planet velocity in the stellar referential. For circular orbits  $v_{\text{tr}}$  is thus null and magnesium particles are submitted to low radiation pressure from the core of the Mg I line (Fig. 4). For many planets stellar gravity is even the dominant force on particles when they escape (i.e.  $\beta^*(v_{\text{tr}}) < 1$  and  $a(v_{\text{tr}}, d_{\text{tr}}) < 0$  in Fig. 6). However this does not necessarily prevent the radiative blow-out of the particles, as their radial velocity born of the projection of the planet velocity on the star/particle axis can be high enough for radiation pressure to overcome stellar gravity (Bourrier et al. 2013). For neutral magnesium particles, this is sufficient to engage the acceleration process away from the star as radiation pressure increases when the particle absolute radial velocity increases (Fig. 4). Note that particles escaping a planet with an eccentric orbit may be immediately accelerated by a high radiation pressure from the wings of the





**Fig. 5.** SNR of absorption signatures generated by neutral magnesium in the atmospheres of transiting exoplanets, as a function of the brightness of their host-stars in the MgI line seen from Earth. For each planet the lower (resp. upper) SNR value corresponds to a heating efficiency  $\eta=30\%$  (resp.  $100\%$ ). Planets with SNR greater than 2 for  $\eta=30\%$  are plotted in red, and planets with SNR greater than 2 for higher heating efficiencies are plotted in orange. Other planets are plotted in blue, except for the specific hot-Jupiters HD 209458 b and WASP-12 b in green.

MgI line if the planet is rapidly moving away from - or toward - the star during the transit. Thus the SNR does not necessarily increase with the initial acceleration of the escaping particles. There is a more direct relation between the SNR and the escape rate, as high mass losses tend to generate deep absorption profiles easily distinguishable from the planetary occultation depth (Fig. 6). But it is the combination of high escape rates with high accelerations that generates the most significant absorption signatures, a situation favored by planets orbiting bright stars at short orbital distances.

## 5. Planets of interest

In this section we focus on the "planets of interest" (to which we include the hot Jupiter WASP-12 b), as they offer the highest possibility of detection of their extended atmosphere in the line of neutral magnesium (Table 1). We study their evaporation state in relation to the planetary systems properties.

### 5.1. Physical properties

First, the planets of interest have escape rates of neutral magnesium above  $\sim 10^8 \text{ g s}^{-1}$  ( $\eta=30\%$ ; Fig. 6), at least two times higher than the escape rate estimated for

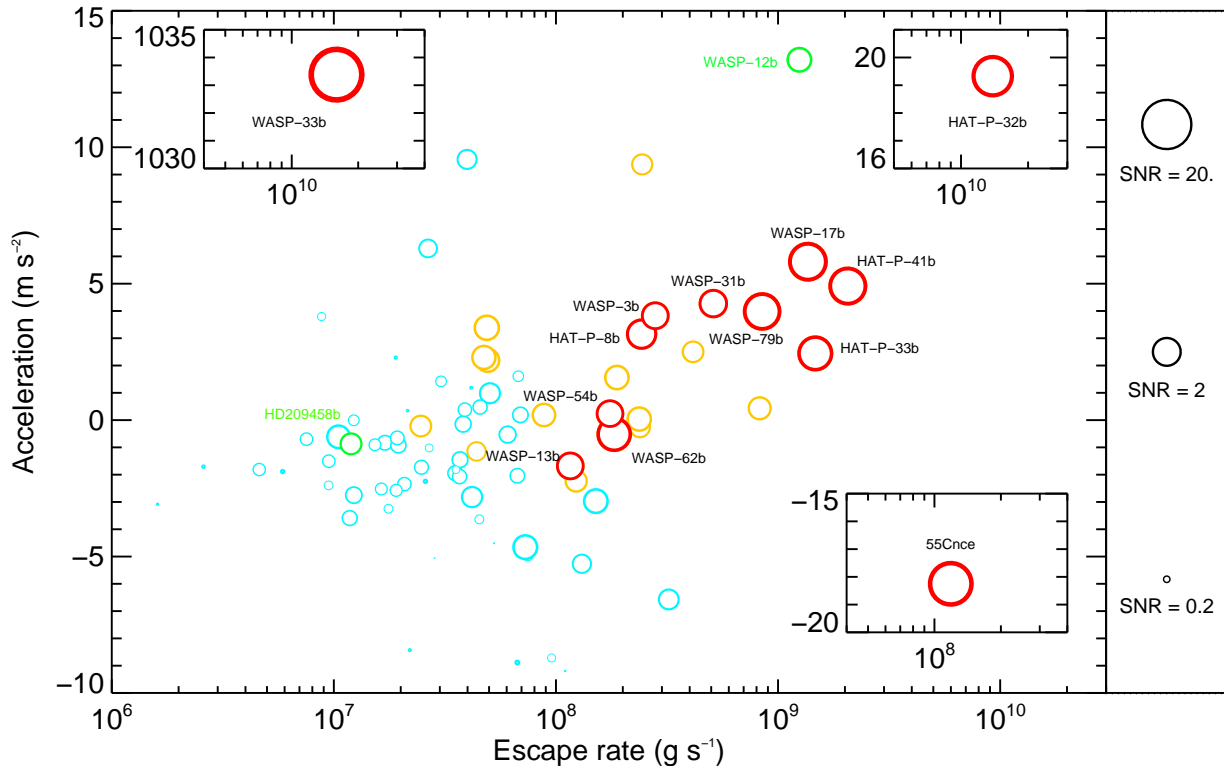
HD 209458 b using transit observations (Sect. 5.3). Most of these planets have indeed a low mean density below  $\sim 0.3 \text{ g cm}^{-3}$  (Eq. 2), as they have sub-Jupiter masses and are among the largest planets in our list with radii between  $1.3$  and  $2 R_{\text{jup}}$  (Table 1). Among the denser planets, WASP-3 b and 55 Cnc e stand out with high densities above  $1 \text{ g cm}^{-3}$ . Secondly, these planets orbit bright stars in the UV, mostly F stars of all luminosity classes. In addition to generating high escape rates, the high stellar luminosity and subsequent strong radiation pressure produce accelerations at least of the order of that exerted on the particles escaping HD 209458 b (Fig. 6). As for this hot Jupiter, the extended atmospheres are thus shaped into cometary tails and generate wide absorption signatures spread over the blue wing of the line (*e.g.*, Bourrier et al. 2013 and Sect. 5.2). 55 Cnc e and WASP-13 b stand apart as they orbit fainter stars than HD 209458 (see Sect. 5.2.2).

### 5.2. Evaporation state

The bulk of the planets of interest (HAT-P-8 b, HAT-P-33 b, HAT-P-41 b, WASP-3 b, WASP-17 b, WASP-31 b, WASP-79 b) have values of the same order for the acceleration parameter, and high neutral magnesium escape rates ranging from  $2.4 \times 10^8$  to  $2.1 \times 10^9 \text{ g s}^{-1}$  ( $\eta=30\%$ ;

**Table 1.** Properties of the planets of interest and their host stars, in order of decreasing SNR when  $\eta=30\%$ . SNR are given for  $\eta=30\%$  and 100%. Escape rates are calculated for  $\eta=30\%$ . The stellar type of HAT-P-41 is estimated using its effective temperature. The planet velocity on the star/planet axis at the time of the transit,  $v_{\text{tr}}$ , is positive if the planet is moving away from the star.

Name	Planet				Host star				Evaporation properties						
	$M_p$ ( $M_{\text{Jup}}$ )	$R_p$ ( $R_{\text{Jup}}$ )	$\rho_p$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )	$R_{\text{exobase}}$ ( $R_p$ )	$d_{\text{tr}}$ (AU)	$v_{\text{tr}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$M_*$ ( $M_{\odot}$ )	$R_*$ ( $R_{\odot}$ )	$D_*$ (pc)	Sp.T.	$\alpha_{\text{flux}}$	$\log \dot{M}_{\text{Mg}}$ ( $\text{g s}^{-1}$ )	$\log \dot{M}_{\text{total}}$ ( $\text{g s}^{-1}$ )	$a(v_{\text{tr}}, d_{\text{tr}})$ ( $\text{m s}^{-2}$ )	SNR ( $\eta=30\%/100\%$ )
WASP-33 b	2.05	1.50	0.8	1.74	0.026	0.00	1.50	1.44	115.6	A5	2.21	10.20	13.35	1033.38	42.7/49.9
55 Cnc e	0.03	0.19	5.5	1.56	0.015	0.00	0.91	0.94	12.3	G8 V	2.22	8.07	9.09	-18.25	12.9/17.1
HAT-P-32 b	0.95	2.04	0.1	1.54	0.030	23.00	1.18	1.39	320.0	F/G	0.06	10.14	13.29	19.33	9.9/12.9
WASP-17 b	0.51	1.93	0.1	1.90	0.050	0.00	1.19	1.20	400.0	F4	0.07	9.13	12.28	5.80	7.4/14.2
HAT-P-41 b	0.80	1.69	0.2	2.04	0.043	0.00	1.42	1.68	344.0	F	0.08	9.31	12.46	4.91	6.8/10.1
WASP-79 b	0.89	1.70	0.2	2.57	0.053	0.00	1.52	1.64	240.0	F5	0.18	8.93	12.08	3.98	6.4/12.8
HAT-P-33 b	0.77	1.83	0.2	2.20	0.043	-3.32	1.40	1.78	419.0	F	0.04	9.17	12.32	2.44	4.9/7.1
WASP-62 b	0.56	1.39	0.3	3.05	0.057	0.00	1.25	1.28	160.0	F7	0.12	8.26	11.41	-0.52	4.7/8.9
HAT-P-8 b	1.29	1.50	0.5	2.18	0.045	0.00	1.28	1.58	230.0	F8 V	0.14	8.39	11.54	3.15	3.0/5.6
WASP-31 b	0.48	1.54	0.2	2.20	0.047	0.00	1.17	1.25	400.0	F	0.05	8.71	11.86	4.27	2.4/4.0
WASP-3 b	2.01	1.29	1.2	1.65	0.031	0.00	1.22	1.31	220.0	F7 V	0.12	8.45	11.60	3.82	2.2/2.4
WASP-13 b	0.48	1.39	0.2	2.87	0.054	0.00	1.09	1.51	155.0	G1 V	0.03	8.06	11.21	-1.68	2.2/3.9
WASP-54 b	0.63	1.65	0.2	2.37	0.047	5.23	1.21	1.83	200.0	F8	0.09	8.24	11.39	0.24	2.2/5.1
WASP-12 b	1.36	1.79	0.3	1.25	0.024	2.77	1.28	1.63	427.0	G0 V	0.04	9.10	12.25	13.20	1.7/3.4
HD 209458 b	0.69	1.36	0.4	2.88	0.047	0.00	1.13	1.16	49.6	G0 V	1.00	7.08	10.23	-0.87	1.2/3.8



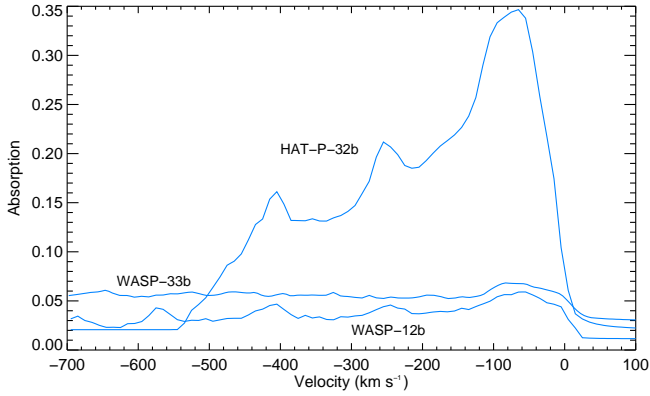
**Fig. 6.** SNR as a function of the escape rate and the acceleration imparted by the stellar gravity and radiation pressure on escaping particles. The acceleration is calculated at the center of the transit with the projection of the planet orbital velocity on the star/planet axis. Each planet is represented by a disk whose size varies with the SNR (heating efficiency is 30%). Colors are the same than in Fig. 5. Most planets with high SNR are found with high escape rates and high accelerations.

Fig 6). They have circular orbits, or slightly eccentric orbits with no impact on the evaporation process (except in the case of HAT-P-33 b;  $e=0.15\pm 0.08$ ). Their orbital distances at the time of the transit range from 0.031 to 0.053 AU, with masses between 0.5 and  $2.0 M_{\text{Jup}}$  and large radii between  $1.3$  and  $1.9 R_{\text{Jup}}$ . Except for HAT-P-8 b and WASP-3 b, they thus fall into the category of the highly inflated planets, with WASP-17 b having the lowest mean density of the hot-Jupiters discovered to this date. Simulations show that the dense atmosphere of WASP-3 b (close to that of Jupiter) should produce high absorption depths far in the wings of the Mg I line because of Lorentzian broadening. Note that the heavy mass losses endured by this sample of planets are nevertheless not sufficient to evaporate completely their atmospheres during the lifetime of their stars (even with  $\eta=100\%$  the shortest lifetime is about 5 Gy for WASP-17 b).

### 5.2.1. Massive radiative blow-out

Three hot Jupiters stand out because of the very high energy they receive from their stars in the UV. Particles escaping WASP-33 b, which orbits the brightest star in our list both as seen from the planet and from

the Earth, are submitted to accelerations about two orders of magnitudes higher than for most of the other host-stars (Fig. 6). Fainter than WASP-33 in the UV, the stars HAT-P-32 and WASP-12 (resp. F/G and G0) nevertheless produce the next highest accelerations on magnesium particles escaping their hosted planets, because of their very short orbital distances ( $\leq 0.03$  AU during the transit). Interestingly HAT-P-32 b has a high eccentricity ( $e=0.16\pm 0.06$ ) and moves rapidly away from its star during the transit (Table 1), which results in an increased acceleration on particles escaping its atmosphere (Sect. 4.2) and an absorption profile shifted blueward of the line center (Fig. 7). In the case of WASP-12 b and WASP-33 b, radiation pressure is so strong that no part of their atmospheres is self-shielded and all escaping particles are accelerated rapidly and as a whole to very high velocities. This impedes the scattering of the particles, and the cometary tail tends to align with the star/planet axis while keeping a low occultation section in front of the stellar disk (Fig. 8). As a result the particles absorb over a wide velocity range but with low absorption depths (Fig. 7). On the contrary the low-density planet HAT-P-32 b has a high acceleration parameter but also a very high escape rate, and its atmosphere is self-shielded; it also occults a smaller stellar disk, generating higher absorption depths in the core



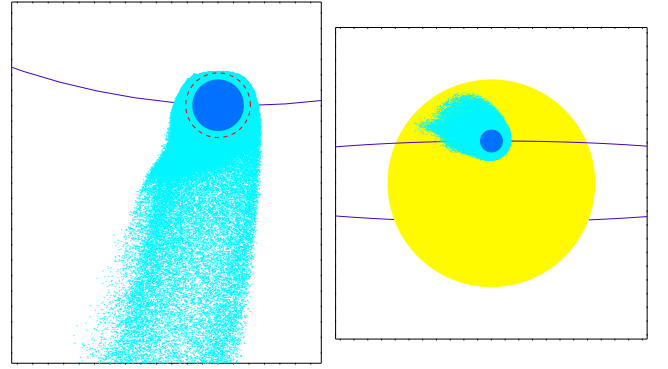
**Fig. 7.** Theoretical Mg I line absorption profiles of WASP-33 b, WASP-12 b and HAT-P-32 b at the center of the transit. Despite high escape rates, absorption may be shallow and spread over a wide velocity range when escaping particles are submitted to a huge radiative blow-off, as is the case with WASP-33 b and WASP-12 b. Because of the eccentric orbit of HAT-P-32 b the absorption profile of its atmosphere is shifted toward negative velocities.

of the line than at high velocities in the blue wing (Fig. 7).

Although the SNR of WASP-12 b is limited by its high distance from the Earth (427 pc), Mg II absorption signatures have already been detected in its atmosphere (Fossati et al. 2010; Haswell et al. 2012), making this planet worth observing in the Mg I line. Collier Cameron et al. (2010) put an upper limit of  $4.1 M_{\text{Jup}}$  on the mass of WASP-33 b, and up to now we used an average mass of  $2 M_{\text{Jup}}$  in this paper. With a lower mass the escape rate increases but the structure of the escaping cloud is also modified, as it is influenced by the atmospheric scale height and the planetary gravitational effects. With planetary masses in the range  $0.5 - 4.1 M_{\text{Jup}}$  the SNR may thus vary between about 15 and 43 ( $\eta=30\%$ ). Even with these conservative values WASP-33 b thus remains one of the planet most likely to be detected evaporating neutral magnesium. In the harshest conditions ( $\eta=100\%$ ) and a mass of  $2.05 M_{\text{Jup}}$ , WASP-33 b would share with HAT-P-32 b a mass loss of about  $7 \times 10^{13} \text{ g s}^{-1}$  for the entire material in the planet atmospheres. The planets would evaporate completely in 1.6 Gy for WASP-33b and 900 My for HAT-P-32b. While this estimation may be compatible with the young age of the WASP-33 system (10-400 Myr; Collier Cameron et al. 2010; Moya et al. 2011), the evaporation of HAT-P-32 b is thus probably limited by a lower heating efficiency.

### 5.2.2. Low radiation pressure and geometric escape

Particles escaping the planets WASP-54 b, WASP-62 b and WASP-13 b are subjected to low accelerations similar to the case of the G0 star HD 209458 (Fig 6), because their host stars are of late type (F8, F7 and G1) with rel-



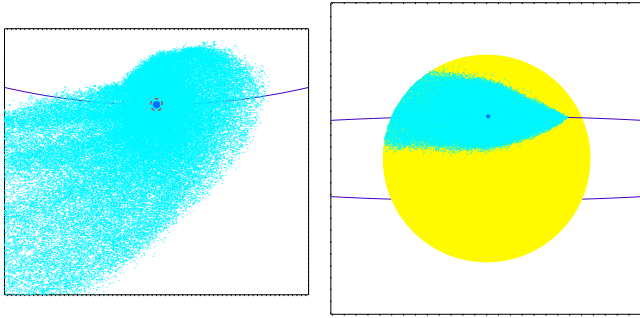
**Fig. 8.** View of WASP-12 b (deep blue disk) at the center of the transit, as seen from the above of the orbital plane (left panel) and along the star/Earth line of sight (right panel; star is along the vertical direction toward the top of the plot). Neutral magnesium particles (blue dots) escape the atmosphere from the exobase represented by the dashed red circle.

atively low stellar flux at  $2853 \text{ \AA}$  (Fig. 2; Eq. 4). The super Earth 55 Cnc e stands out with an acceleration about one order of magnitude lower because of the weak radiation pressure from its cool G8 star. In the case of 55 Cnc e, and to a lesser extent WASP-13 b, the atmosphere suffers from a "geometric" rather than a radiative escape (Fig. 9), and the velocity of the planetary wind which carries the magnesium particles to the exobase level has a significant influence on the structure of the cloud.

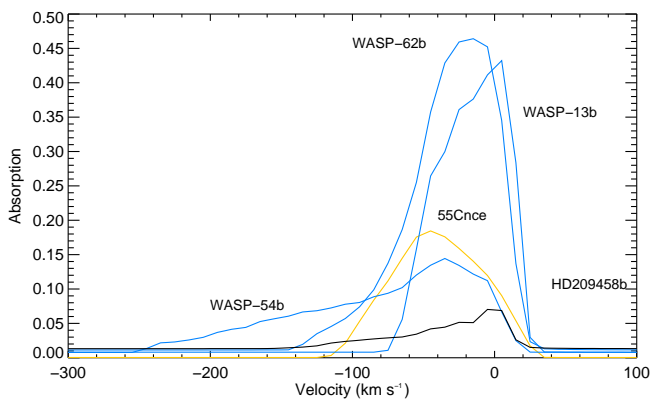
For the four planets above we estimated escape rates between  $10^8$  and  $2 \times 10^8 \text{ g s}^{-1}$  ( $\eta=30\%$ ), about ten times higher than for HD209458 b. In the case of 55 Cnc e this is explained by its orbital distance (0.0154 AU), the shortest of all known transiting planets. While no hydrogen was detected escaping its atmosphere (Ehrenreich et al. 2012), the planet has a high density and could be rich in heavy elements such as magnesium. The gas cloud escaping 55 Cnc e cover a large area of its small stellar disk ( $0.9 R_{\text{sun}}$ ) but has low opacities caused by a large dispersion, and hence the model predicts relatively low absorption depth (Fig. 9 and Fig. 10). The high SNR obtained for this super Earth comes from its proximity (12.3 pc), and it is with WASP-33 the brightest star that could be observed from the Earth in the Mg I line ( $\alpha_{\text{flux}}=2.2$ ).

### 5.3. Heating efficiency

For a given planet the detectability of the absorption signature increases with the heating efficiency, as it produces higher escape rates (Fig. 5). The influence of  $\eta$  is however limited when the atmospheric opacity is high, whether it is due to high escape rates or a low dispersion of the particles (see for example HAT-P-32 b in Fig. 11). When the X/EUV luminosity is known and the mass loss constrained by observations of other species, the heating efficiency can be evaluated. This is the case for HD 209458 b, as Bourrier et al. (2013) constrained the mass loss of neutral magnesium at  $2.9 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $1\sigma$  error bars in the



**Fig. 9.** Same as in Fig. 8 for the super Earth 55-Cnc e. Radiation pressure has little influence on particles when they escape the planet (only particles which occult the stellar disk are shown).

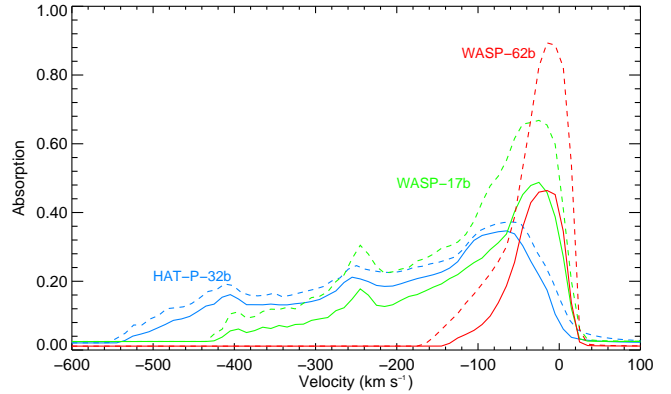


**Fig. 10.** Theoretical Mg I line absorption profiles of planets subjected to low radiation pressures, to be compared to the theoretical profile of HD 209458 b (black line). The profile of 55 Cnc e is produced by a "geometric" escape (orange line).

range  $2 \times 10^7 - 3.4 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$ ). Using the energy budget with the X/EUV flux determined by Sanz-Forcada et al. (2011), the present model yields an estimate of the Mg escape rate between  $1.2 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $\eta = 30\%$ ) and  $4 \times 10^7 \text{ g s}^{-1}$  ( $\eta = 100\%$ ). It shows that HD 209458 b's evaporation process has probably a high heating efficiency ( $>70\%$ ), as was suggested by Ehrenreich & Désert (2011) from the case of neutral hydrogen.

## 6. Discussion and conclusion

Escaping atmospheres have been detected in a very limited number of exoplanets, mainly through transit observations of the H I Lyman- $\alpha$  line and more recently of the Mg I line. While neutral hydrogen allows to characterize the exosphere far from the planet, magnesium can be used in addition to probe lower altitudes in the transition region between the thermosphere and the exosphere. We used a 3D model of atmospheric escape, initially developed for the case of neutral magnesium escaping HD 209458 b (Vidal-Madjar et al. 2013; Bourrier et al. 2013), to simulate the escape of this heavy species from the atmospheres



**Fig. 11.** Influence of the heating efficiency on theoretical Mg I line absorption profiles (solid line,  $\eta=30\%$ ; dashed line,  $\eta=100\%$ ). The absorption depth increases significantly with  $\eta$  when the escape rate is low and the escaping cloud is submitted to low accelerations.

of known transiting exoplanets and evaluate the resulting absorption signatures in the Mg I line. The detectability of such signatures depends on the escape rate of neutral magnesium, the brightness and size of the star and the strength of its radiation pressure. We identify fourteen planets (55 Cnc e, HAT-P-8 b, HAT-P-33 b, HAT-P-41 b, WASP-3 b, WASP-12 b, WASP-13 b, WASP-17 b, WASP-31 b, WASP-33 b, WASP-54 b, WASP-62 b, WASP-79 b, HAT-P-32 b) with large escape rates ten to a thousand times higher than for HD 209458 b, which are expected to produce atmospheric signatures that can be detected with current UV facility like the HST (signal-to-noise ratio between about 2 and 50 in the least favourable conditions). They cover a wide range of planetary and stellar properties, from the very-hot Earth-like planet 55 Cnc e to the young A-star orbiting planet WASP-33 b. Observations of this sample would allow to draw comparisons between exoplanets' upper atmospheres, and provide an unprecedented vision of the blow-off mechanism with constraints on the velocity, temperature, and density structure of the escaping gas in the thermosphere/exosphere transition region (Bourrier et al. 2013). We can also anticipate that observations in the UV with the HST/STIS instrument would not only allow the detection of neutral and ionized magnesium in their atmospheres but also very likely the detection of many other heavy species such as Mn I, Mn II, Fe I or Fe II.

*Acknowledgements.* Based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. The authors acknowledge financial support from the Centre National d'Études Spatiales (CNES). The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 "Exo-Atmos". This work has also been supported by an award from the Fondation Simone et Cino Del Duca. Some of the data presented in this paper were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes

(MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NNX13AC07G and by other grants and contracts. This research has made use of the Extrasolar Planets Encyclopaedia at [exoplanet.eu](http://exoplanet.eu) as well as the Exoplanet Orbit Database and the Exoplanet Data Explorer at [exoplanets.org](http://exoplanets.org).

## References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Bates, B., Coll, R. F., Giaretta, D. L., et al. 1979, *A&A*, 71, L22
- Ben-Jaffel, L. 2007, *ApJ*, 671, L61
- Ben-Jaffel, L. 2008, *ApJ*, 688, 1352
- Ben-Jaffel, L. & Sona Hosseini, S. 2010, *ApJ*, 709, 1284
- Bourrier, V. & Lecavelier des Etangs, A. 2013, *A&A*, 557, A124
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., & Vidal-Madjar, A. 2013, submitted to *A&A*
- Collier Cameron, A., Guenther, E., Smalley, B., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 507
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 547, A18
- Ehrenreich, D. & Désert, J.-M. 2011, *A&A*, 529, A136
- Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *A&A*, 483, 933
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 670
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., et al. 2007, *A&A*, 472, 329
- Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *ApJ*, 714, L222
- Haswell, C. A., Fossati, L., Ayres, T., et al. 2012, *ApJ*, 760, 79
- Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., et al. 2012, *MNRAS*, 422, 2477
- Hummel, C. A., Rivinius, T., Nieva, M.-F., et al. 2013, *A&A*, 554, A52
- Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. 2012, *ArXiv e-prints*
- Lagrange, A.-M., Beust, H., Mouillet, D., et al. 1998, *A&A*, 330, 1091
- Lammer, H., Odert, P., Leitzinger, M., et al. 2009, *A&A*, 506, 399
- Lecavelier des Etangs, A. 2007, *A&A*, 461, 1185
- Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *A&A*, 543, L4
- Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, *A&A*, 514, A72
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *A&A*, 418, L1
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *ApJ*, 717, 1291
- Moya, A., Bouy, H., Marchis, F., Vicente, B., & Barrado, D. 2011, *A&A*, 535, A110
- Owen, J. E. & Jackson, A. P. 2012, *ArXiv e-prints*
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., & Charbonneau, D. 2008, *MNRAS*, 385, 109
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *A&A*, 532, A6
- Schlawin, E., Agol, E., Walkowicz, L. M., Covey, K., & Lloyd, J. P. 2010, *ApJ*, 722, L75
- Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, *A&A*, 532, A79
- Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., & Ballester, G. 2008a, *ApJ*, 686, 658
- Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2008b, *ApJ*, 686, 667
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Bourrier, V., et al. 2013, *A&A*, in press
- Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Lecavelier Des Etangs, A., et al. 2011a, *A&A*, 533, C4
- Vidal-Madjar, A., Laurent, C., Bruston, P., & Audouze, J. 1978, *ApJ*, 223, 589
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *ApJ*, 676, L57
- Vidal-Madjar, A., Sing, D. K., Lecavelier Des Etangs, A., et al. 2011b, *A&A*, 527, A110
- Wood, B. E., Brown, A., Linsky, J. L., et al. 1994, *ApJS*, 93, 287
- Wright, J. T., Fakhouri, O., Marcy, G. W., et al. 2011, *PASP*, 123, 412

## 9.5 Conclusions

Nous avons étudié dans un cadre très simplifié l'échappement d'un grand nombre de planètes en transit, et la possibilité de détecter leurs atmosphères étendues de magnésium.

- Nous identifions quatorze planètes dont l'échappement atmosphérique pourrait produire une signature d'absorption détectable dans la raie du Mg I.
- Ces planètes et leurs étoile-hôtes possèdent des propriétés variées, et leur observation dans le proche UV permettrait d'étendre l'étude du mécanisme de l'échappement hydrodynamique et de rechercher la présence d'autres éléments lourds tels que le fer ou le manganèse.
- J'ai donc proposé en avril 2014 un programme d'observations avec HST/STIS des cinq planètes dont l'échappement atmosphérique de magnésium devrait être détecté avec des signaux-sur-bruits supérieurs à 10 : WASP-33b, HAT-P-32 b, HAT-P-41 b, WASP-17 b et 55 Cnc e.

Quatrième partie

Obliquité des systèmes  
planétaires





## Chapitre 10

# 55 Cancri : un système multiple fortement non-aligné

La nature n'est ni morale ni  
immorale, elle est radieusement,  
globalement amoral

---

THÉODORE MONOD

### Sommaire

---

<b>10.1 Introduction</b> . . . . .	<b>176</b>
<b>10.2 Mesures de vitesse radiale</b> . . . . .	<b>176</b>
10.2.1 Effet de couleur . . . . .	176
10.2.2 Correction empirique de l'effet de couleur . . . . .	178
<b>10.3 Détection de l'anomalie Rossiter-McLaughlin</b> . . . . .	<b>178</b>
10.3.1 Un système compact non aligné . . . . .	180
<b>10.4 Publication</b> . . . . .	<b>180</b>
<b>10.5 Conclusions</b> . . . . .	<b>192</b>

---

## 10.1 Introduction

L'échappement atmosphérique affecte particulièrement les planètes à faible distance orbitale de leur étoile. Alors que les planètes de faible masse peuvent se former à proximité de l'étoile, cela n'est pas le cas des géantes gazeuses qui subissent un phénomène de migration après leur formation au-delà de la ligne des glaces (Sect. 1.2.1.1). Plusieurs scénarios ont été imaginés pour expliquer cette migration, et l'un des moyens de les distinguer est d'étudier l'angle projeté sur le plan du ciel entre l'axe de rotation d'une étoile et la normale à l'orbite de sa planète (Chap. 1). Par exemple la migration dans le disque protoplanétaire entraîne une perte progressive du moment cinétique de la planète et conserve l'inclinaison de son plan orbital, tandis qu'un scénario dynamiquement plus violent dans lequel la planète migre sous l'effet d'influences gravitationnelles avec d'autres planètes (qui peuvent être éjectées du système) affecte son alignement. Il est aussi possible que l'alignement de l'étoile soit modifié, par exemple sous l'effet d'interactions magnétiques avec le disque protoplanétaire, avant ou après que les planètes ne se forment.

L'alignement a été étudié dans plusieurs dizaines de systèmes planétaires, dont la plupart accueillent un Jupiter chaud. Ces planètes présentent une distribution isotrope d'obliquité qui favorise a priori les scénarios dynamiques, mais pour confirmer qu'il ne s'agit pas d'un désalignement général des étoiles et que les planètes de faible masse suivent bien des scénarios de formation et de migration différents, il est nécessaire de mesurer l'obliquité d'autres types de systèmes planétaires. C'est dans ce contexte que nous proposons d'étudier l'alignement de la super-Terre 55 Cnc e, en recherchant l'anomalie Rossiter-McLaughlin (RM) dans des mesures en vitesse radiale. Nous avons vu dans le chapitre 6 que 55 Cnc e est une cible particulièrement adaptée aux observations spectroscopiques à haute précision, et son transit offre l'opportunité d'étudier l'alignement d'une petite planète dans un système compact de cinq planètes.

## 10.2 Mesures de vitesse radiale

Nous avons observé 5 transits de 55 Cnc e avec le spectrographe HARPS-N. En raison notamment de différentes conditions climatiques durant chacune des cinq nuits d'observation, la dernière est celle qui fournit les données de meilleure qualité. Elle offre également une bonne couverture temporelle avec 27 expositions réparties sur toute la durée du transit ( $\sim 1.5$  h), sur les 45 mn le précédant, et les 25 mn le suivant. Nous nous concentrerons donc ici sur cette dernière nuit ; l'analyse des autres jeux de données est détaillée dans l'article joint (Sect. 10.4) et est en accord avec les résultats que nous allons présenter.

### 10.2.1 Effet de couleur

La lumière de l'étoile est dispersée par le spectrographe de HARPS-N sur 69 ordres spectraux couvrant le domaine visible. Le signal-sur-bruit<sup>1</sup> associé à ces ordres varie au cours d'une nuit d'observation, et les variations sont différentes pour chaque ordre. Il y a donc une variation de la répartition du flux entre les ordres que l'on appelle "effet de couleur", et qui est commun aux mesures de vitesse radiale. Les SNRs et leur répartition varient sur de courtes échelles de temps avec des phénomènes météorologiques comme le

---

1. couramment abrégé SNR, pour *signal-to-noise ratio* en anglais

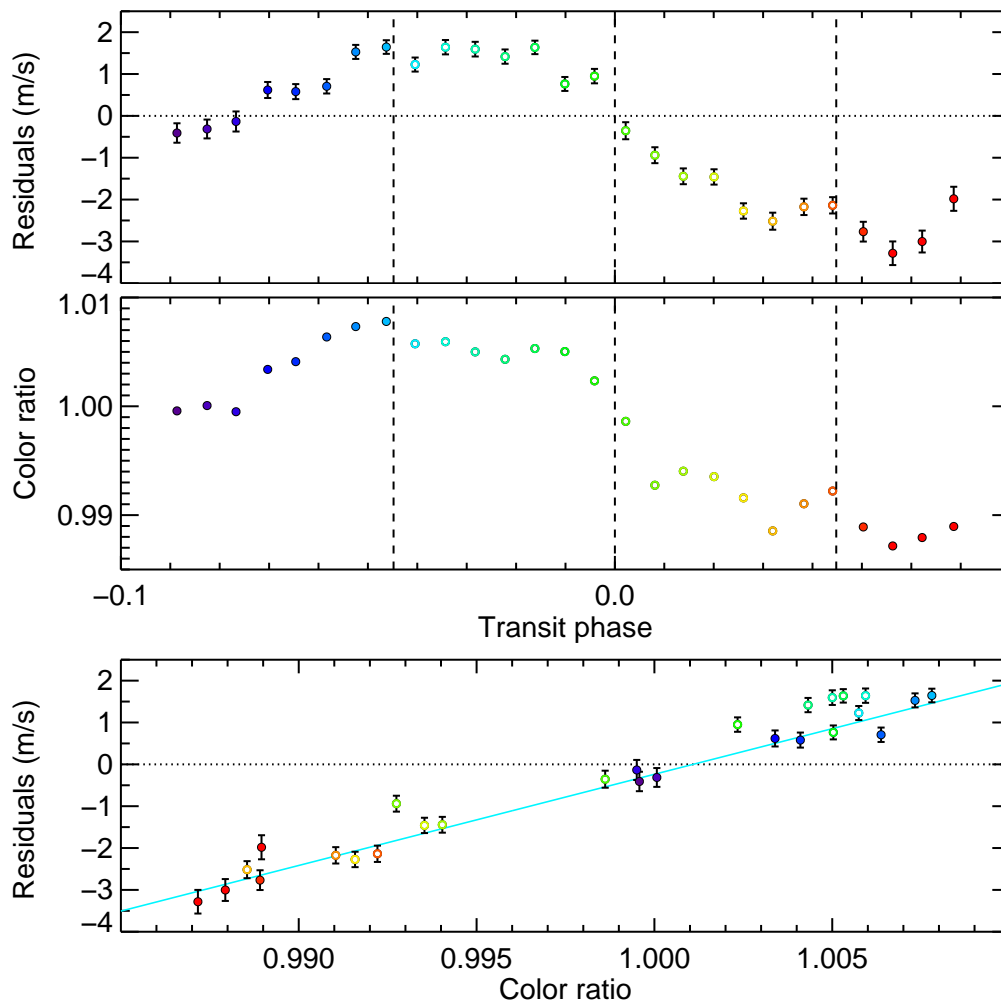


FIGURE 10.1: *En haut* : résidus de l'ajustement képlérien en fonction de la phase orbitale. Les lignes verticales montrent les temps de premier et dernier contact, et le milieu du transit. *Au milieu* : le rapport de couleur des ordres 21 sur 28 suit des variations similaires à celles des résidus. *En bas* : corrélation linéaire entre les résidus et le rapport de couleur (ligne bleue), ajustée sur les mesures en dehors du transit (cercles pleins) pour ne pas corriger par erreur l'anomalie RM. Les points du transit (cercles vides) suivent globalement la même tendance.

vent ou les nuages, et varient sur l'ensemble de la nuit avec l'évolution de la masse d'air<sup>2</sup> dont l'augmentation entraîne une dispersion atmosphérique plus élevée de la lumière aux faibles longueurs d'ondes.

### 10.2.2 Correction empirique de l'effet de couleur

Pour rechercher l'anomalie RM pendant le transit de 55 Cnc e, nous avons d'abord calculé les résidus de vitesse radiale entre les mesures et un modèle théorique de la vitesse radiale képlérienne de l'étoile induite par les cinq planètes du système. Nous n'avons pas suffisamment de mesures sur l'ensemble de l'orbite de 55 Cnc e pour contraindre les paramètres de l'orbite képlérienne avec plus de précision que les valeurs obtenues par Endl et al. (2012) et Dragomir et al. (2014), et nous utilisons donc leurs résultats.

Nous avons alors observé une tendance dans les résidus, alors qu'ils devraient être nuls en moyenne en dehors du transit (Fig. 10.1). Dans la section 3.1 nous avons expliqué que la vitesse radiale provient du fit gaussien de la fonction de corrélation croisée (CCF), qui est un profil de raie moyen des raies stellaires dont le flux est ici dispersé sur les 69 ordres spectraux de HARPS-N. On s'attend donc à ce que l'effet de couleur, qui affecte l'équilibre de flux entre les différents ordres, influence leur contribution relative au déplacement Doppler moyen de la CCF. Pour caractériser ces variations chromatiques, nous avons utilisé le rapport de couleur entre les SNRs de différents ordres spectraux. Nous avons constaté que le rapport des ordres 21 sur 28 suivait des variations très similaires à celles des résidus de vitesse radiale (Fig. 10.1). Leur corrélation nous a permis de définir une correction "empirique" de l'effet de couleur, après laquelle les mesures de vitesse radiale s'ajustent mieux à la courbe képlérienne qu'après la correction standard offerte par le pipeline de HARPS-N (Fig. 10.2). La dispersion des résidus en dehors du transit, de 1.86 m/s sans aucune correction de l'effet de couleur, passe à 0.43 m/s avec la correction standard et à 0.28 m/s avec notre correction empirique.

## 10.3 Détection de l'anomalie Rossiter-McLaughlin

Après avoir corrigé les mesures de vitesse radiale avec notre correction empirique, nous avons recherché l'anomalie RM pendant le transit. Le modèle théorique de l'anomalie dépend de 10 paramètres (Sect. 3.2), notamment le rayon de la planète et son demi-grand axe (normalisés par le rayon stellaire), l'inclinaison de l'orbite, et le coefficient de l'assombrissement centre-bord. Bien que ces paramètres puissent être contraints par l'ajustement de l'anomalie RM, il faudrait avoir une résolution en temps et en vitesse très élevée pour obtenir de meilleurs résultats que les précédentes études de la photométrie de 55 Cnc e (Dragomir et al. 2014). Les principaux paramètres libres du modèle sont donc l'obliquité de l'orbite planétaire  $\lambda$  (projetée sur le plan du ciel) et la vitesse de rotation stellaire à l'équateur  $v \sin i_*$  (projetée sur la ligne de visée).

Nous détectons l'anomalie RM de 55 Cnc e avec  $\lambda = 72.4_{-11.5}^{+12.7} \text{°}$  et  $v \sin i_* = 3.3 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$ . Cette vitesse est en accord avec celle de  $2.5 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$  estimée par Valenti & Fischer (2005). L'obliquité est inférieure à  $90^\circ$  en valeur absolue, ce qui indique une orbite

2. au cours de la nuit, le télescope suit le mouvement de l'étoile dans le ciel, et la ligne de visée traverse donc des épaisseurs d'atmosphères différentes : c'est la masse d'air, minimale au zénith et maximale à l'horizon

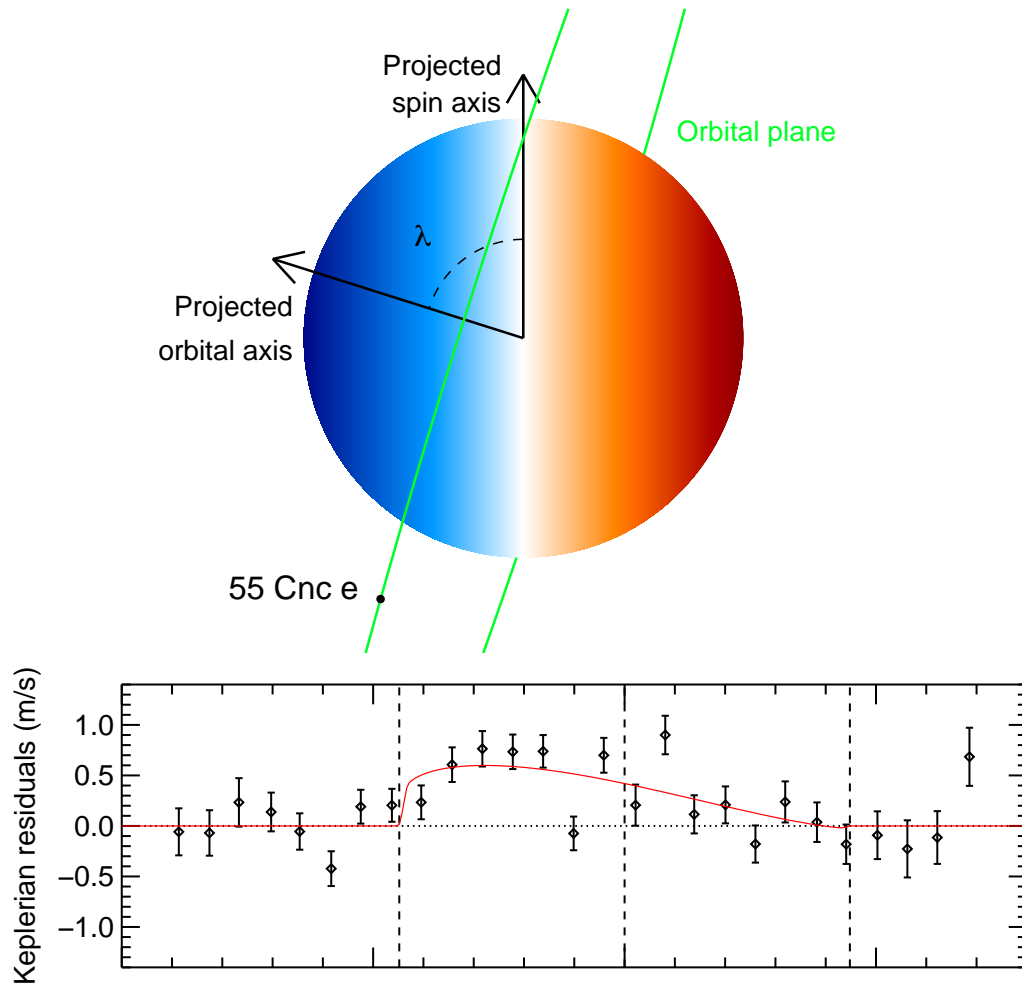


FIGURE 10.2: *En haut* : vue de 55 Cnc le long de la ligne de visée. Avec la rotation de l'étoile, la lumière émise par la moitié du disque stellaire se déplaçant vers l'observateur est décalée vers le bleu (et inversement vers le rouge pour l'autre moitié). Le plan orbital de la super-Terre 55 Cnc e (le petit disque noir, à l'échelle) est très fortement incliné de  $72.4^\circ$ . *En bas* : résidus de l'ajustement képlérien. Pendant le transit, la planète occulte principalement la partie bleue du disque stellaire, et l'anomalie Rossiter-McLaughlin (ligne rouge) se traduit par un décalage de la vitesse radiale apparente de l'étoile vers le rouge.

prograde, et elle est proche de  $90^\circ$ , ce qui indique une orbite presque polaire (Fig. 10.2). Après soustraction du modèle de l'anomalie RM, nous obtenons une faible dispersion des résidus sur l'ensemble de l'observation de 28 cm/s. Les résultats sont similaires en utilisant la correction standard du pipeline de HARPS ( $\lambda = 88.6_{-9.9}^{+9.3^\circ}$ ), mais avec une dispersion plus élevée de 39 cm/s.

### 10.3.1 Un système compact non aligné

Si l'atmosphère de 55 Cnc b effectue bien un transit partiel (Chap. 6), cela indique que les orbites des cinq planètes possèdent sans doute des inclinaisons similaires. Des études de la dynamique du système renforce cette idée de coplanarité (Nelson et al. 2014, Kaib et al. 2011), et on peut donc supposer que l'ensemble du système est non-aligné.

Plusieurs possibilités existent pour interpréter ce résultat. Le système 55 Cnc est le second système multiple non-aligné (sur 7 dont l'obliquité a été mesurée), ce qui montre que les fortes obliquités pourraient n'être pas limitées aux Jupiters chauds. 55 Cnc semble ainsi confirmer la tendance notée par Hébrard et al. (2010, 2011) suivant laquelle les planètes de faible masse sont soit progrades et alignées, soit fortement non-alignées. Il est possible que le système 55 Cnc soit en fait un cas particulier : c'est une exception à la tendance observée suivant laquelle les planètes non-alignées orbitent surtout autour d'étoiles chaudes (Winn et al. 2010 ; la température de 55 Cnc est 5196 K), et on se serait attendu à ce que les interactions de marée aient aligné le système sur ses 10.2 milliards d'années de vie. Les propriétés particulières de ce système sont sa compacité et les interactions dynamiques complexes qui en résultent, et la présence d'un compagnon stellaire dont l'influence gravitationnelle aurait pu désaligner l'ensemble des orbites planétaires. Ce scénario a été étudié par Kaib et al. (2011), qui ont prédit une obliquité vraie de  $65^\circ$  lorsque les deux étoiles du système sont séparées de moins de 4000 ua, une valeur très proche de celle que nous avons obtenue pour l'obliquité projetée.

## 10.4 Publication

Les résultats présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication reproduite ci-après. Elle a été acceptée pour publication dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics*.

# Detecting the spin-orbit misalignment of the super-Earth 55 Cnc e

Vincent Bourrier<sup>1</sup> and Guillaume Hébrard<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institut d’astrophysique de Paris, UMR7095 CNRS, Université Pierre & Marie Curie, 98bis boulevard Arago, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 Saint-Michel-l’Observatoire, France

## ABSTRACT

We present time-resolved spectroscopy of transits of the super-Earth 55 Cnc e using HARPS-N observations. We devised an empirical correction for the “color effect” affecting the radial velocity residuals from the Keplerian fit, which significantly improves their dispersion with respect to the HARPS-N pipeline standard data-reduction. Using our correction, we were able to detect the smallest Rossiter-McLaughlin anomaly amplitude of an exoplanet so far ( $\sim 60$  cm/s). The super-Earth 55 Cnc e is also the smallest exoplanet with a Rossiter-McLaughlin anomaly detection. We measured the sky-projected obliquity  $\lambda = 72.4_{-11.5}^{+12.7}^\circ$ , indicating that the planet orbit is prograde, highly misaligned and nearly polar compared to the stellar equator. The entire 55 Cancri system may have been highly tilted by the presence of a stellar companion.

**Key words.** Planetary systems – Techniques: radial velocities – Stars: individual: 55 Cancri

## 1. Introduction

Spectroscopic observations during the transit of an exoplanet across its host star can measure the sky-projected angle between the spins of the planetary orbit and the stellar rotation (namely the obliquity) through the Rossiter-McLaughlin (RM) effect (Holt 1893; Rossiter 1924; McLaughlin 1924). The occultation of a rotating star by a planet distorts the apparent stellar line shape by removing the profile part emitted by the hidden portion of the star. This induces anomalous stellar radial velocity variations during the transit, which constrain the sky-projected obliquity ( $\lambda$ ). Whereas first observed systems revealed aligned, prograde orbits (e.g. Queloz et al. 2000; Winn et al. 2005; Loeillet et al. 2008), first misaligned systems were reported with the cases of XO-3 (Hébrard et al. 2008; Winn et al. 2009c; Hirano et al. 2011) and HD 80606 (Moutou et al. 2009; Pont et al. 2009; Winn et al. 2009a; Hébrard et al. 2010). About thirty misaligned systems have been identified today over more than eighty measured systems<sup>1</sup> (Albrecht et al. 2012; Crida & Batygin 2014), including some with retrograde or nearly polar orbits (e.g. Winn et al. 2009b; Narita et al. 2010; Triaud et al. 2010; Hébrard et al. 2011). These unexpected results favor sce-

narios where close-in massive planets have been brought in by planet-planet (or planet-star) scattering, Kozai migration, and/or tidal friction rather than more standard scenarios implying disk migration that are expected to conserve the initial alignment between the angular momentums of the disk and of the planetary orbits (see e.g. Fabrycky & Tremaine 2007; Guillochon et al. 2011), although some models show that the initial misalignment of a planet can be maintained through its interactions with the disk (Teyssandier et al. 2013). Alternatively, it has been proposed that the orbit still reflects the orientation of the disk, with the stellar spin instead having moved away, either early-on through magnetosphere-disk interactions (Lai et al. 2011) or later through elliptical tidal instability (Cébron et al. 2011).

Obliquity measurements have been mainly done in single-planet systems, mostly on hot-Jupiters. In recent years, they have been extended to transiting multi-planet systems, most of which host super-Earths. Obliquities have been derived from the RM anomaly in the systems KOI-94 (Hirano et al. 2012; Albrecht et al. 2013) and Kepler-25 (Albrecht et al. 2013), from starspots variations of Kepler-30 (Sanchis-Ojeda et al. 2012), and from the measure of the stellar inclination via asteroseismology in the systems Kepler-50 and Kepler-65 (Chaplin et al. 2013), and the system Kepler-410 (Van Eylen et al. 2014). These systems have shown coplanar orbits well aligned with the stellar

*Send offprint requests to:* V.B. (e-mail: [bourrier@iap.fr](mailto:bourrier@iap.fr))

<sup>1</sup> the Holt-Rossiter-McLaughlin Encyclopaedia:  
<http://www.physics.mcmaster.ca/~rheller/>



equator, hinting that their orbital planes still trace the primordial alignment of the protoplanetary disk responsible for the planets migration, while the apparent isotropic distribution of obliquities of hot-Jupiters is the result of dynamical interactions (Albrecht et al. 2013). This conclusion has been recently put in doubt by the large obliquity of the two-planet system Kepler 56 (Huber et al. 2013) and the possible spin-orbit misalignments of several multi-candidates Kepler systems (Hirano et al. 2014; Walkowicz & Basri 2013).

The exoplanet 55 Cnc e offers the opportunity to probe spin-orbit misalignments in the domains of both multiple systems and super-Earths. It is part of a five-planet system, first detected and characterized with radial velocity measurements (Fischer et al. 2008). The orbital period of the closest and lightest of them, planet 55 Cnc e, was a subject of debates due to aliasing in the radial velocity datasets. The value  $P = 0.7365$  days proposed by Dawson & Fabrycky (2010) was confirmed when Winn et al. (2011) with MOST, and Demory et al. (2011) with Warm Spitzer, detected photometric transits of planet 'e' at the ephemeris corresponding to that short period. Subsequent studies have refined the orbital and transit parameters of 55 Cnc e using additional photometry and radial velocity measurements (e.g. Demory et al. 2012; Gillon et al. 2012; Endl et al. 2012). 55 Cnc e is thus an unusually close-in ( $a = 0.015$  au) super-Earth, with a mass  $M_p = 7.99 \pm 0.25 M_{\oplus}$  (Nelson et al. 2014) and a radius  $R_p = 1.99 \pm 0.08 R_{\oplus}$  in the optical (Dragomir et al. 2014). 55 Cnc is the only naked-eye star hosting a transiting planet. The brightness of that nearby G8V star ( $V = 5.95$ ,  $d = 12.3$  pc) makes it a particularly advantageous target for follow-up studies. In particular, it allowed the brightness temperature measurement of 55 Cnc e ( $T = 2360 \pm 300$  K) thanks to Spitzer observation of occultations (Demory et al. 2012), as well as the possible detection of H I in the atmosphere of 55 Cnc b ( $P = 14.652$  days,  $M_p = 7.8 \pm 0.6 M_{\oplus}$ ) with HST (Ehrenreich et al. 2012), indicating that this planet might host an extended atmosphere and suggesting that the orbits of all the planets of the system are nearly coplanar. The orbital evolution of this closely packed system has motivated several studies, which point also toward a coplanar and dynamically stable system (Nelson et al. 2014; Kaib et al. 2011; Boué & Fabrycky 2014). Kaib et al. (2011) showed the 55 Cnc system should be highly misaligned with a true obliquity of  $\sim 65^\circ$ , while Boué & Fabrycky (2014) pointed out this requires the stellar spin-axis to be weakly coupled to the planets' orbit. Although the detection of the RM anomaly of planet 'e' is expected to be challenging (amplitude  $< 1$  m/s), its short period, small radius, and its part in a complex multiple system makes it a particularly interesting target to investigate misalignment.

We describe in Sect. 2 the observations made with the HARPS-N spectrograph. In Sect. 3 we describe the color effect and its correction, in Sect. 4 we present the detection of the Rossiter-McLaughlin anomaly and in Sect. 5

we test its robustness. Discussion of the results will be found in Sect. 6.

## 2. Observations and data reduction

We obtained time to observe a total of eight different transits of 55 Cnc e over three different semesters between late 2012 and early 2014 with the spectrograph HARPS-N at the 3.58-m *Telescopio Nazionale Galileo* (TNG, La Palma, Spain). HARPS-N is a fiber-fed, cross-dispersed, environmentally stabilized echelle spectrograph dedicated to high-precision radial velocity measurements (Cosentino et al. 2012). It provides the resolution power  $\lambda/\Delta\lambda = 115\,000$ . The light is dispersed on 69 spectral orders from 383 to 690 nm. Due to weather and technical issues, three of the eight scheduled transits could not be observed at all. The log of the five observed transits (runs hereafter labelled from A to E) is reported in Table 1. Runs A to D were executed in service mode by the TNG Team whereas Run E was made in visiting mode by us.

All the observations were sequences of about thirty successive exposures of 6-minute duration each. We chose that duration as a compromise between accuracy, temporal resolution, and overheads. Each sequence lasts several hours (about three hours typically, whereas the full transit last 1.5 hour). Due to technical reasons, a poor coverage of the transit was obtained during Run A, with only 6 measurements secured during the transit itself. The four other runs allowed a good coverage of the whole transit duration to be obtained. Reference observations were secured immediately before and after the transit for Runs B, D, and E; for Runs A and C, those reference observations were secured mainly after the transit. The observations of Run E had to be stopped earlier than scheduled due to a sudden degradation of the weather conditions after the end of the transit.

The CCD was used in its fast readout mode with a speed of 500 kHz. We used the two 1"-wide optical-fiber apertures: the first one was on the target whereas the second one was used for simultaneous radial-velocity reference, using the thorium-argon lamp or the Fabry Perot depending of the run (see Table 1). The two first exposures of Run A are an exception, as they were observed without simultaneous reference, the second aperture being on the nearby sky. Due to different weather conditions (seeing and absorption), the signal-to-noise ratios (SNRs) were different among the five runs. The Table 1 reports typical SNRs for each run in three different parts of the spectra: Runs C and D were obtained in poor conditions and provide data of relatively low accuracy, Runs B and E were obtained in good conditions and provide particularly high-accuracy data, whereas Run A is intermediate.

The SNR values reported in Table 1 are the median among the  $\sim 30$  exposures of a given run in a given spectral order. In fact, the SNR is varying significantly with time during a given run, and these variations are of different amplitudes from one spectral order to the other. This means that there is a global variation of the flux during

**Table 1.** Log of the HARPS-N observations.

Run	Transit mid-time (UT)	Exposures <sup>†</sup>	Mode <sup>‡</sup>	Airmass <sup>††</sup>	SNR_392*	SNR_527*	SNR_673*
A	2012-12-26 at 02h54	27	ThAr**	1.10 – 1.00 – 1.35	56	261	150
B	2014-01-02 at 01h48	33	FP	1.00 – 1.43	70	342	260
C	2014-01-27 at 02h49	30	FP	1.00 – 1.38	27	144	131
D	2014-02-27 at 01h15	30	ThAr	1.00 – 1.39	16	92	93
E	2014-03-29 at 23h41	27	FP	1.01 – 1.36	73	354	269

†: number of 6-minute individual exposures.

‡: simultaneous thorium-argon (ThAr) or Fabry Perot (FP) reference.

††: airmass evolution during the observation sequence.

\*: median of the signal-to-noise ratio per pixel at 392 Å (pipeline order # 2), 527 Å (# 42), and 673 Å (# 67).

\*\* : except for the two first exposures made without simultaneous reference.

a run, but also a variation of the repartition of the flux with the color (hereafter named “color effect”). The global and chromatic SNR variations show random structures at different time scales, which are probably mainly due to short-term variations of the weather conditions. They also show regular, lower-frequency variations which could be explained by the airmass change of the target during each run, which translates into wavelength-dependent throughput variations. The airmass evolution during each run is reported in Table 1. The airmass monotonously varies for all the runs but the first one. In the case of Run A the target reached the meridian during the sequence; it implied an interruption of the observations after the seven first exposures, then a change of the orientation of the alt-azimuth TNG telescope before starting again the observations. The few radial velocities obtained during the transit A were thus secured in different conditions than the reference ones obtained after that transit. Runs B to E were fully executed after the target reached the meridian.

The HARPS-N spectra were extracted from the detector images with the DRS pipeline, which includes localization of the spectral orders on the 2D-images, optimal order extraction, cosmic-ray rejection, corrections of flat-field, wavelength calibration with thorium-argon lamp exposures made during the afternoon, and short-term radial-velocity drift correction from simultaneous references with thorium-argon or Fabry Perot. Then the spectra passed through weighted cross-correlation with a G2-type numerical masks following the method described by Baranne et al. (1996) and Pepe et al. (2002). All the exposures provide a well-defined, single peak in the cross-correlation function (CCF), whose Gaussian fits allow the radial velocities to be measured together with their associated uncertainties. We tested different kinds of numerical masks as well as removing some low-SNR spectral orders from the cross-correlation; this did not significantly change the observed radial velocity variations. All these procedures were made for Run A using the version 3.6 of the the HARPS-N DRS pipeline, which did not include any correction of the color effect. The DRS version 3.7 which includes a correction of the color effect was available in 2014, and we used it for the data of Runs B to E.

### 3. Empirical correction of the color effect on the radial velocities

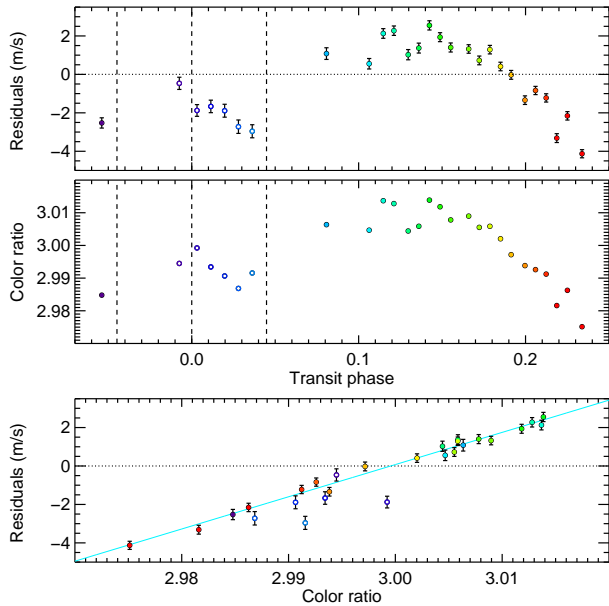
The radial velocities of 55 Cnc were fitted with a Keplerian model taking into account the five planets of the system. For each run the fit is performed on the measurements outside of the transit of planet ‘e’, assumed to be on a circular orbit; its transit epoch, transit duration, and period were taken from Dragomir et al. (2014), and the semi-amplitude of its radial velocity variations from Endl et al. (2012). Parameters for the other planets were also taken from Endl et al. (2012).

We observed a trend over each entire run in the radial velocity residuals from the Keplerian fit (see example for Run A in Fig. 1), which we interpret as being due to the color effect (Sect. 2). The CCF represents a mean profile of the thousands of stellar lines in the 69 HARPS-N spectral orders, whose Gaussian fit provides the radial velocity measurement. Because the flux color balance between the spectra varies during a run, this impacts the relative contribution of each spectral order to the mean Doppler shift of the CCF, and thus the measured radial velocity.

To characterize and quantify the chromatic variations, we defined a “color ratio” between the SNRs associated to the 69 spectral orders:

$$C_{j1,j2}^{i1,i2}(\phi) = \frac{\sum_{i1}^{i2} SNR_i(\phi)}{\sum_{j1}^{j2} SNR_j(\phi)}. \quad (1)$$

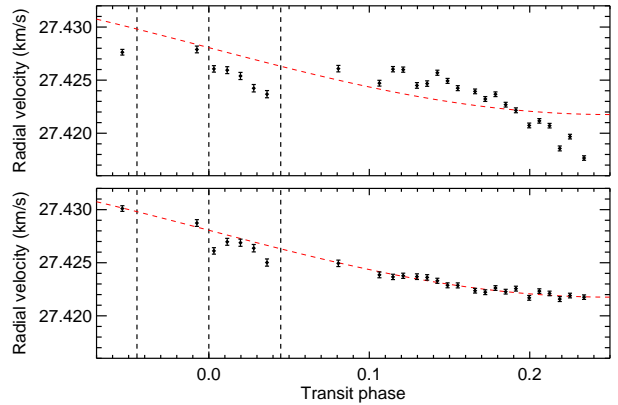
where  $SNR_k(\phi)$  represents the SNR of spectral order  $k$  ( $k$  varying from 0 to 68, following the DRS pipeline orders numbering) at orbital phase  $\phi$ . SNRs at the numerator are summed between spectral orders  $i1$  and  $i2$  (included), SNRs at the denominator are summed between  $j1$  and  $j2$ . We looked for the combination of spectral orders that gives the best correlation between the color ratio and the RV residuals to the Keplerian fit. For each combination we fitted the data outside of the transit with a polynomial regression, using the Bayesian information criterion (BIC) to prevent over-fitting with a high-order polynomial (Crossfield et al. 2012; Cowan et al. 2012). For each run we found a good correlation between the varia-



**Fig. 1.** *Top:* Residuals from the Keplerian fit in dataset A, as a function of orbital phase. Vertical dashed lines show the times of mid-transit, first, and fourth contacts. The colors of the plotted circles indicate the orbital phases of each observation. *Middle:* Color ratio  $C_{32,32}^{28,30}$  as a function of orbital phase. There is a clear correlation with the RV residuals. The decrease of the color ratio at the end of the sequence is mainly due to the increase of the airmass. *Bottom:* Linear relation between the residuals of the Keplerian fit and the color ratio. The fit is performed on the measurements outside of the transit (filled circles); those in the transit (empty circles) roughly follow the same trend.

tions of the color ratio and those of the residuals to the Keplerian fit. As an example, Fig. 1 shows the similarities between the variations of these two quantities in the case of Run A, as well as their linear correlation. This allows us to apply an empirical correction of the color effect to the radial velocities, which improves their adjustment to the Keplerian curve (see e.g. Run A in Fig. 2). The correlation is also shown in Fig. 3 in the case of Run E. As explained below, this run has the best transit observation.

Runs B to E include a DRS standard color-effect correction which was not available for Run A (see Sect. 2). We could thus apply our empirical correction on datasets B to E extracted without the DRS standard color-effect correction, and compare the two different methods. Table 2 shows the dispersions of the residuals to the Keplerian fit outside of the transit for both color-effect corrections. The dispersion is always smaller in the case of our empirical correction, in some cases decreasing by more than a factor 2. With the present observations of 55 Cnc e, the empirical correction thus appears to give a better correction of the color effect than the DRS standard correction (Fig. 4 shows dataset E reduced with both methods), and we adopt it hereafter.



**Fig. 2.** *Top:* Radial velocity measurements without any color-effect correction (black points) and their Keplerian fit (dashed red line) during Run A. Vertical dashed lines show the times of mid-transit, first, and fourth contacts. *Bottom:* After the empirical color-effect correction, radial velocity measurements outside of the transit are well-adjusted to the Keplerian fit, improving the out-of transit dispersion from 1.92 m/s to 0.23 m/s.

We show in Table 2 the best-fit parameters for the empirical correction of each RV dataset. The best correlation between color ratio and RV residuals is always linear, except for run B which requires a 3<sup>rd</sup> order polynomial correction. Although this dataset has a high precision, it is apparently affected by additional systematics and shows oscillations with an amplitude up to several dm/s. We did not find any correlation between these oscillations and the color effect or any other parameter, and their origin is unclear. Datasets C and D have low SNRs and still show a large, uncorrelated dispersion after correction (the last measurement of dataset D has to be excluded to find an acceptable correlation between color ratio and RV residuals). Dataset A was obtained in different conditions than the other datasets, in particular with data during the transit secured in different conditions than the reference ones outside the transit (see Sect. 2). Run E thus provides the best dataset, with a good sampling and a RV residuals dispersion after our empirical correction which is improved to the level where the Rossiter-McLaughlin anomaly can be detected for a Super-Earth such as 55 Cnc e (Fig. 4). For these reasons, we first fit the Rossiter-McLaughlin anomaly in dataset E only (Sect. 4), and analyse in a second time the influence of the other datasets (Sect. 5).

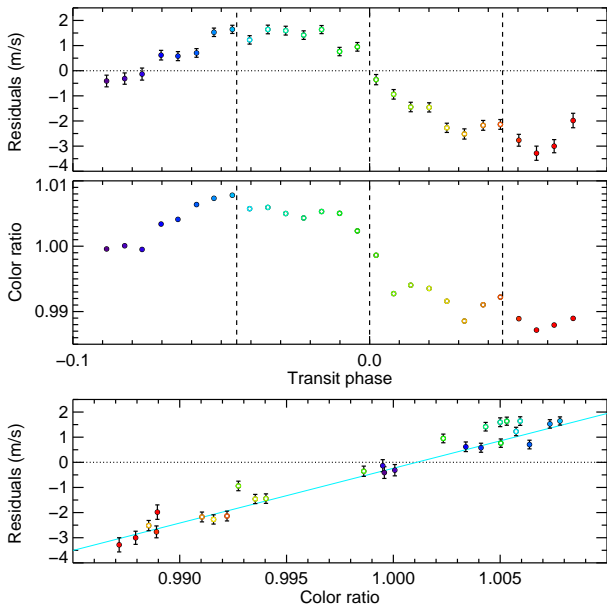
#### 4. Detection of the Rossiter-McLaughlin anomaly and obliquity measurement

After applying the empirical color-effect correction, radial velocities of dataset E were fitted in order to derive the sky-projected angle  $\lambda$  between the planetary orbital axis and the stellar rotation axis. We applied the analytical approach developed by Ohta et al. (2005) to model the form of the Rossiter-McLaughlin anomaly, which is described by ten parameters: the stellar limb-darkening linear coefficient  $\epsilon$ , the transit parameters  $R_p/R_*$ ,  $a_p/R_*$

**Table 2.** Best parameters for the empirical correction of the color effect in each run.

	<i>Empirical correction</i>			<i>DRS standard correction</i>	<i>Without correction</i>
Run	Color ratio [i1,i2]/[j1,j2]	Polynomial degree	Dispersion (m/s)	Dispersion (m/s)	Dispersion (m/s)
A	[28,30]/[32,32]	1	0.23	-	1.92
B	[15,17]/[12,12]	3	0.32	0.73	2.57
C	[14,16]/[13,13]	1	0.67	0.95	1.11
D	[6,7]/[4,5]	1	0.60	1.52	1.39
E	[21,21]/[28,28]	1	0.28	0.43	1.86

Notes: Dispersion is calculated outside of the transit on the residuals to the Keplerian fit. The corrections refer to the different color-effect corrections on the radial velocities.



**Fig. 3.** Same plot as in Fig. 1 for dataset E. Again, there is a linear correlation between the RV residuals and a color ratio, in this case  $C_{28,28}^{21,21}$ . As for Run A, the fit is performed on the measurements outside of the transit (filled circles) but those in the transit (empty circles) roughly follow the same trend.

and  $i_p$ , the parameters of the circular orbit ( $P$ ,  $T_0$ , and  $K$ ), the systemic radial velocity  $\gamma$ , the projected stellar rotation velocity  $v \sin i_*$ , and  $\lambda$ . We adopted a linear limb-darkening correction with  $\epsilon=0.648$  (Dragomir et al. 2014). Parameters for the Keplerian fit are the same as in Sect. 3, and the additional transit parameters for planet ‘e’ were taken from Dragomir et al. (2014) (see Table 3). We computed the  $\chi^2$  of the fit on a grid scanning all possible values for  $\lambda$ ,  $v \sin i_*$  and  $\gamma$ . Once the minimum  $\chi^2$  and corresponding best values for these parameters were obtained, we calculated their error bars from an analysis of the  $\chi^2$  variation. Namely, a given parameter is pegged at various trial values, and for each trial value we run an extra fit, allowing all the other parameters to vary freely.  $1\sigma$  error bars for the pegged parameter are then obtained when its value yields a  $\chi^2$  increase of 1 from the minimum (see, e.g., Hébrard et al. 2002). We detected the RM

anomaly with  $\lambda = 72.4^{+5.0}_{-6.1}^\circ$  and  $v \sin i_* = 3.3 \pm 0.6 \text{ km s}^{-1}$  (Fig. 4). The best fit provides a reduced  $\chi^2$  of 2.2; to be conservative, we increased the error bars on the radial velocity measurements by a factor  $\sqrt{2.2}$  to obtain a reduced  $\chi^2$  of 1. As a result, we adopt  $\lambda = 72.4^{+7.4}_{-9.0}^\circ$  and  $v \sin i_* = 3.3 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$ . The derived  $v \sin i_*$  agrees with the value  $2.5 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$  obtained by Valenti & Fischer (2005). The systemic radial velocity  $\gamma$  was determined with a particularly high precision of  $\pm 8 \text{ cm s}^{-1}$ . However it depends on the correlation mask, the spectral orders, and the color correction, so the actual barycentric stellar radial velocity is not as accurate. The dispersion of the residuals for the best-fit ( $28 \text{ cm s}^{-1}$ ) is similar to the estimated out-of transit dispersion (Table 2). Results are summarized in Table 3.

We performed an F-test to evaluate the significance of the RM anomaly detection (see e.g. Hébrard et al. 2011). We note that in our case the errors may not be normally distributed and independant, and thus the F-test is done as a rough estimate. Including the RM model in the fit improves the  $\chi^2$  over the 27 measurements secured during Run E from 95.8 to 51.8, for two additional free parameters ( $\lambda$  and  $v \sin i_*$ ). The statistical test indicates there is a probability  $> 90\%$  that the  $\chi^2$  improvement is due to the RM anomaly detected. We thus conclude that we detected the RM anomaly of 55 Cnc e with  $\lambda = 72.4^{+7.4}_{-9.0}^\circ$ . Its orbit is prograde and highly misaligned, the planet transiting mainly the blueshifted regions of the stellar disk (Fig. 5).

## 5. Validation tests

Because of the small radius of the super-Earth 55 Cnc e and the low rotation velocity of its star, the detection of its RM anomaly is challenging. In addition, we applied a new empirical method for the correction of the color effect. Thus in this section we check the robustness of the detection of 55 Cnc e RM anomaly presented in Sect. 4. To be conservative, all error bars on the free model parameters hereafter are scaled and enlarged to maintain a reduced  $\chi^2$  of 1.

**Table 3.** Parameters for the Rossiter-McLaughlin analysis of 55 Cnc e.

Parameter	Symbol	Value	Unit
<b>Fixed<sup>†</sup></b>			
Transit epoch	$T_0$	$2455962.0697^{+0.0017}_{-0.0018}$	BJD
Transit duration	$t_d$	$0.0660^{+0.0035}_{-0.0028}$	day
Orbital period	$P$	$0.7365417^{+0.0000025}_{-0.0000028}$	day
Planet-to-star radii ratio	$R_p/R_*$	$0.01936^{+0.00079}_{-0.00075}$	
Scaled semi-major axis	$a_p/R_*$	$3.523^{+0.042}_{-0.040}$	
Orbital inclination	$i_p$	$85.4^{+2.8}_{-2.1}$	deg
Stellar reflex velocity	$K$	$6.3 \pm 0.21$	$\text{m s}^{-1}$
<b>Measured<sup>‡</sup></b>			
Sky-projected obliquity	$\lambda$	$72.4^{+12.7}_{-11.5}$	deg
Projected stellar rotation velocity	$v \sin i_*$	$3.3^{+0.9}_{-0.9}$	$\text{km s}^{-1}$
Systemic velocity	$\gamma$	$27.40911 \pm 0.00008$	$\text{km s}^{-1}$

†: All parameters were taken from Dragomir et al. (2014), except for  $K$  taken from Endl et al. (2012).

‡: Values are calculated in Section 4. See also Sect. 5.1 for the uncertainties.

### 5.1. Analysis of Run E

In a first time we performed four kinds of tests on dataset E only.

#### 1. Fitting technique

Minimizing the  $\chi^2$  or the out-of-transit dispersion of the residuals, instead of the BIC, gives the same values for the spectral orders used in the empirical color-effect correction provided the polynomial degree is fixed to prevent overfitting.

Calculating the RM model by resampling each 6-minute exposure by 10 (e.g. Kipping 2010) has no influence on our results. This was expected because the modelled radial velocity variations during the exposure times are smaller than the error bars (see Fig. 4).

#### 2. Ephemeris

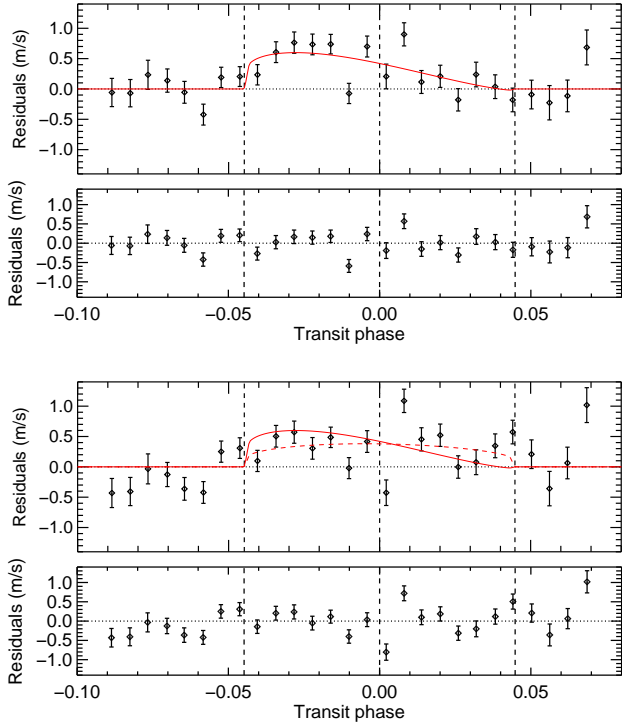
The empirical color-effect correction is based on measurements outside of 55 Cnc e transit, to prevent removing unintentionally its RM anomaly. Thus we investigated how our results depend on 55 Cnc e ephemeris, i.e. the mid-transit  $T_0$ , the period  $P$ , and the transit duration  $t_{\text{dur}}$ . We propagated quadratically the errors on the mid-transit time taking into account the number of revolutions accomplished by 55 Cnc e between  $T_0$  and Run E transit epoch.

Because we do not have enough measurements to constrain the transit mid-time and the period with a high accuracy, we had to choose between the values derived by Dragomir et al. (2014) and Gillon et al. (2012). We decided to adopt the values obtained by the former as they used long-time baseline MOST photometry of the 55 Cnc system, using data obtained in 2012 in addition to the 2011 MOST data used by Gillon et al. (2012). This reduces the uncertainties on the mid-transit times of our runs, based on their measurement of  $T_0$ , and provides a higher-precision

value for the orbital period and planet to star radii ratio of 55 Cnc e. Nonetheless we also performed the RM anomaly fit using the ephemeris of Gillon et al. (2012). In this case  $T_0(E)$ , the mid-transit time of run E, is about 11 mn later, and the transit duration about 8 mn shorter, than with Dragomir et al. (2014). Three measurements switch between inside/outside the transit and the color correction is thus different. We obtained  $v \sin i_* = 3.6^{+0.7}_{-1.0} \text{ km s}^{-1}$ , and  $\lambda = 102.9^{+11.1}_{-6.4}^\circ$  at  $3\sigma$  from the previous estimation in Sect. 4. It must be noted that the fit is of lower quality, with a reduced  $\chi^2$  of 3.6 and a dispersion on the residuals to the RM fit of 36 cm/s (instead of  $\chi^2=2.2$  and a dispersion of 28 cm/s). Nonetheless we detect again the RM anomaly with a highly misaligned orbit, nearly polar. We varied  $T_0(E)$  within its  $1\sigma$  error bars using the ephemeris measured by Dragomir et al. (2014). Because of the large number of revolutions (1065) accomplished by 55 Cnc e since the measure of  $T_0$ , the uncertainty on  $T_0(E)$  is about 5.5 mn, roughly twice that of  $T_0$ . We also increased the transit duration by its upper  $1\sigma$  error bar ( $\sim 5$ mn). We found that using lower values for  $T_0(E)$  has no significant impact on our results, whereas with higher values there are not enough measurements after the transit to properly correct for the color effect. This shows that enough measurements must be taken both before and after the transit for the color-effect correction to be efficient.

#### 3. Color-effect correction

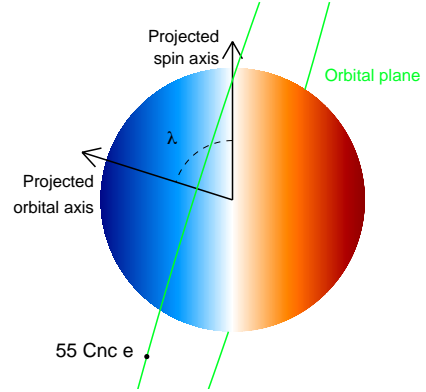
We fitted the RM anomaly to the data extracted with the DRS standard color-effect correction (Fig. 4). The anomaly is detected with  $v \sin i_* = 2.9 \pm 1.3 \text{ km s}^{-1}$  and  $\lambda = 88.6^{+9.3}_{-9.9}^\circ$ . This prograde, highly misaligned orbit is in good agreement with the RM anomaly detected after the empirical color-effect correction, although as expected the quality of the fit is lower with a reduced  $\chi^2$  of 3.6 and a dispersion on the residuals to the RM



**Fig. 4.** *Upper panels:* Residuals from the Keplerian fit in dataset E (black diamonds), after the empirical color-effect correction; (*top*). The dispersion outside the transit is 28 cm/s. The solid red line shows the best fit of the Rossiter-McLaughlin anomaly with  $\lambda = 72.4^{+9.0}_{-7.4}^\circ$ . The residuals to the Keplerian + RM fit over the entire sequence yield a dispersion of 28 cm/s (*bottom*). Vertical dashed lines indicate the times of mid-transit, first, and fourth contacts. *Lower panels:* Residuals from the Keplerian fit after the DRS standard color-effect correction (*top*). The dispersion outside the transit is 43 cm/s. The dashed red line shows the best fit of the Rossiter-McLaughlin anomaly with  $\lambda = 88.6^{+9.3}_{-9.9}^\circ$ , in agreement with the best-fit obtained after the empirical correction (solid red line as in the upper panels). The DRS-corrected residuals to the Keplerian + RM fit over the entire sequence yield a dispersion of 39 cm/s (*bottom*). Thus, both the Keplerian fit and the RM fit are better when using the empirical correction rather than the DRS correction.

fit of 39 cm/s.

We investigated how our results depend on the spectral orders used for the empirical color correction. We fixed a linear correction, and calculated the best-fit parameters of the RM anomaly with every possible color ratios. To keep things simple the color ratios are calculated with two spectral orders only (i.e.  $i1=i2$ ,  $j1=j2$ ). The results are shown in Fig. 6. As expected the diagram is roughly symmetric, which shows that fits performed with a color ratio or its inverse (e.g.  $C_{28,28}^{21,21}$  and  $C_{21,21}^{28,28}$ ) have about the same quality and give similar values for  $\lambda$ . For most ratios  $\lambda$  is obtained with a high value between 50 and 110° and stellar velocities between 0.5 and 5 km s<sup>-1</sup>. Only a specific range of spectral orders provides an acceptable



**Fig. 5.** View of 55 Cnc along the line of sight. With the star rotation, the light emitted by the half of the stellar disk moving toward the observer is blueshifted, while the light from the other half which moves away is redshifted. During the transit, the small Super-Earth 55 Cnc e (shown as a black disk, to scale) transits mainly the blueshifted half of the stellar disk because of its high sky-projected obliquity  $\lambda = 72.4^\circ$

adjustment to the data, all with  $\lambda$ -values around 70°. In this range, the best adjustments are obtained with a short separation between the spectral orders at the numerator and the denominator of the color ratio, as expected from our results for all datasets in Table 2.

#### 4. Model parameters

The derived values remained within their uncertainties when we varied the limb-darkening coefficient  $\epsilon$  between 0.1 and 0.9, as was expected from the precision of our measurements during the ingress and egress.

Increasing the eccentricity of the orbit up of 0.06 (e.g. Demory et al. 2012) and using other values for the semi-amplitude of planet 'e' (e.g. Nelson et al. 2014) does not change significantly the shape of the Keplerian fit during and around the transit, and hence has little influence on our results. The same is true for the parameters of the outer planets.

Varying  $R_p/R_*$  and  $a_p/R_*$  within their small  $1\sigma$  error bars has no significant influence on our results. Note that we used the values of Dragomir et al. (2014) for these two parameters, as the radius in particular is measured in the optical bandpass of MOST and is more appropriate to our analysis based on HARPS-N data than the radius measured in the infrared with Spitzer (Gillon et al. 2012).

We noted that the obliquity is sensitive to the inclination. While the quality of the fit remains unchanged, varying the inclination  $i_p$  between the  $1\sigma$  error bars obtained by Dragomir et al. (2014) results in uncertainties of  $+10.3/-7.2^\circ$  for  $\lambda$ . These uncertainties are calculated as the differences between the best-fit values in Sect. 4 and those obtained while varying  $i_p$ . They are similar to the uncertainties derived in Sect. 4.

Because of the small amplitude of the measured RM

anomaly ( $\sim 60$  cm/s), our interpretation of the radial velocity measurements may also be sensitive to the impact of the convective blueshift (CB) effect. We included in our model the calculation of the CB radial velocity blueshift, following the prescription of Shporer & Brown (2011). Assuming a solar value for the local convective blueshift ( $-300$  m s $^{-1}$ ) and a linear limb-darkening law, we found that the CB effect has little influence on our results, with a maximum amplitude of about  $4$  cm s $^{-1}$  at the center of the transit which is well below the error bars on the radial velocity measurements. Since the distortion due to the CB effect increases with higher orbital inclinations, we performed again the fit while varying  $i_p$  between its  $1\sigma$  error bars. Even then, we obtained similar results as when varying  $i_p$  without CB effect, the derived uncertainties varying by less than  $1^\circ$  for  $\lambda$  and  $0.1$  km s $^{-1}$  for  $v \sin i_*$ ). We also note that 55 Cnc is a G8 star, and thus its local convective blueshift is likely lower than for the Sun.

To conclude, we took a conservative approach to calculate the final error bars on the obliquity and adopted the quadratic sum of the uncertainties obtained in Sect. 4 and those obtained when taking into account the influence of the inclination to derive  $\lambda = 72.4^{+12.7}_{-11.5}$ . We caution that the value of  $v \sin i_*$  may not be well constrained by our data, although this has no impact on the obliquity. While the analytic formula derived by Ohta et al. (2005) has been known to underestimate the velocity anomaly (e.g. Triaud et al. 2009, Hirano et al. 2010), it provides a good approximation when the stellar spin velocity is small enough. Increasing our best-fit value for  $v \sin i_*$  by 10% (i.e. the systematic error in the case of HD 209458b, which rotates faster than 55 Cnc; Winn et al. 2005) was found to have no influence on the inferred obliquity. The value of  $2.5 \pm 0.5$  km s $^{-1}$  obtained by Valenti & Fischer (2005) may actually hint that our value for  $v \sin i_*$  is overestimated. Assuming  $v \sin i_* = 2$  km s $^{-1}$ , we obtained an obliquity of  $62^\circ$  which remains within the derived uncertainties. Smaller  $v \sin i_*$  values do not provide a good fit to the data, considering that the RM anomaly is detected with a significant amplitude.

## 5.2. Analysis of all runs

Although Runs A to D have lower qualities than Run E (Sect. 3), we checked their consistency with the RM anomaly detected on dataset E. First we fitted simultaneously all datasets (Fig. 7). The error-weighted average of the Keplerian residuals over all runs clearly shows the RM anomaly detection despite the systematic errors (lower panel in Fig. 7). The results are within  $1\sigma$  of those obtained with dataset E only with  $\lambda = 68.3 \pm 6.6^\circ$ , but the dispersion of the RV residuals to the RM fit is much higher (71 cm/s). We obtained similar results when fitting all runs

simultaneously except run E, with  $\lambda = 65.2 \pm 8.4^\circ$  and a dispersion of 77 cm/s.

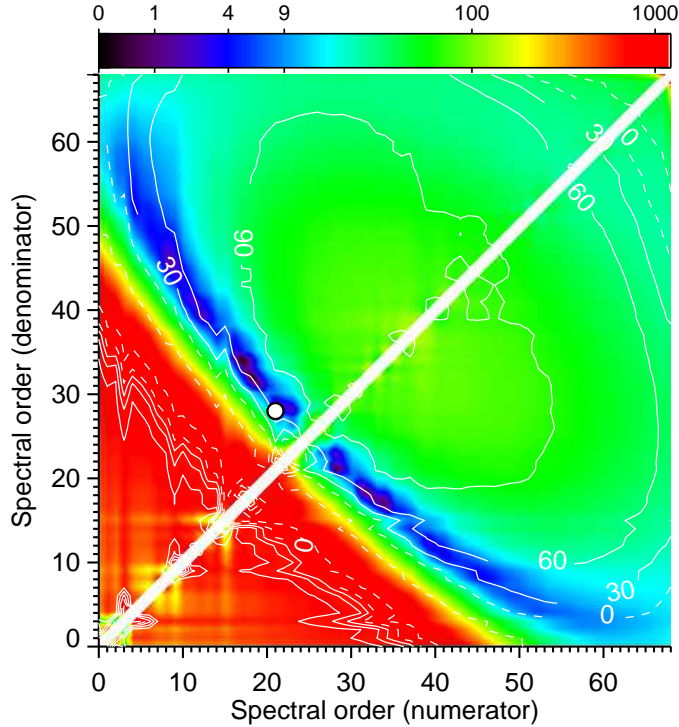
In a second time we attempted to fit independently each dataset. Run A poorly samples the transit and was observed in two different modes; in addition the data secured during the transit were obtained in a different configuration than the reference data obtained after the transit. This makes Run A suspicious for the RM study, and indeed the fit did not succeed. As mentioned previously (Sect. 3), Run B shows radial velocity oscillations of unclear origin. This may be due to the presence of star spots or granulation on the stellar surface (e.g. Boisse et al. 2011; Dumusque et al. 2011), or an instrumental effect. Despite these perturbations, the empirical color-effect correction allows the detection of the RM anomaly with  $\lambda = 77.1 \pm 7.3^\circ$  but a larger dispersion of the residuals than in run E (54 cm/s instead of 28 cm/s). We obtain similar results with dataset C, although the presence of an outlier at orbital phase 0 results in an abnormally large value for  $v \sin i_*$ . Removing this outlier, we obtain  $\lambda = 65.9 \pm 15.2^\circ$  and a dispersion of 72 cm/s. Finally we performed an F-test for the RM anomaly in Run D in the same way as in Sect. 4, and found a 50% false positive probability due to the high noise in this dataset, indicating that the anomaly is likely not detected in this run.

We conclude that given their lower quality, datasets A to D are in agreement with the RM anomaly detected in Run E.

## 6. Discussion

We report the detection of the Rossiter-McLaughlin anomaly of the super-Earth 55 Cnc e, with a sky-projected obliquity  $\lambda = 72.4^{+12.7}_{-11.5}$ . The planet is on a prograde and highly misaligned orbit, nearly polar. This detection is mainly based on one high-accuracy transit observed with HARPS-N, and thus more observations of the same quality than Run E are necessary to confirm the detection. 55 Cnc e is the smallest exoplanet for which the projected spin-orbit alignment has been measured<sup>2</sup>, and is also the planet with the smallest RM anomaly amplitude detected ( $\sim 0.6$  m/s) below the Neptune-like exoplanet HAT-P-11 b (1.5 m/s; Winn et al. 2010b) and Venus (1 m/s; Molaro et al. 2013). We were able to detect the RM anomaly by devising an empirical color-effect correction for the chromatic variations known to affect radial velocity measurements. This correction is based on the signal-to-noise ratios associated to HARPS-N spectral orders, and it may prove a useful tool to improve the accuracy of RV measurements from other stars and/or instruments. Indeed in the present study our empirical correction was found to improve the dispersion of the

<sup>2</sup> Stellar obliquities have been measured for the host-stars of three smaller planets (Kepler-50b,  $1.71 R_\oplus$ ; Kepler-65b,  $1.42 R_\oplus$ ; Kepler-65d,  $1.52 R_\oplus$ ) using asteroseismology (Chaplin et al. 2013), but this technique does not provide a direct measurement of the projected spin-orbit angle



**Fig. 6.** Dependence of the RM anomaly fit with the spectral orders used to compute the color-effect correction (Run E). Two different spectral orders must be used to quantify the color, which explains the white diagonal line where not fits can be done. White contours show the spin-orbit angles obtained for each color ratio (solid lines for positive values, dashed lines for negative values). The colorscale corresponds to the  $\chi^2$  difference with respect to the best fit, obtained with the spectral orders 21 and 28 (white disk) and  $\lambda=72.4^\circ$ . Color ratios in the red part of the diagram show no significant correlation between the residuals of the Keplerian fit and the color ratio. Fits at less than about  $3\sigma$  from the best fit are found in the localized blue area.

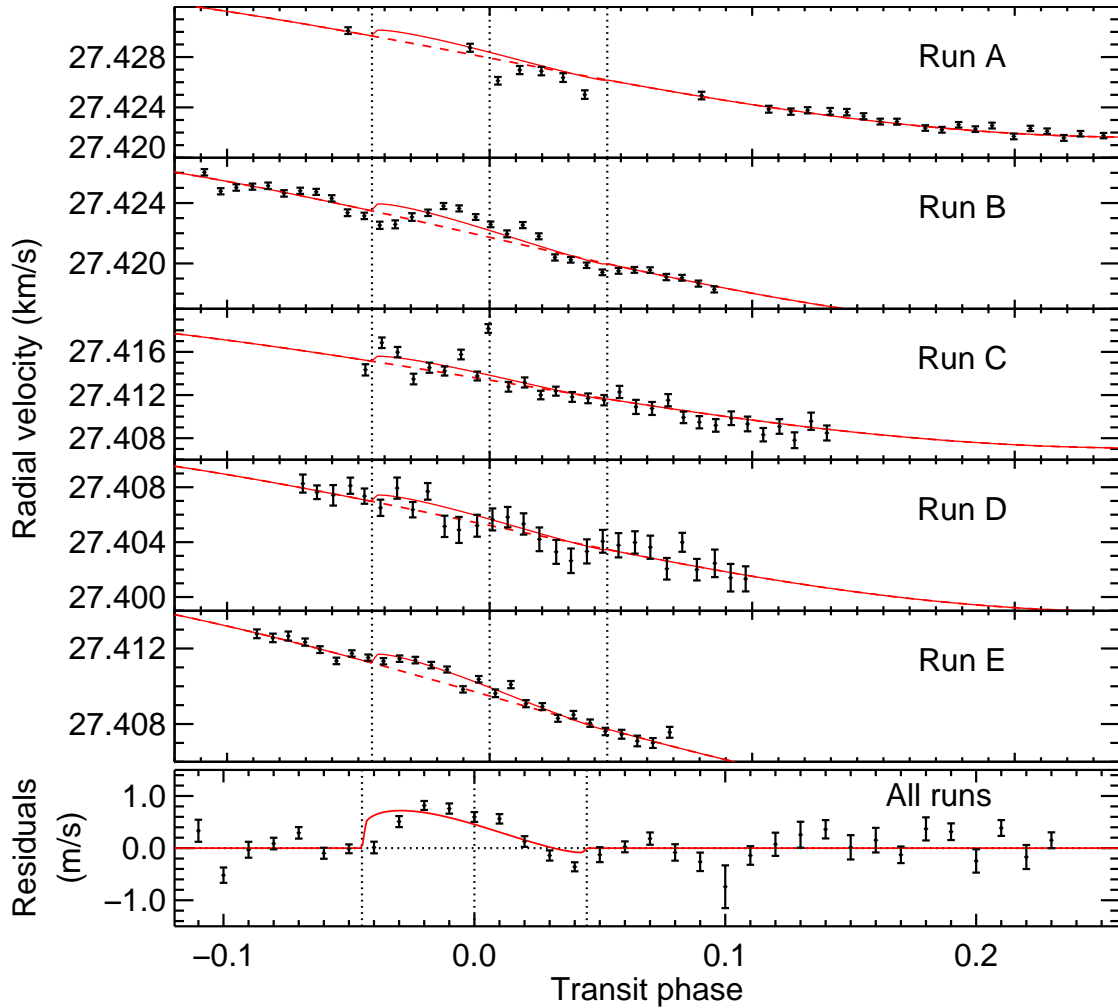
RV measurements with respect to the standard DRS correction, and with observing sequences of a few hours we detected the RM anomaly of 55 Cnc e with a high accuracy ( $<30$  cm/s).

The 55 Cnc system is well approximated by a coplanar system (Kaib et al. 2011; Ehrenreich et al. 2012; Nelson et al. 2014), and thus all its planets are likely highly misaligned with the stellar spin axis. While most multi-planet systems have been found aligned with the stellar equator, this is the second occurrence of a highly misaligned one after Kepler 56 (Huber et al. 2013). This is a hint that large obliquities are not restricted to isolated hot-Jupiters as a consequence of a dynamical migration scenario. The high obliquity of 55 Cnc e agrees with the fact that lower mass planets are either prograde and aligned, or strongly misaligned (Hébrard et al. 2010, 2011), although that trend was mainly seen on isolated, Jupiter-mass planets. It is also a new exception to the apparent trend that misaligned planets tend to orbit hot stars (Winn et al. (2010a); the effective temperature of 55 Cnc derived by von Braun et al. 2011 is  $T_{\text{eff}}=5196$  K). The fact that tidal interactions did not align the system (Barker & Ogilvie 2009) during its long lifetime (10.2 Gy; von Braun et al. 2011) may be due to the low mass of its star, the low mass of its closest companion 55 Cnc e, and the complex dynamical interactions within this compact

multiple system (Nelson et al. 2014). The particularity of the 55 Cnc and Kepler-56 systems may be the presence of a wide-orbit companion (although such companions may be present in other multiple systems, none have been detected). If the companion is initially inclined with respect to the protoplanetary disk, or with the later inner planets around the primary star, it may misalign their orbital planes while preserving their coplanarity (e.g. Batygin 2012; Kaib et al. 2011). The latter authors investigated this scenario in the case of the 55 Cnc system, whose stellar companion 55 Cnc B was detected at a projected distance of 1065 AU (Mugrauer et al. 2006). With a semi-major axis lower than about 4000 au the gravitational influence of 55 Cnc B is strong enough to significantly alter the alignment of the system, providing the star is on a highly eccentric orbit ( $e \gtrsim 0.95$ ) (Boué & Fabrycky 2014). Kaib et al. (2011) predicted a true obliquity of  $\sim 65^\circ$ , which is remarkably consistent with the sky-projected obliquity of  $72.4_{-11.5}^{+12.7}$  we derived and indicate that the rotation axis of 55 Cnc A is probably not much inclined toward the line of sight.

*Acknowledgements.* We would like to thank J.-M. Almenara, F. Bouchy, M. Deleuil, R. F. Díaz, A. Lecavelier des Étangs, G. Montagnier, C. Moutou, and A. Santerne for their help and advice. This publication is based on observations col-





**Fig. 7.** Best model of the RM anomaly when fitting datasets A to E simultaneously. Black points show radial velocity measurements as a function of the orbital phase, overlaid with the Keplerian fit ignoring the transit (dashed, red line), and the final fit including the model of the RM anomaly (solid, red line). Vertical dotted lines show the times of mid-transit, first, and fourth contacts. The simultaneous fit to the five runs provides similar results than the fit to Run E only. The bottom panel shows the error-weighted average of the Keplerian residuals over all runs (residuals from the Keplerian fit are first calculated in each run and grouped in common phase bins of width 0.01). Although the combined residuals are dominated by systematic errors, the RM anomaly is clearly visible.

lected with the the HARPS-N spectrograph on the 3.58-m Italian *Telescopio Nazionale Galileo* (TNG) operated on the island of La Palma by the Fundación Galileo Galilei of the INAF (Istituto Nazionale di Astrofisica) at the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofisica de Canarias (programs OPT12B.13, OPT13B.30, and OPT14A.34 from OPTICON common time allocation process for EC supported trans-national access to European telescopes). We thank the TNG staff for support. The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under program ANR-12-BS05-0012 “Exo-Atmos”.

## References

- Albrecht, S., Winn, J. N., Johnson, J. A., et al. 2012, *ApJ*, 757, 18
- Albrecht, S., Winn, J. N., Marcy, G. W., et al. 2013, *ApJ*, 771, 11
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Barker, A. J. & Ogilvie, G. I. 2009, *MNRAS*, 395, 2268
- Batygin, K. 2012, *Nature*, 491, 418
- Boisse, I., Bouchy, F., Hébrard, G., et al. 2011, *A&A*, 528, A4
- Boué, G. & Fabrycky, D. 2014, *ArXiv e-prints*
- Cébron, D., Moutou, C., Le Bars, M., Le Gal, P., & Fares, R. 2011, *ArXiv e-prints*
- Chaplin, W. J., Sanchis-Ojeda, R., Campante, T. L., et al. 2013, *ApJ*, 766, 101
- Cosentino, R., Lovis, C., Pepe, F., et al. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8446, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

- Cowan, N. B., Machalek, P., Croll, B., et al. 2012, *ApJ*, 747, 82
- Crida, A. & Batygin, K. 2014, ArXiv e-prints
- Crossfield, I. J. M., Knutson, H., Fortney, J., et al. 2012, *ApJ*, 752, 81
- Dawson, R. I. & Fabrycky, D. C. 2010, *ApJ*, 722, 937
- Demory, B.-O., Gillon, M., Deming, D., et al. 2011, *A&A*, 533, A114
- Demory, B.-O., Gillon, M., Seager, S., et al. 2012, *ApJ*, 751, L28
- Dragomir, D., Matthews, J. M., Winn, J. N., & Rowe, J. F. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 293, *IAU Symposium*, ed. N. Haghighipour, 52–57
- Dumusque, X., Santos, N. C., Udry, S., Lovis, C., & Bonfils, X. 2011, *A&A*, 527, A82
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *A&A*, 547, A18
- Endl, M., Robertson, P., Cochran, W. D., et al. 2012, *ApJ*, 759, 19
- Fabrycky, D. & Tremaine, S. 2007, *ApJ*, 669, 1298
- Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2008, *ApJ*, 675, 790
- Gillon, M., Demory, B.-O., Benneke, B., et al. 2012, *A&A*, 539, A28
- Guillochon, J., Ramirez-Ruiz, E., & Lin, D. 2011, *ApJ*, 732, 74
- Hébrard, G., Bouchy, F., Pont, F., et al. 2008, *A&A*, 488, 763
- Hébrard, G., Désert, J.-M., Díaz, R. F., et al. 2010, *A&A*, 516, A95
- Hébrard, G., Ehrenreich, D., Bouchy, F., et al. 2011, *A&A*, 527, L11
- Hébrard, G., Lemoine, M., Vidal-Madjar, A., et al. 2002, *ApJS*, 140, 103
- Hirano, T., Narita, N., Sato, B., et al. 2012, *ApJ*, 759, L36
- Hirano, T., Narita, N., Sato, B., et al. 2011, *PASJ*, 63, L57
- Hirano, T., Sanchis-Ojeda, R., Takeda, Y., et al. 2014, *ApJ*, 783, 9
- Hirano, T., Suto, Y., Taruya, A., et al. 2010, *ApJ*, 709, 458
- Holt, J. R. 1893, *Astronomy and Astro-Physics*, 12, 646
- Huber, D., Carter, J. A., Barbieri, M., et al. 2013, *Science*, 342, 331
- Kaib, N. A., Raymond, S. N., & Duncan, M. J. 2011, *ApJ*, 742, L24
- Kipping, D. M. 2010, *MNRAS*, 408, 1758
- Lai, D., Foucart, F., & Lin, D. N. C. 2011, *MNRAS*, 412, 2790
- Loeillet, B., Shporer, A., Bouchy, F., et al. 2008, *A&A*, 481, 529
- McLaughlin, D. B. 1924, *ApJ*, 60, 22
- Molaro, P., Monaco, L., Barbieri, M., & Zaggia, S. 2013, *MNRAS*, 429, L79
- Moutou, C., Hébrard, G., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 498, L5
- Mugrauer, M., Neuhäuser, R., Mazeh, T., et al. 2006, *Astronomische Nachrichten*, 327, 321
- Narita, N., Hirano, T., Sanchis-Ojeda, R., et al. 2010, *PASJ*, 62, L61
- Nelson, B. E., Ford, E. B., Wright, J. T., et al. 2014, *MNRAS*
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *ApJ*, 622, 1118
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Pont, F., Hébrard, G., Irwin, J. M., et al. 2009, *A&A*, 502, 695
- Queloz, D., Eggenberger, A., Mayor, M., et al. 2000, *A&A*, 359, L13
- Rossiter, R. A. 1924, *ApJ*, 60, 15
- Sanchis-Ojeda, R., Fabrycky, D. C., Winn, J. N., et al. 2012, *Nature*, 487, 449
- Shporer, A. & Brown, T. 2011, *ApJ*, 733, 30
- Teyssandier, J., Terquem, C., & Papaloizou, J. C. B. 2013, *MNRAS*, 428, 658
- TriAUD, A. H. M. J., Collier Cameron, A., Queloz, D., et al. 2010, *A&A*, 524, A25
- TriAUD, A. H. M. J., Queloz, D., Bouchy, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 377
- Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *ApJS*, 159, 141
- Van Eylen, V., Lund, M. N., Silva Aguirre, V., et al. 2014, *ApJ*, 782, 14
- von Braun, K., Boyajian, T. S., ten Brummelaar, T. A., et al. 2011, *ApJ*, 740, 49
- Walkowicz, L. M. & Basri, G. S. 2013, *MNRAS*, 436, 1883
- Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., & Johnson, J. A. 2010a, *ApJ*, 718, L145
- Winn, J. N., Howard, A. W., Johnson, J. A., et al. 2009a, *ApJ*, 703, 2091
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Albrecht, S., et al. 2009b, *ApJ*, 703, L99
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Fabrycky, D., et al. 2009c, *ApJ*, 700, 302
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Howard, A. W., et al. 2010b, *ApJ*, 723, L223
- Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., et al. 2011, *ApJ*, 737, L18
- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., et al. 2005, *ApJ*, 631, 1215

## 10.5 Conclusions

Nous avons réalisé des mesures en vitesse radiale de 55 Cnc pendant le transit de la super-Terre 55 Cnc e, dans le but d'étudier l'obliquité de ce système de cinq planètes.

- Nous développons une correction empirique de l'effet de couleur affectant les mesures de vitesse radiale. Cette correction permet un meilleur ajustement au modèle képlérien et au modèle de l'anomalie RM que la correction standard du pipeline de HARPS-N. Elle pourrait être utilisée dans le futur pour d'autres cibles et d'autres instruments.
- Nous détectons l'anomalie RM de la super-Terre 55 Cnc e, la plus petite planète pour laquelle cet effet a été mesuré, et avec la plus petite amplitude mesurée à ce jour ( $\sim 60$  cm/s; Fig. 10.2).
- L'orbite de 55 Cnc e est prograde et fortement non-alignée avec une obliquité de  $72.4^{+12.7}_{-11.5}$ °.
- Les cinq planètes du système 55 Cnc sont probablement coplanaires et non-alignées, ce qui peut s'expliquer par l'influence d'un compagnon stellaire situé à moins de 4000 ua.

# Chapitre 11

## Caractérisation de la candidate géante gazeuse KOI-12.01

Je ne puis regarder une feuille  
d'arbre sans être écrasé par  
l'univers

---

VICTOR HUGO

### Sommaire

---

<b>11.1 Introduction</b>	<b>194</b>
<b>11.2 Photométrie avec les données Kepler</b>	<b>194</b>
<b>11.3 Tomographie avec les données SOPHIE</b>	<b>194</b>
11.3.1 Observations et traitement des données	194
11.3.2 Analyse de l'effet Rossiter-McLaughlin	195
11.3.3 Modèle tomographique	198
11.3.4 Etude de l'alignement	198
11.3.5 Propriétés du candidat KOI-12.01	200
<b>11.4 Pulsations stellaires</b>	<b>200</b>
<b>11.5 Une binaire à éclipse ?</b>	<b>203</b>
<b>11.6 Conclusions</b>	<b>206</b>

---

## 11.1 Introduction

Le satellite Kepler a permis la détection de plusieurs milliers de candidats exoplanétaires (Batalha et al. 2013). Dans de nombreux cas, la photométrie seule ne permet pas de déterminer leur nature. En effet, nous avons vu dans le chapitre 1 que des signatures similaires à celles d'un transit planétaire peuvent être produites par exemple par des binaires à éclipse, dont plusieurs études ont montré qu'elles constituent une part non négligeable des candidats Kepler (e.g. Santerne et al. 2012; Fressin et al. 2013). Dans ce chapitre, nous utilisons des mesures photométriques et spectroscopiques pour étudier la nature du candidat Kepler KOI-12.01 et contraindre ses propriétés. Nous utilisons en particulier la méthode de la tomographie Doppler présentée dans la section 3.3 pour déterminer son alignement.

Les résultats préliminaires présentés ici font partie d'une étude toujours en cours, réalisée en collaboration avec Alain Lecavelier des Etangs et certains des membres du Programme Transits (principalement Guillaume Hébrard, Alexandre Santerne, Aldo Bonomo et Magali Deleuil). Ce programme a pour objectif le suivi des candidats détectés par CoRoT et Kepler, et par des programmes de détection depuis le sol comme HATNet, avec les mesures de vitesse radiale à haute précision du spectrographe SOPHIE. Installé sur le télescope de 1.93 m de l'observatoire de Haute-Provence, SOPHIE est également utilisé la moitié des nuits disponibles par les observateurs du Consortium SOPHIE-RPE (dont je fais partie depuis 2013) pour rechercher et caractériser des planètes extrasolaires dans l'hémisphère Nord. Une publication s'appuyant sur les résultats de ce chapitre sera bientôt soumise au journal scientifique *Astronomy & Astrophysics* (Bourrier et al. 2014).

## 11.2 Photométrie avec les données Kepler

42 transits du candidat KOI-12.01 ont été observés avec le télescope spatial Kepler (Batalha et al. 2011; Batalha et al. 2013), avec une périodicité de 17.9 jours. La non détection de transits avec une période différente semble indiquer l'absence d'autres compagnons. KOI-12 est une étoile active, et les données photométriques ont dû être corrigées avant de pouvoir utiliser le logiciel PASTIS (Díaz et al. 2014) pour analyser les courbes de lumière (Fig. 11.1) et contraindre les paramètres qui sont donnés dans la table 11.1. Une courbe de lumière couplée à des hypothèses sur les propriétés stellaires ( $\rho_*$ ,  $\log g$ ) ne permet pas d'obtenir de fortes contraintes sur l'excentricité de l'orbite (en l'occurrence  $e = 0.2 \pm 0.2$ ), et dans la suite nous la prenons nulle.

## 11.3 Tomographie avec les données SOPHIE

### 11.3.1 Observations et traitement des données

Deux transits de KOI-12.01 ont été observés avec le spectrographe SOPHIE en juin 2012 et en juin 2013. Nous avons vu dans le chapitre 10 que les mesures de vitesse radiale étaient affectées par des effets de couleur principalement dus à l'atmosphère terrestre. Dans le cas présent, le temps d'exposition de chaque mesure a été adapté pour que le signal-sur-bruit (SNR) par pixel mesuré à 550 nm (i.e. au milieu du domaine de longueurs d'onde visibles observées), reste à peu près constant à 35. Ceci limite les variations globales de SNR au cours de la nuit, mais le flux reste réparti différemment entre les 39 ordres spectraux de SOPHIE (comptés de 0 à 38 des longueurs d'onde 'bleues')

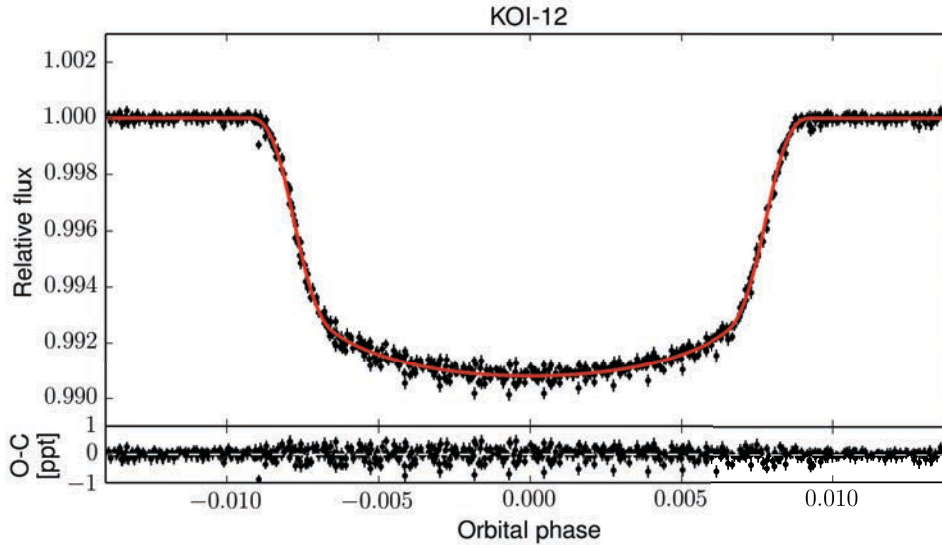


FIGURE 11.1: Courbe de lumière de KOI-12.01, obtenue en cumulant les données Kepler tracées en fonction de la phase orbitale. La courbe rouge montre le meilleur ajustement, et le panneau du bas les résidus.

vers les longueurs d'onde 'rouges'). En particulier le SNR faible de certains ordres est susceptible de diminuer la qualité globale du signal dans toutes les CCFs. J'ai donc cherché à corriger cet effet en limitant les ordres utilisés pour générer les CCFs dans le pipeline standard de SOPHIE. Les CCFs sont calculées en utilisant tous les spectres entre deux ordres limites : j'ai recherché le couple d'ordres qui minimise la dispersion des résidus de l'ajustement entre les CCFs et les profils théoriques calculés avec la méthode de la tomographie (Sect. 3.3).

La figure 11.2 montre que les meilleurs résultats sont obtenus en conservant tous les ordres rouges, mais en n'utilisant pas les premiers ordres bleus. Ce résultat est cohérent avec la dispersion atmosphérique plus élevée de la lumière aux basses longueurs d'onde, qui entraîne une perte de SNR dans les ordres bleus.

### 11.3.2 Analyse de l'effet Rossiter-McLaughlin

Nous avons d'abord recherché l'anomalie RM pendant le transit de KOI-12.01 en ajustant simultanément les données de 2012 et de 2013. La méthode utilisée est la même que dans le chapitre 10. Les vitesses radiales sont obtenues avec le pipeline SOPHIE en ajustant les CCFs calculées avec les ordres spectraux 5 à 38 pour 2012, et 6 à 38 pour 2013. Nous laissons libres la demi-amplitude en vitesse radiale associée à l'orbite képlérienne de KOI-12, les vitesses systémiques en 2012 et 2013, ainsi que l'obliquité  $\lambda$  et la vitesse de rotation équatoriale stellaire projetée  $v \sin i_*$ . Les autres paramètres sont fixés aux valeurs obtenues par la photométrie. Le  $\chi^2$  élevé obtenu pour le meilleur ajustement et la dispersion importante des mesures indiquent que les barres d'erreur sur les vitesses radiales obtenues avec le pipeline SOPHIE sont probablement sous-estimées. Nous les augmentons afin d'obtenir un  $\chi^2$  réduit unité pour le meilleur ajustement.

La précision des données SOPHIE sur une étoile de magnitude 11.4 telle que KOI-12, combinée au manque de mesures en dehors du transit, ne permet pas de contraindre

	Paramètres	Unités	Photométrie	Tomographie	
				<i>Cas 1</i>	<i>Cas 2</i>
Fixés	$T_0$	(BJD)		$2454979.596005 \pm 4.5 \times 10^{-5}$	
	$P$	(jours)		$17.85523325 \pm 9.9 \times 10^{-7}$	
	$u_a$			$0.335 \pm 0.008$	
Libres/contraints	$a_p/R_*$		$18.839 \pm 0.041$	$A : 19.1 \pm 0.3$ $B : 17.4 \pm 0.2$	$18.81_{-0.03}^{+0.03}$
	$R_p/R_*$		$0.090494 \pm 7.7 \times 10^{-5}$	$0.101 \pm 0.002$	$0.090509_{-0.000055}^{+0.000054}$
	$i_p$	(°)	$88.90 \pm 0.02$	$A : 89.66 \pm 0.07$ $B : 88.57 \pm 0.13$	$88.908_{-0.014}^{+0.013}$
Libres	$\lambda$	(°)	-	$A : 25.8 \pm 1.5$ $B : 6.2 \pm 1.4$	$13.3 \pm 1.4$
	$v \sin i_*$	( $\text{km s}^{-1}$ )	-	$62.6 \pm 0.6$	$60.48 \pm 0.43$
	$\gamma$	( $\text{km s}^{-1}$ )	-	$-15.6 \pm 0.6$	$-14.41 \pm 0.54$

TABLE 11.1: Paramètres et barres d'erreurs à  $1\sigma$  de KOI-12.01 obtenus par l'ajustement des données photométriques et spectroscopiques.  $T_0$  est le temps de milieu du transit (BJD = Jours Juliens Barycentriques),  $P$  la période, et  $u_a$  le coefficient du modèle linéaire de l'assombrissement centre-bord. Les autres paramètres sont définis dans le texte. La colonne de gauche indique comment les paramètres sont utilisés dans l'analyse tomographique. Dans le *Cas 1* tous sont libres de varier sans contraintes, et certains présentent une distribution bimodale ( $A$  et  $B$ ) dans l'analyse MCMC. Dans le *Cas 2* les paramètres du panneau du milieu peuvent varier mais avec des contraintes imposées par les valeurs et incertitudes déterminées par la photométrie.

avec précision la demi-amplitude, sur laquelle nous obtenons une limite supérieure de  $0.24 \text{ km s}^{-1}$  ( $1\sigma$ ). En tenant compte des incertitudes sur la masse stellaire et l'inclinaison contraintes par la photométrie, ce résultat correspond à une limite supérieure sur la masse de KOI-12.01 de  $4.3 M_{\text{jup}}$  à  $1\sigma$  ( $19.6 M_{\text{jup}}$  à  $3\sigma$ ). De nouvelles mesures de vitesse radiale prévues à l'été 2014, ainsi qu'une analyse plus poussée des incertitudes, permettront d'étudier la pertinence de ce résultat. Nous discutons de son importance pour la détermination de la nature de KOI-12.01 dans la section 11.5.

La valeur de la demi-amplitude a peu d'influence sur les paramètres de l'anomalie RM, car dans tous les cas la variation de vitesse radiale pendant le transit reste faible. Nous obtenons  $\lambda = 32 \pm 14^\circ$  et  $v \sin i_* = 166 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$  pour le meilleur ajustement (Fig. 11.3). L'obliquité élevée semble indiquer un système non aligné, mais on constate que la valeur de  $v \sin i_*$  est anormalement élevée. Nous avons vu dans la section 3.3 que l'ajustement de l'anomalie RM avec des formules analytiques introduit des erreurs importantes dans le cas de forts rotateurs. Or avec une vitesse de rotation projetée de l'ordre de  $60 \text{ km s}^{-1}$  (déduite du profil des CCFs visibles dans la Fig. 11.4), KOI-12 pourrait bien être le second plus fort rotateur connu accueillant une exoplanète, après WASP-33 ( $90 \text{ km s}^{-1}$ ). Ceci rend l'utilisation de la tomographie (Collier Cameron et al. 2010a) particulièrement intéressante, car elle donne de bons résultats pour les étoiles tournant rapidement sur elles-mêmes. Dans les parties suivantes nous utilisons cette méthode avec le transit de 2012, car les données sont de meilleure qualité qu'en 2013 et leur analyse est actuellement la plus avancée.

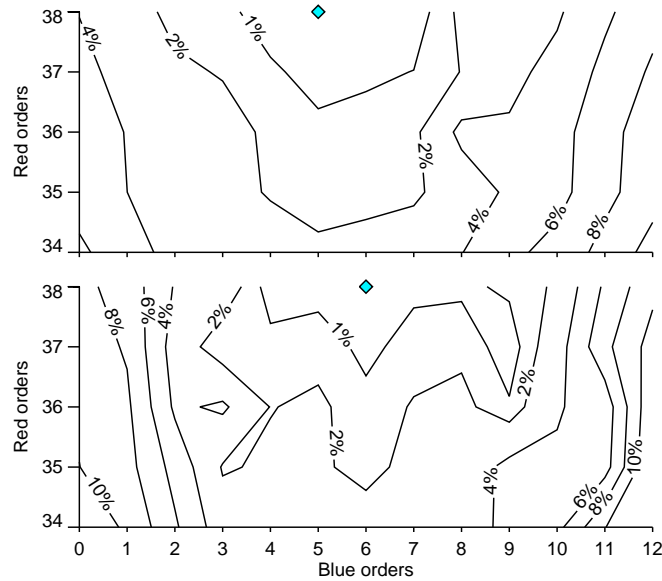


FIGURE 11.2: Les CCFs sont calculées entre un ordre limite bleu (indiqué en abscisse) et un ordre limite rouge (indiqué en ordonnée). L'ajustement du modèle théorique aux CCFs mesurées pendant les transits de 2012 (en haut) et 2013 (en bas) donne une dispersion minimale (diamants bleus) en conservant l'ensemble des ordres rouges, mais en enlevant les 5 premiers ordres bleus en 2012, et les 6 premiers en 2013. Les contours indiquent l'augmentation relative de la dispersion par rapport à la dispersion minimale.

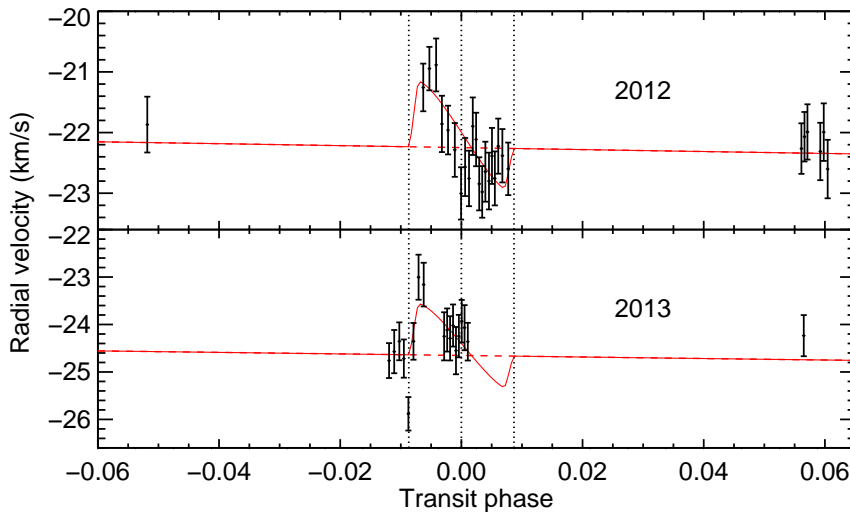


FIGURE 11.3: Ajustement de l'anomalie Rossiter-McLaughlin de KOI12.01 (courbe rouge pleine) pendant les transits observés avec SOPHIE en 2012 et en 2013, pour  $\lambda=32^\circ$  et  $v\sin i_* = 166 \text{ km s}^{-1}$ . La ligne rouge en tirets montre l'ajustement képlérien pour une demi-amplitude de  $0.24 \text{ km s}^{-1}$ . Les barres d'erreur ont été augmentées pour assurer un  $\chi^2$  réduit unité pour le meilleur ajustement. Les lignes verticales pointillées indiquent le premier et le dernier contact, et le temps du milieu du transit.



### 11.3.3 Modèle tomographique

Dans l'analyse en tomographie les CCFs théoriques sont constituées du profil de raie stellaire moyen, auquel s'ajoute la signature de KOI-12.01 pendant le transit. La comparaison directe entre ces profils théoriques et les CCFs obtenues avec SOPHIE permet de contraindre en particulier le rayon  $R_p/R_*$  et le demi-grand axe  $a_p/R_*$  de KOI-12.01 (ramenés au rayon de l'étoile), l'inclinaison de son orbite  $i_p$ , ainsi que  $\lambda$  et  $v \sin i_*$ . Le meilleur ajustement est obtenu par la minimisation du  $\chi^2$ . Les barres d'erreur sur le flux normalisé des CCFs n'étant pas connues, nous avons choisi d'attribuer à chacune une erreur constante égale à la dispersion des résidus du meilleur ajustement pour maintenir un  $\chi^2$  réduit proche de l'unité. Un algorithme de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC) permet ensuite d'explorer l'espace des paramètres à partir du meilleur ajustement, et de déterminer leurs barres d'erreur.

L'activité stellaire, ainsi que des imperfections dans l'ajustement des raies stellaires avec le masque de référence de l'étoile, produisent des anomalies dans le profil des CCFs. Ces "lobes de débordements", visibles dans la Fig. 11.4, perturbent l'ajustement tomographique. Pour corriger les lobes, nous suivons la méthode présentée par Collier Cameron et al. (2010a) en calculant la différence moyenne entre le modèle théorique et les CCFs. Nous avons préféré utiliser uniquement les mesures en dehors du transit pour éviter de corriger par erreur le signal de KOI-12.01, bien que ces mesures soient peu nombreuses et réalisées à une nuit d'intervalle des mesures du transit. Les lobes semblent toutefois avoir peu évolué d'une nuit à la suivante, et inclure les mesures du transit dans leur correction ne change pas significativement les résultats.

### 11.3.4 Etude de l'alignement

La signature de KOI-12.01 est clairement visible dans les résidus du meilleur ajustement entre les CCFs et le profil stellaire théorique (Fig. 11.4). Si l'on néglige la rotation différentielle de l'étoile, la vitesse radiale d'une bande du disque stellaire parallèle à l'axe de rotation ne dépend que de sa distance  $x_\perp$  à l'axe de rotation, et peut s'écrire  $v \sin i_* x_\perp$ . Par ailleurs, la vitesse radiale moyenne de la signature du compagnon dans le profil de la CCF est celle de la bande de disque stellaire qu'elle occulte à la distance  $x_\perp = a_p/R_* \times (\cos(\lambda) \sin(2\pi\phi) - \sin(\lambda) \cos(i_p) \cos(2\pi\phi))$ , avec  $\phi$  la phase orbitale, nulle au milieu du transit. La phase restant très petite devant 1 pendant le transit, on peut faire l'approximation  $x_\perp \sim a_p/R_* \times (\cos(\lambda) 2\pi\phi - \sin(\lambda) \cos(i_p))$ . Puisque la vitesse de la signature d'occultation de KOI-12.01 est proportionnelle à  $x_\perp$ , elle varie linéairement avec la phase orbitale. Ceci explique pourquoi cette signature apparaît comme une droite brillante dans la figure 11.4.

Pendant son transit, KOI-12.01 occulte d'abord la partie bleue du disque stellaire (i.e. aux vitesses négatives du profil de la CCF) puis la partie rouge (aux vitesses positives), signe que son orbite est prograde. En prolongeant la signature jusqu'à la phase correspondant à l'immersion (la couverture en phase n'est pas complète au début du transit), on constate que celle-ci se produit à une vitesse proche de  $-v \sin i_*$  ( $\sim -60 \text{ km s}^{-1}$ ). KOI-12.01 commence donc son transit proche du plan de l'équateur stellaire, projeté sur la ligne de visée. En revanche, l'émersion se produit à une vitesse de l'ordre de  $50 \text{ km s}^{-1}$ , indiquant que le plan orbital est modérément incliné par rapport au plan équatorial projeté.

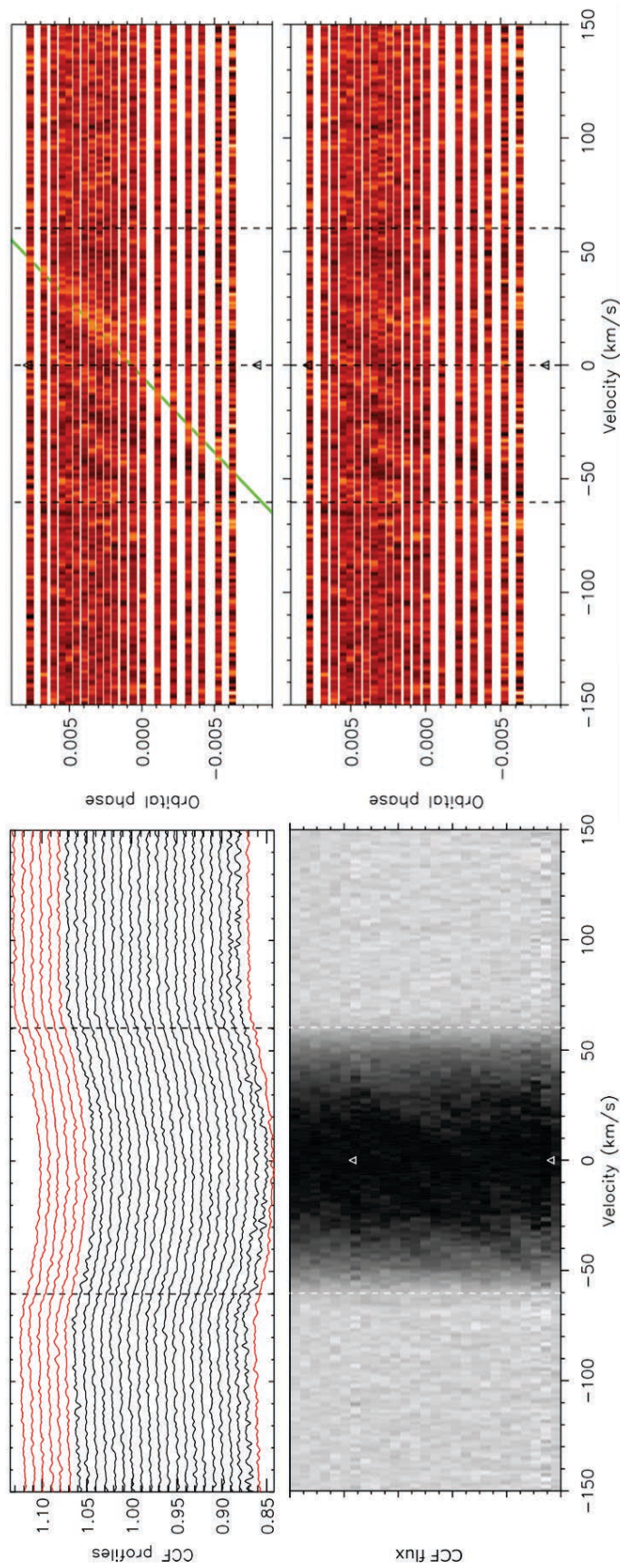


FIGURE 11.4: *A gauche* : Profils des CCFs en fonction de la vitesse radiale dans le référentiel au repos de KOI-12. Les tirets verticaux indiquent  $\pm v \sin i_*$  pour le meilleur ajustement. Les lobes de débordement sont dominés par une forte asymétrie entre les vitesses négatives et positives (panneau du haut). Après la correction utilisant les mesures en dehors du transit (en rouge), des signatures apparaissent dans les cartes de flux des CCFs (panneau du bas). L'écart de phase entre les mesures pendant et en dehors du transit étant élevé, les CCFs ont été accolées. Des triangles blancs indiquent les observations dont la phase est la plus proche de l'immersion/émersion. *A droite* : Résidus après soustraction du profil stellaire théorique (panneau du haut), répartis régulièrement en phase pendant le transit. La signature de KOI-12.01 est la trace brillante qui traverse l'ensemble du profil (repérée par une droite verte pour plus de visibilité). Après soustraction du signal planétaire théorique (panneau du bas), on observe une alternance de traces sombres et brillantes peu contrastées qui pourraient être dues à des pulsations stellaires.

### 11.3.5 Propriétés du candidat KOI-12.01

Nous avons fixé la période et le temps du milieu du transit aux valeurs contraintes avec une haute précision par la photométrie Kepler, obtenue sur une large base de temps. En premier lieu, nous avons laissé libres tous les autres paramètres du modèle, afin de mesurer  $\lambda$  et  $v\sin i_*$ , et aussi de comparer les valeurs obtenues pour  $R_p/R_*$ ,  $a_p/R_*$  et  $i_p$  avec celles contraintes indépendamment par la photométrie.

Les résultats sont présentés dans la table 11.1 (*Cas 1*). L'analyse MCMC révèle que  $i_p$ ,  $a_p/R_*$  et  $\lambda$  possèdent des distributions postérieures de probabilité bimodales. Les valeurs de ces trois paramètres sont toutes plus élevées dans un cas (noté *A*) que dans l'autre (noté *B*). Comment expliquer que ces deux jeux de paramètres reproduisent avec la même qualité les données? Si l'on néglige l'effet de l'assombrissement centre-bord et de la taille de KOI-12.01, la planète produit la même signature quelle que soit sa latitude le long d'une bande du disque stellaire parallèle à l'axe de rotation (Sect. 11.3.4). Or la distance à l'axe ne dépend justement que des trois paramètres bimodaux. Par exemple une augmentation de l'obliquité à partir de la valeur du cas *B* (diamants dans la Fig. 11.5) décale l'ensemble de la trajectoire de KOI-12.01 vers des bandes du disque stellaire se déplaçant à des vitesses radiales plus faibles (carrés dans la Fig. 11.5), et les observations ne sont plus correctement ajustées. Mais en augmentant également le demi-grand axe, et surtout l'inclinaison pour diminuer le paramètre d'impact, on obtient une nouvelle configuration (les triangles dans la Fig. 11.5, correspondant au cas *A*) dans laquelle KOI12.01 occulte les mêmes bandes d'isovitesse radiale que dans le cas *B*. La dégénérescence entre  $i_p$ ,  $a_p/R_*$  et  $\lambda$  est limitée à seulement deux configurations grâce à la bonne couverture temporelle du transit. Remarquons que dans les deux cas l'obliquité est plus élevée que 0 ( $25.8 \pm 1.5^\circ$  pour *A*;  $6.2 \pm 1.4^\circ$  pour *B*), ce qui semble à nouveau indiquer que le système n'est pas aligné.

Toutefois il est probable que les barres d'erreurs que nous obtenons en tomographie sont sous-estimées, et nous trouvons notamment un rayon planétaire significativement plus grand qu'en photométrie ( $\sim 5\sigma$ ). On s'attend à ce que l'ajustement de la courbe de lumière Kepler (construite à partir d'un grand nombre de transits) apporte des contraintes fortes sur  $a_p/R_*$ , sur  $i_p$ , et surtout sur  $R_p/R_*$ , par rapport à l'ajustement des CCFs mesurées pendant un seul transit et dont le bruit est assez important. Dans un second temps nous faisons donc intervenir dans le calcul du  $\chi^2$  des termes de pénalité sur ces trois paramètres, d'autant plus élevés que les paramètres s'écartent des valeurs déterminées par la photométrie. Nous obtenons alors une distribution de probabilité unique pour chaque paramètre (Fig. 11.6), dont les valeurs sont cohérentes aux incertitudes près avec celles de la photométrie (*Cas 2* dans la table 11.1). On peut remarquer que ces valeurs sont proches de celles obtenues précédemment dans le cas *A*, à l'exception de l'obliquité avec une valeur de  $13.3 \pm 1.4^\circ$  intermédiaire entre les cas *A* et *B*.

## 11.4 Pulsations stellaires

Il est possible de distinguer un motif peu contrasté dans les résidus entre les CCFs mesurées et les profils théoriques incluant la signature de KOI-12.01 (Fig. 11.4). Ce motif est surtout visible dans l'aile bleue, sous la forme d'une alternance de bandes sombres et brillantes parallèles. Ceci pourrait être dû à des pulsations non-radiales de l'étoile (voir le cas de WASP-33; Collier Cameron et al. 2010b), en l'occurrence des oscillations de la surface stellaire qui se déplaceraient alternativement vers l'intérieur ou vers l'extérieur en

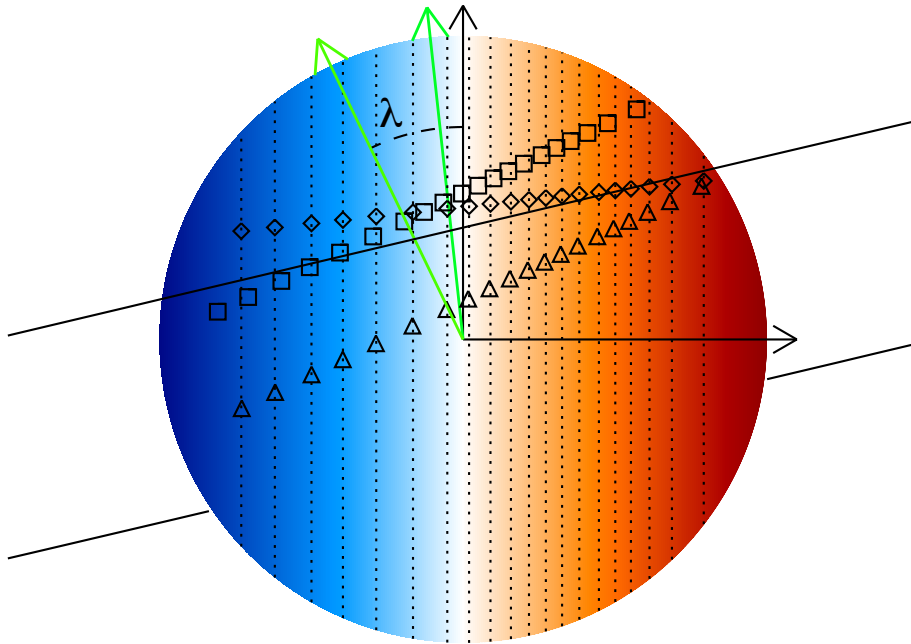


FIGURE 11.5: Vue de KOI-12 le long de la ligne de visée. Des symboles indiquent la position du centre de KOI-12.01 aux phases observées, pour les différents jeux de paramètres décrits dans la section 11.3.5. Les distributions bimodales obtenues dans le *Cas 1* de la table 11.1 sont représentées par des triangles (cas *A*,  $\lambda=25.8^\circ$ ) et des diamants (cas *B*,  $\lambda=6.2^\circ$ ). Les flèches vertes indiquent la normale au plan orbital dans chaque cas. Les deux jeux de paramètres *A* et *B* correspondent à l'occultation des mêmes bandes isovitesse radiale du disque stellaire (lignes verticales pointillées) par KOI-12.01. Cela n'est pas le cas pour d'autres combinaisons, par exemple avec les paramètres du cas *B* mais l'obliquité du cas *A* (carrés). L'orbite de KOI-12.01 dans le *Cas 2*, où certains des paramètres sont contraints par la photométrie, est obtenue pour une obliquité intermédiaire entre *A* et *B* (l'orbite est tracée en noir).

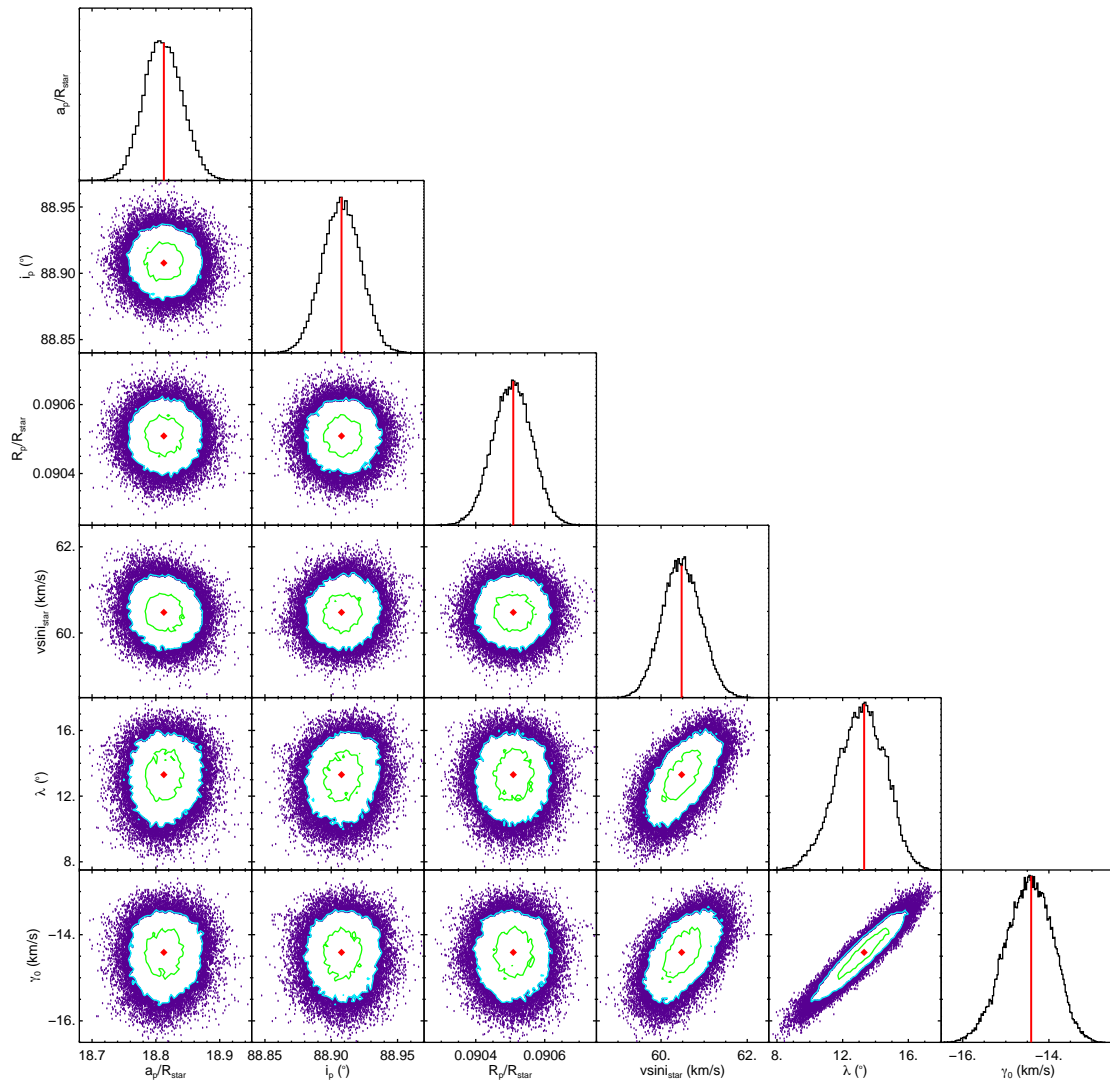


FIGURE 11.6: Diagrammes de corrélations pour les distributions de probabilité des paramètres dans le *Cas 2*. Pour chaque couple de paramètres, la médiane est choisie comme valeur optimale (diamant rouge). Les contours bleus et violets contiennent respectivement 68.3% et 95.5% des réalisations. On observe une corrélation entre la vitesse systémique de l'étoile  $\gamma_0$  qui agit sur la vitesse radiale moyenne des profils théoriques stellaires,  $v \sin i_*$  qui contrôle leur largeur, et  $\lambda$  qui agit sur la vitesse radiale de la signature du compagnon. Les histogrammes 1D montrent les distributions projetées sur l'espace du paramètre de chaque ligne (les lignes rouges correspondent aux médianes).

fonction de la longitude. La présence des motifs après la fin du transit (voir le panneau en bas à gauche de la Fig. 11.4) est cohérente avec un phénomène d'origine stellaire. Le mouvement prograde des motifs, et leur linéarité dans le diagramme vitesse radiale/phase, sont de plus cohérents avec un phénomène se produisant au niveau de la surface stellaire et entraîné par la rotation de l'étoile (en négligeant la rotation différentielle). En effet, la vitesse radiale d'une pulsation à une longitude donnée s'écrit  $vsini_* \sin(\Omega_* t)$  ( $\Omega_*$  vitesse de rotation angulaire de l'étoile;  $t$  le temps nul au milieu du transit), et peut s'approximer par  $vsini_* \Omega_* \phi P$  avec  $\phi$  et  $P$  la phase orbitale et la période de KOI-12.01 (Sect. 11.3.4).

En utilisant  $vsini_* = 60.5 \text{ km s}^{-1}$ , nous pouvons calculer  $\Omega_*$  à partir du déplacement en vitesse radiale des motifs pendant le transit. Leur vitesse varie d'environ  $63 \text{ km s}^{-1}$  pour une augmentation de la phase de 0.014 (Fig. 11.4), ce qui indique que l'étoile ferait un tour en 1.43 jours. Sa vitesse de rotation non projetée étant  $R_* \Omega_*$ , nous utilisons le rayon stellaire estimé avec PASTIS ( $R_* = 1.63 \pm 0.15 R_\odot$ ) pour calculer l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire par rapport à la ligne de visée. Nous trouvons ainsi que l'axe doit être incliné de plus de  $75^\circ$ , ce qui implique que l'obliquité 3D est sans doute proche de l'obliquité projetée  $\lambda$  (voir la relation entre ces trois angles dans Crida & Batygin 2014).

## 11.5 Une binaire à éclipse ?

La méthode des transits est susceptible de produire des faux positifs, et pour valider ou non la nature planétaire de KOI-12.01, il est nécessaire de tester s'il peut s'agir d'une binaire à éclipse ou d'une binaire diluée. Dans cette section nous étudions le premier cas, et la possibilité que KOI-12 soit un système binaire dont les occultations sont diluées par la lumière d'une troisième étoile sera étudiée ultérieurement.

Si KOI-12.01 est une étoile, les CCFs mesurées sont le cumul des profils de raies moyens des deux étoiles KOI-12 et KOI-12.01. Nous pouvons d'abord distinguer le cas où KOI-12.01 serait une étoile peu lumineuse comme une naine brune. Dans ce cas la contribution de son profil de raie au profil total serait négligeable, et les vitesses radiales que nous avons estimées par l'ajustement gaussien du profil total traduisent bien le mouvement képlérien de KOI-12. Il en découle que la limite supérieure que nous avons obtenue sur la masse de KOI-12.01 est correctement estimée. Avec une limite à  $1\sigma$  de  $4.3 M_{\text{jup}}$  ( $19.6 M_{\text{jup}}$  à  $3\sigma$ ) il est probable que la masse de KOI-12.01 soit trop faible pour qu'il puisse s'agir d'une naine brune (la limite étoile/planète est généralement placée à  $13 M_{\text{jup}}$ ), bien que de nouvelles mesures de vitesse radiale soient nécessaires pour confirmer ce résultat.

Alternativement, est-il possible que KOI-12.01 soit une étoile très lumineuse ? Remarquons d'abord que dans le référentiel en vitesse radiale au repos de KOI-12, la vitesse moyenne du profil de raie de KOI-12.01 correspond à l'écart des vitesses radiales képlériennes de KOI-12 et de KOI-12.01. En utilisant différentes valeurs pour la masse des deux étoiles, nous avons constaté que cet écart est au minimum de  $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$  environ entre la première et la dernière phase observée en 2012<sup>1</sup>. Ce cas limite est illustré dans

1. Cette situation est obtenue dans le cas limite mais peu probable où KOI-12 aurait une masse de  $0.5 M_\odot$  (contre  $1.45 M_\odot$  estimée par la photométrie) et KOI-12.01 une masse de  $10 M_{\text{jup}}$  (peu compatible avec une étoile lumineuse). L'écart de vitesse radiale est donc probablement plus élevé.

la figure 11.7, où les disques rouge et orange montrent le déplacement en vitesse du profil de raie de KOI-12.01 en fonction des phases observées.

Plaçons nous d’abord dans le cas où le profil de raie de KOI-12.01 est très fin devant celui de KOI-12. Une étoile très lumineuse aurait un rayon plus élevé que celui de  $1.44 R_{\text{jup}}$  obtenu en supposant que KOI-12.01 est une planète. L’occultation du disque de KOI-12 par KOI-12.01 produirait dans ce cas une signature d’occultation de plus forte amplitude que celle que nous avons analysée dans les CFFs. Il faudrait donc que la signature d’occultation brillante de KOI-12.01 ait été “diluée” par son profil de raie sombre (les deux signatures font respectivement augmenter et diminuer le flux de la CCF). Or, dans le référentiel au repos de KOI-12, la vitesse radiale moyenne du profil de raie de KOI-12.01 est différente de la vitesse moyenne de sa signature d’occultation (qui est celle de la région du disque de KOI-12 occultée par KOI-12.01 ; disques bleus dans la Fig. 11.7). Si le profil de raie de KOI-12.01 était fin, il ne pourrait donc pas se trouver à la même position en vitesse que la signature d’occultation pour toutes les phases observées (Fig. 11.7, panneau du milieu). Ces deux signatures devraient alors se traduire dans les cartes de flux des CCFs par une droite brillante *et* une droite<sup>2</sup>sombre de pentes différentes. Or les différents panneaux de la figure. 11.4 montrent que seule une signature d’occultation brillante est présente (l’alternance régulière et le faible contraste des motifs discutés dans la section 11.4 est plus cohérente avec des pulsations stellaires que le profil de raie d’une seconde étoile). Si KOI-12.01 est une étoile lumineuse, il faut donc que son profil de raie soit considérablement élargi.

Même si KOI-12.01 est très massive, l’écart entre les vitesses radiales képlériennes de KOI-12 et de KOI-12.01 varie peu pendant le transit devant la largeur du profil de la CCF (disques rouges dans la Fig. 11.7). Puisque nous avons fait l’hypothèse d’orbites circulaires, les vitesses radiales des deux étoiles sont nulles au milieu du transit, et les centres de leurs profils de raies restent donc proches pendant le transit. Pour que le profil de raie de KOI-12.01 puisse diluer sa propre signature d’occultation, qui est présente sur l’ensemble de la plage de vitesse de la CCF mesurée, il faut donc que son profil soit aussi large que celui de KOI-12, c’est à dire que les deux étoiles aient des vitesses de rotation similaires (Fig. 11.7, panneau du milieu). Or, nous avons vu que l’écart entre les deux profils augmente fortement aux phases observées en dehors du transit (au minimum de  $\pm 25 \text{ km s}^{-1}$ ). Le déplacement relatif des deux profils, cumulé à leur largeur similaire, conduirait donc à des asymétries variables dans le temps dans les ailes des CCFs mesurées (Fig. 11.7, panneau du bas). Puisque cela n’est pas le cas (Fig. 11.4), nous pouvons en conclure que les observations excluent que KOI-12.01 puisse être une étoile lumineuse. Pour valider ce résultat, j’ai ajouté au modèle tomographique la possibilité d’ajuster directement le profil de raie moyen d’un compagnon stellaire. Le meilleur ajustement est obtenu pour des paramètres similaires à ceux obtenus dans les sections précédentes, mais pour un flux émis par KOI-12.01 égal à quelques pour cent du flux émis par KOI-12, ce qui exclue bien que KOI-12.01 soit très lumineuse. Dans cette situation le profil de raie de KOI-12.01 ne serait pas détectable dans les données et nous retrouvons le premier cas discuté dans cette section, ce qui nous permet de conclure que KOI-12.01 n’est probablement pas une étoile.

---

2. Pour les mêmes raisons que dans la section. 11.3.4 : si on suppose que l’orbite de KOI-12.01 est circulaire, l’écart entre les vitesses radiales képlériennes de KOI-12 et de KOI-12.01 est proportionnel à la phase orbitale, c’est à dire que la vitesse du profil de raie de KOI-12.01 varie linéairement avec la phase.

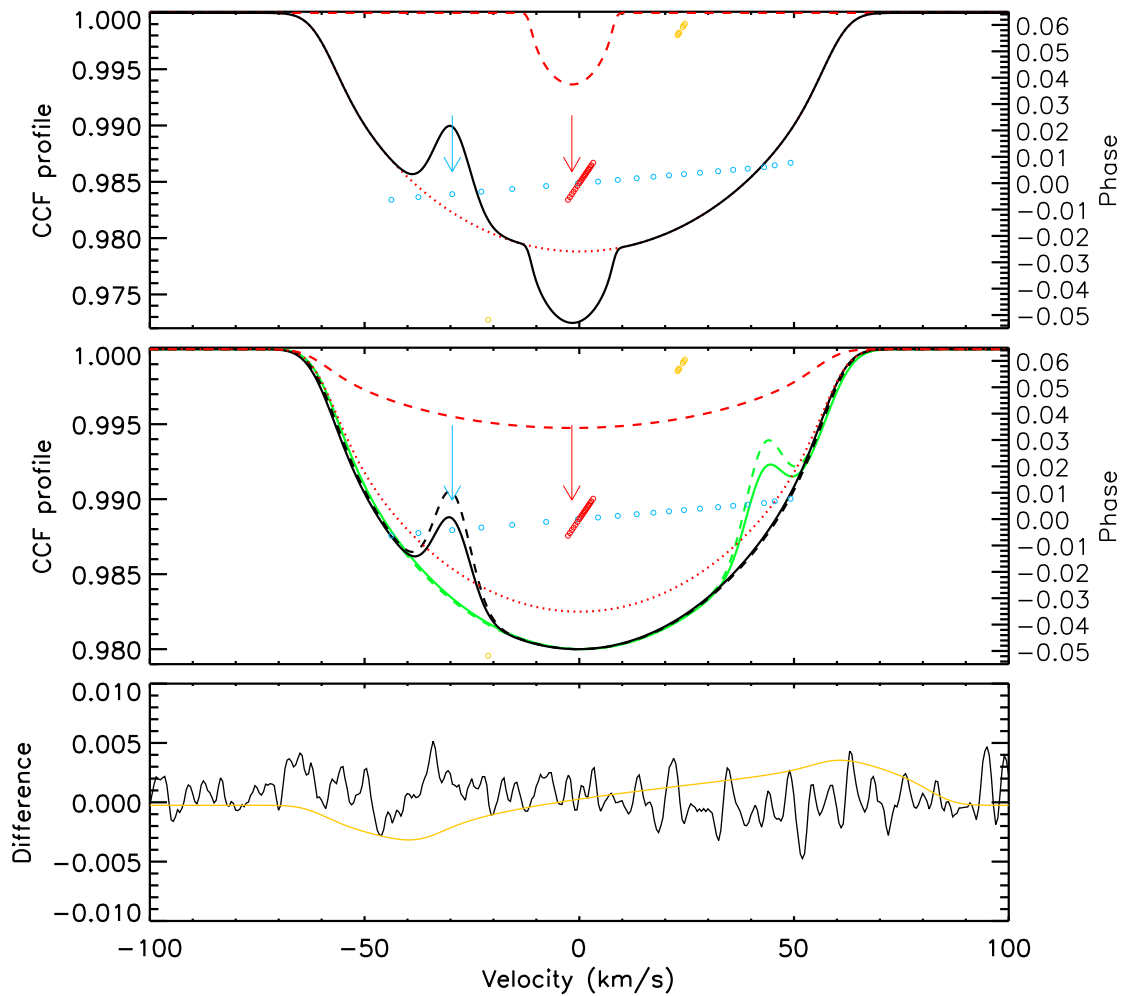


FIGURE 11.7: **En haut et au milieu :** Profils de raie dans le référentiel au repos de KOI-12. La CCF théorique (ligne noire) est la somme du profil de raie de KOI-12.01 (ligne rouge en tirets) et de celui de KOI-12 (ligne rouge pointillée). Les disques bleus indiquent la vitesse de la signature d'occultation de KOI-12.01 aux phases observées pendant le transit, tandis que les disques rouges (resp. oranges) indiquent la vitesse de son profil de raie pendant le transit (resp. en dehors). *En haut :* Si le profil de raie de KOI-12.01 est trop fin devant celui de KOI-12, il ne peut diluer toutes les signatures d'occultation : pendant le transit, le profil de raie de KOI-12.01 reste globalement centré tandis que sa signature d'occultation traverse l'ensemble du profil de la CCF. Ceci est particulièrement visible dans l'exemple proposé à une phase proche de l'immersion ( $3^{\text{eme}}$  mesure pendant le transit) : la flèche bleue indique la vitesse radiale élevée de la signature d'occultation de KOI-12.01, et la flèche rouge la vitesse faible de son profil de raie (leurs amplitudes sont arbitraires). *Au milieu :* Si le profil de raie de KOI-12.01 est aussi large que celui de KOI-12, il peut diluer la signature d'occultation à toutes les phases observées, comme le montrent les courbes noire et verte qui correspondent respectivement à la  $3^{\text{eme}}$  et à la dernière mesure pendant le transit (ligne en tirets sans dilution, ligne pleine avec dilution). **En bas :** Différence des CCFs théoriques (ligne orange) et mesurées (ligne noire) entre deux phases très éloignées ( $3^{\text{eme}}$  mesure pendant le transit et dernière mesure après le transit). Des tendances sont visibles dans les résidus des CCFs théoriques si les profils de raies de KOI-12 et KOI-12.01 ont des largeurs similaires, mais elles ne sont pas observées dans les mesures. Si KOI-12.01 est une étoile, la seule possibilité est donc que la contribution de son profil de raie au profil total soit négligeable.



## 11.6 Conclusions

Les résultats de ce chapitre sont issus de l'analyse préliminaire du système Kepler KOI-12. Les valeurs données ci-dessous sont celles obtenues avec la tomographie quand une partie des paramètres est contrainte à l'aide de la photométrie (*Cas 2*).

- Nos résultats préliminaires semblent exclure que le candidat Kepler KOI-12.01 soit une naine brune ou une étoile lumineuse. Une analyse plus poussée est nécessaire pour confirmer ce résultat, et étudier la possibilité que KOI-12 soit une binaire diluée.
- Si KOI-12.01 est bien une planète, il s'agit d'une géante gazeuse avec un rayon de  $1.44 \pm 0.13 R_{\text{Jup}}$ , qui orbite en 17.86 jours autour d'un rotateur rapide ( $v \sin i_* = 60.5 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$ ). L'étoile KOI-12, située à  $426 \pm 40 \text{ pc}$  de la Terre, possède une masse et un rayon de  $1.45 \pm 0.09 M_{\odot}$  et  $1.63 \pm 0.15 R_{\odot}$ .
- Les différentes analyses (anomalie RM, cartes de flux, tomographie) tendent à montrer que l'orbite de KOI-12.01 est prograde et non alignée avec une obliquité de  $13.3 \pm 1.4^\circ$ . Une étude plus détaillée des barres d'erreur est néanmoins nécessaire. Si sa nature planétaire est validée, KOI-12.01 viendra augmenter le petit nombre des planètes orbitant à plus de 0.1 ua dont l'obliquité a été mesurée. Les autres cas sont les planètes très excentriques HD80606b et HD17156b, et le système multiple Kepler-30.

Ces résultats seront bientôt complétés par l'analyse similaire du transit observé en 2013, suivie d'une analyse plus détaillée combinant les données des deux transits avec la photométrie Kepler. Nous avons prévu de faire de nouvelles mesures de vitesse radiale avec SOPHIE à l'été 2014 afin de mieux contraindre la masse de KOI-12.01.

# Conclusions et perspectives :

## *La vie suprenante des planètes proches de leurs étoiles*

Depuis 1995, le domaine de l'exoplanétologie a grandi de façon exponentielle. Alors qu'environ 1070 exoplanètes étaient connues au début de la rédaction de ce manuscrit, seulement cinq mois plus tard leur nombre se porte à près de 1800. La validation au mois de mars 2014 de plusieurs centaines de candidats détectés par la mission *Kepler* dans des systèmes planétaires multiples y a beaucoup contribué.

Bien que la diversité des planètes extrasolaires semble défier notre désir de les répartir dans des catégories distinctes, les planètes “chaudes” représentent une population particulière. Comment des planètes aussi différentes que la super-Terre 55 Cnc e et la géante gazeuse HD 209458b peuvent se retrouver à moins d'un dixième d'unités astronomiques de leurs étoiles ? Etudier l'angle entre le plan orbital d'une planète et l'axe de rotation de son étoile-hôte est l'un des moyens de percer les origines de la planète, car différents scénarios de formation et de migration conduisent à différentes obliquités. Durant une partie de cette thèse, nous avons étudié l'alignement de deux systèmes planétaires en utilisant deux méthodes qui s'appuient sur la spectroscopie du transit. D'une part, nous avons détecté l'anomalie Rossiter-McLaughlin de la super-Terre 55 Cnc e, qui se trouve sur une orbite prograde et presque polaire (Chap. 10). Il s'agit à ce jour de la plus petite planète pour laquelle cet effet a été mesuré, et avec la plus petite amplitude. La forte obliquité de ce système compact de cinq planètes est peut-être due à la présence perturbatrice d'un compagnon stellaire (Kaib et al. 2011). D'autre part, nous avons étudié l'alignement du candidat Kepler KOI-12.01 par tomographie (Chap. 11). Cet objet un peu plus grand que Jupiter est probablement seul en orbite autour d'une étoile bien plus jeune que 55 Cnc et tournant 20 fois plus vite sur elle-même. Il s'agit donc d'un système radicalement différent de celui de 55 Cnc e, et si nous parvenons à valider la nature planétaire et le non-alignement modéré de KOI-12.01, ce sera l'une des rares géantes gazeuses “tièdes” dont l'obliquité aura été mesurée.

Quelle que soit l'origine d'une planète chaude, sa présence à si courte distance de son étoile pose la question de l'état de son atmosphère. En particulier, la détection de l'évaporation du Jupiter chaud HD 209458b il y a une dizaine d'années par Vidal-Madjar et al. (2003) a donné naissance à tout un pan de l'exoplanétologie voué à étudier les origines de ce phénomène, ses propriétés, et son impact sur les atmosphères. En observant les atmosphères d'exoplanètes grâce à la spectroscopie du transit, et en développant un modèle numérique d'atmosphère étendue, nous avons contribué à répondre à une partie de ces questions.

*Le phénomène de l'évaporation est-t-il commun ?*

Au début de cette thèse, seul l'échappement d'hydrogène neutre de l'atmosphère du Jupiter chaud HD 209458b était confirmé. Du magnésium ionisé avait été observé autour du Jupiter enflé WASP-12b, mais son origine (planétaire ou stellaire) n'était pas bien définie, tandis que différentes observations en apparence contradictoires avaient jeté le doute sur l'état de l'atmosphère du Jupiter chaud HD 189733b.

Nous avons apporté une nouvelle preuve de l'échappement de HD 209458b avec la détection de magnésium neutre dans son atmosphère (Vidal-Madjar et al. 2013 ; Chap. 7). Nous avons montré que HD 189733b est bien susceptible de s'évaporer (Bourrier et al. 2013 ; Chap. 4), une conclusion renforcée par l'observation indépendante d'oxygène neutre s'échappant de son atmosphère (Ben-Jaffel & Ballester 2013). De nouvelles observations de WASP-12b ont de plus confirmé que le gaz observé provient principalement de la planète (Haswell et al. 2012). Le cas de HD 209458b n'est donc pas isolé, et il est probable que l'ensemble des géantes gazeuses "chaudes" puisse s'évaporer. En fait, nous avons réalisé la première observation d'une géante à plus grande distance de son étoile dont l'atmosphère d'hydrogène neutre semble étendue, la Jupiter tiède 55 Cnc b (Ehrenreich et al. 2012 ; Chap. 6). Le fait que l'évaporation ne soit pas limitée au cas des Jupiters chauds a d'ailleurs été confirmé par la détection au début de l'année 2014 d'hydrogène neutre s'échappant de la Neptune chaude GJ 436b (Kulow et al. 2014). Nos observations de 55 Cnc e n'ont pas mis en évidence une atmosphère étendue d'hydrogène neutre (Chap. 6), et pour l'instant aucune super-Terre n'a été observée en train de s'évaporer. Mais la diversité de composition des planètes de faible masse laisse présager que des éléments lourds comme du magnésium ou du carbone, déjà observés s'échappant de planètes géantes, pourront être utilisés pour détecter leur évaporation. En avril 2014, nous avons donc proposé avec *HST* un programme d'observations dans le proche UV d'un échantillon varié d'exoplanètes susceptibles de s'évaporer, incluant 55 Cnc e (Chap. 9).

*Quel est le mécanisme de l'évaporation ?*

Les études théoriques suggèrent que l'irradiation stellaire X/EUV conduit les couches supérieures d'une atmosphère riche en hydrogène à perdre leur stabilité, et à s'étendre dans un état hydrodynamique. Ce flot vertical d'hydrogène accélère jusqu'à plusieurs kilomètres par seconde au niveau de l'exobase, où il devient possible d'échapper à l'attraction planétaire (e.g. Koskinen et al. 2013b). Nos observations d'une atmosphère étendue d'hydrogène neutre autour de HD 189733b et de 55 Cnc b sont cohérentes avec ce scénario d'expansion hydrodynamique. Notre détection de magnésium neutre autour de HD 209458b confirme de plus que ce mécanisme permet l'échappement d'espèces lourdes, emportées par collisions avec le flot d'hydrogène (Chap. 7).

En observant HD 189733b à différentes époques, nous avons mis en évidence pour la première fois la variabilité temporelle des conditions physiques qui conduisent à l'échappement d'une atmosphère exoplanétaire (Lecavelier des Etangs et al. 2012 ; Chap. 4). L'observation d'une éruption stellaire à l'une des époques où la planète s'évaporerait nous a permis d'avancer deux scénarios, peut-être concomitants (Bourrier & Lecavelier des Etangs 2013 ; Chap. 5). Le premier fait intervenir une modification des propriétés du vent stellaire, qui est en partie responsable de la dynamique du gaz échappé. Le second repose sur un apport d'énergie dans la haute atmosphère planétaire, qui aurait amplifié son expansion hydrodynamique. De futures observations de HD 189733b avec *HST* et *XMM-Newton* permettront de mieux distinguer ces scénarios, et peut-être d'étudier le

temps de réaction de l'atmosphère à un afflux d'énergie. Le cas de 55 Cnc b est également très intéressant car son taux d'échappement de plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à ceux des Jupiters chauds est cohérent avec sa plus faible irradiation, et cette planète tiède est proche de la distance orbitale critique à laquelle l'atmosphère d'une géante devrait perdre sa stabilité (Chap. 6).

*Quelle est l'importance de la pression de radiation ?*

Dans l'exosphère, la dynamique du gaz échappé dépend de mécanismes d'accélération tels que la pression de radiation ou les interactions avec les protons du vent stellaire. Ces deux mécanismes peuvent accélérer le gaz loin de la planète à des vitesses élevées et lui donner la forme d'une queue cométaire, ce qui correspond bien à l'absorption décalée vers le bleu des planètes qui s'évaporent, et qui est souvent observée pendant et après le transit. Nous avons montré que la force de pression de radiation, qui est connue grâce aux observations, est suffisante pour expliquer la signature spectrale de l'hydrogène s'échappant de HD 209458b (Chap. 5). Dans ce cas le vent stellaire, dont les propriétés sont inconnues, a une influence limitée ; autrement il aurait conduit à des signatures d'absorption additionnelles qui n'ont pas été observées. La pression de radiation semble avoir un rôle fondamental dans la structure des exosphères étendues, car elle explique également les vitesses observées pour l'hydrogène s'échappant de GJ 436b (Kulow et al. 2014) et le magnésium s'échappant de HD 209458b (Bourrier et al. 2014 ; Chap. 8). Dans le cas de HD 189733b l'hydrogène a été observé à des vitesses supérieures à celles conférées par la pression de radiation, que nous avons expliquées par l'effet supplémentaire du vent stellaire. Nous avons aussi montré que lorsque la qualité du signal est suffisamment élevée, les variations temporelles du profil d'absorption pendant le transit peuvent être utilisées pour distinguer l'influence de la pression de radiation et du vent stellaire (Chap. 5).

Le vent planétaire associé à l'expansion hydrodynamique de l'atmosphère des géantes chaudes atteint des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde au niveau de l'exobase. Ces vitesses sont suffisantes pour que le gaz échappe naturellement à l'attraction planétaire, et les mécanismes précédents ne font que l'accélérer à des vitesses beaucoup plus élevées. Il serait intéressant d'étudier l'impact de la pression de radiation sur l'échappement d'une planète suffisamment éloignée de son étoile pour que son atmosphère reste hydrostatique, mais suffisamment proche pour que la densité de photons élevée puisse accélérer une quantité importante de gaz au niveau des limbes. Au contraire des protons du vent stellaire, les photons de la pression de radiation pénétreraient sans problème la magnétosphère planétaire.

*Quelles propriétés de l'environnement planétaire peuvent être déterminées en observant l'évaporation ?*

L'observation à haute résolution de la raie d'un élément s'échappant de l'atmosphère d'une exoplanète permet d'obtenir son profil d'absorption pendant le transit. Nous avons développé l'un des seuls modèles numériques de l'atmosphère étendue d'une planète. Ce modèle permet de calculer des spectres théoriques qui sont comparés directement au profil d'absorption observé pour caractériser l'environnement planétaire (Chap. 5 et 8). La forme du profil d'absorption dépend de la structure spatiale de l'exosphère et de la distribution des vitesses du gaz échappé. De façon simplifiée, la profondeur du profil est liée au taux d'échappement atmosphérique, tandis que sa plage spectrale dépend des mécanismes d'accélération du gaz et permet notamment d'étudier les propriétés du vent stellaire. Cette plage spectrale dépend également de l'état d'ionisation de l'espèce

échappée, que nous avons relié au flux stellaire EUV pour l'hydrogène, et à la densité d'électrons dans l'atmosphère planétaire pour le magnésium.

Ces deux éléments ont des rôles complémentaires dans l'étude de l'évaporation : tandis que la raie Lyman- $\alpha$  est une sonde de l'exosphère étendue, nous avons dévoilé le potentiel des raies du magnésium comme sondes de la transition entre l'exosphère et la thermosphère, où prend naissance l'échappement hydrodynamique. Notre modèle permet d'interpréter les observations de magnésium et de contraindre la température moyenne de la thermosphère, l'altitude de sa transition avec l'exosphère au niveau de l'exobase, et la vitesse qu'y atteint le flot planétaire (Chap. 8). Il est possible que les raies d'autres éléments lourds puissent être utilisées pour sonder de façon plus détaillée l'atmosphère étendue des planètes chaudes. Dans cette éventualité, j'ai inclus dans notre modèle numérique la possibilité de prendre en compte les profils de température, de densité et de vitesse d'un élément donné en fonction de son altitude dans la thermosphère.

#### *Quelle est l'impact de l'évaporation sur la population exoplanétaire ?*

Le mécanisme de l'échappement hydrodynamique laisse supposer que l'évaporation peut affecter toutes les planètes possédant une enveloppe massive d'hydrogène suffisamment irradiée. C'est le cas des géantes gazeuses à courte distance orbitale de leur étoile, Jupiters et Neptunes chauds tels que HD189733b et GJ436b, et aussi plus éloignées de leurs étoiles comme 55 Cnc b. Les planètes géantes sont néanmoins si massives qu'elles ne peuvent perdre qu'une petite fraction de leur masse au cours de leur vie. L'exception pourrait être le cas des étoiles de type A qui émettent des flux EUV extrêmement élevés, mais seulement une poignée de planètes ont été détectées proches de ce type d'étoiles. De façon générale, l'échappement atmosphérique est d'autant plus fort que la densité de la planète est faible, mais son impact est plus important pour une planète peu massive. Les planètes fortement irradiées avec des masses et des rayons intermédiaires entre ceux de Neptune et Jupiter seraient ainsi les plus sensibles à l'évaporation, et on observe effectivement un manque de ce type de planètes dans la population exoplanétaire (e.g. Beugé & Nesvorný 2013). Parallèlement la surabondance de planètes de petite taille à courte distance orbitale pourrait être due aux coeurs rocheux de super-Neptunes et sub-Jupiters dont l'atmosphère s'est complètement évaporée (e.g. Lecavelier des Etangs 2007 ; Kurokawa & Nakamoto 2014). Il reste encore à observer une telle planète en train de s'évaporer, mais des super-Terres comme CoroT-7b et Kepler 10b pourraient déjà être des résidus d'évaporation.

La détection et la caractérisation de l'atmosphère d'une planète similaire à la Terre dans la zone habitable de son étoile est l'un des objectifs principaux de l'exoplanétologie. En attendant ce jour, l'observation de géantes gazeuses autour d'étoiles brillantes reste cruciale pour améliorer les techniques d'observations, les modèles théoriques, et notre compréhension de leurs atmosphères et de phénomènes aussi singuliers que celui de l'évaporation. En raison de la proximité d'un Jupiter chaud à son étoile, l'échappement atmosphérique peut dépendre à des degrés différents de l'irradiation, du vent stellaire ou encore des champs magnétiques planétaire et stellaire. La détection des variations temporelles de l'évaporation de HD 189733b montre que pour étudier les interactions entre ces différents mécanismes et leur dépendance aux propriétés de l'étoile et de la planète, il est nécessaire d'observer celles-ci à la même époque dans des domaines spectraux différents. Dans ce but, j'ai organisé une collaboration avec une dizaine de chercheurs venant de laboratoires en France, en Angleterre et en Suisse pour caractériser l'environnement

de HD 189733b. Trois transits observés dans la raie Lyman- $\alpha$  avec *HST* permettront d'étudier les propriétés de la haute atmosphère planétaire, et seront mis en relation avec l'irradiation stellaire grâce à des observations simultanées en rayons X avec *XMM-Newton*. Nous pourrions reconstruire le champ magnétique stellaire à la même époque grâce à des observations spectropolarimétriques avec *NARVAL*, dont je suis responsable principal. Le champ magnétique de l'étoile influence les propriétés du vent stellaire, et peut être relié au champ magnétique de la planète et à son émission radio qui a été recherchée avec *LOFAR*. A l'heure actuelle, toutes les observations ont été réalisées. Les données sont analysées par les différents membres de la collaboration et seront bientôt mises en relation.

HD 189733b est une cible de choix pour étudier l'évaporation, mais ce phénomène affecte peu le devenir des géantes massives. En revanche, il est probable que la population des planètes de faible masse soit en partie sculptée par l'évaporation. Dans les années qui viennent, de telles planètes seront détectées en grand nombre depuis le sol, par transits (e.g. *NGTS*) ou en vitesse radiale (e.g. *HARPS*, *Eta Earth*). Des programmes comme *Mearth* et le futur *SPECULOOS* ont pour objectif spécifique la recherche de Terres et super-Terres autour de naines M, qui sont probablement les étoiles les plus nombreuses de la galaxie. Les naines M présentent une activité magnétique élevée qui persiste plus longtemps que pour une étoile de type solaire et conduit à des éruptions stellaires fréquentes et des épisodes d'intense irradiation en X et EUV. Une planète se trouvant aujourd'hui dans la zone habitable réduite d'une naine M pourrait donc avoir été particulièrement vulnérable à l'évaporation au début de sa vie. La mesure de la masse des planètes en vitesse radiale, combinée à la détermination de leur rayon avec une très haute précision par les missions *CHEOPS*, et plus tard *PLATO*, fournira leur densité moyenne qui est un indicateur de la présence d'une large enveloppe de gaz, et potentiellement d'une atmosphère étendue. La distribution d'un échantillon important de planètes peu massives en fonction de la présence ou non d'une atmosphère et de leurs conditions d'irradiation (distance orbitale, type stellaire, etc) permettra de mieux comprendre le rôle de l'échappement atmosphérique dans la transition possible d'un sub-Jupiter/super-Neptune vers une super-Terre rocheuse.

L'utilisation de la densité moyenne a cependant ses limites pour déterminer la composition et l'état d'une atmosphère. Pour cela le meilleur moyen est la spectroscopie du transit, et nous avons montré dans cette thèse que l'ultraviolet est un domaine particulièrement adapté pour analyser la haute atmosphère étendue des géantes qui s'évaporent, riche en éléments atomiques à forte transition électronique. Dans les conditions énergétiques que connaît une planète chaude, les atomes et molécules absorbant dans le visible et l'infrarouge sont généralement dissociés et ionisés avant de pouvoir être emportés à très haute altitude, et sont donc des sondes de la basse atmosphère. Une synergie entre des instruments aux capacités complémentaires est nécessaire pour faire le lien entre les différentes régions de l'atmosphère et étudier son expansion. Les planètes qui seront détectées autour d'étoiles brillantes par *CHEOPS* et *PLATO* feront des cibles exceptionnelles pour de telles observations. Les atmosphères pourront être sondées dans l'optique ou le proche IR depuis le sol avec *HARPS*, avec les futurs spectrographes haute-résolution *ESPRESSO* et *HIRES*, et avec les instruments de l'*E-ELT*, ainsi que depuis l'espace avec le futur *JWST*. En revanche *HST* est pour l'instant le seul télescope permettant d'observer les atmosphères avec suffisamment de précision dans l'UV, en attendant le lancement prévu prochainement de la mission russe *WSO-UV* et le projet *UV-mag* de l'ESA pour la prochaine décennie. Il serait donc intéressant d'étudier si la composition

atmosphérique et les conditions d'irradiations des planètes peu massives, qui présentent une grande diversité de nature, permettraient à des éléments visibles dans l'optique (comme le sodium) de s'échapper en quantités suffisantes de l'atmosphère pour être détectés. Des études théoriques ont déjà montré que l'atmosphère de dioxyde de carbone d'une super-Vénus pourrait également entrer dans un état hydrodynamique (Tian 2009), et l'exemple de notre détection de magnésium neutre s'échappant de HD 209458b montre que les conditions physiques complexes des atmosphères d'exoplanètes nous réservent encore bien des surprises.

L'étude des exoplanètes a révolutionné notre vision du Système solaire. Le Soleil jeune et brillant a peut être conduit Vénus, la Terre et Mars à perdre une partie importante de leur enveloppe gazeuse primitive par échappement hydrodynamique. Avec la découverte de planètes semblables à la Terre dans la zone habitable de leurs étoiles, être en mesure d'évaluer la survie de leur atmosphère face à l'évaporation sera fondamental pour comprendre les conditions qui permettent l'émergence de la vie.

# Annexes





# Annexe A : Instruments d'observations

Dans cette annexe je décris les instruments et missions d'observation que j'ai évoqués au cours du manuscrit. Je m'intéresse à leurs liens avec le domaine de l'exoplanétologie, bien que plusieurs de ces instruments puissent être utilisés dans d'autres domaines.

- *Chandra X-ray Observatory* : lancé en 1999, ce télescope spatial fait partie du programme des quatre Grands Observatoires de la NASA, chacun chargé d'observer l'Univers dans un domaine spectral différent. Associé à l'astronomie en rayons X, Chandra permet notamment d'observer l'émission à haute énergie des étoiles hôtes d'exoplanètes.
- *CoRoT* (CONvection ROTation and planetary Transits) : ce télescope spatial a été lancé en 2006. Il a observé pendant de longues durées des étoiles en photométrie visible et dans le proche IR, dans le but de détecter les transits d'exoplanètes avec une grande précision et de faire de la sismologie stellaire. La mission est maintenant terminée, et l'analyse des données est presque achevée. CoRoT aura permis la détection d'environ 40 exoplanètes.
- *CHEOPS* (CHaracterizing ExOPlanet Satellite) : ce télescope spatial est développé par la Suisse dans le cadre d'une mission de classe S de l'ESA, pour un lancement prévu en 2017. La mission est principalement dédiée à l'observation en photométrie, dans l'ensemble du ciel, des transits de planètes détectées depuis le sol (notamment en vitesse radiale) dans la gamme de masses des Neptunes aux super-Terres. L'observation d'étoiles brillantes, dans le visible et le proche IR, permettra de déterminer avec une très haute précision le rayon de ces planètes, et d'identifier la présence d'une atmosphère.
- *GMOS* (Gemini Multi-Object Spectrographs) : ces spectrographes dans le visible et le proche IR sont installés aux télescopes Gemini de 8.1 m de diamètre, situés à Hawaï'i et au Chili, ce qui permet de couvrir l'ensemble du ciel. Ils sont utilisés pour l'imagerie directe et l'observation en transmission des atmosphères d'exoplanètes.
- *HARPS* (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher) : ce spectrographe haute résolution (observations dans le visible) a été mis en service en 2003 au télescope de 3.6 m de La Silla (Chili). Il s'agit de l'instrument de mesures de vitesse radiale avec la précision la plus élevée actuellement (de l'ordre de 1 m/s).
- *HARPS-N* (HARPS-North) : ce spectrographe identique à HARPS a été mis en service en 2012 au télescope de La Palma (Canaries) pour observer les étoiles de l'hémisphère Nord.
- *HST* (Hubble Space Telescope) : ce télescope spatial est un autre des Grands Observatoires de la NASA, en collaboration avec l'ESA. En service depuis 1990, et avec plus d'un million d'observations, HST a grandement contribué à révolutionner

l'astronomie moderne. Parmi ses instruments capables d'analyser dans l'infrarouge, le visible et l'ultraviolet la lumière réfléchiée par son miroir de 2.4 m, citons les suivants qui permettent en particulier d'étudier les atmosphères d'exoplanètes :

ACS (Advanced Camera for Surveys) peut prendre des images dans l'optique et le visible à haute efficacité (Wide Field Channel) ou haute résolution (High Resolution Channel ; ce mode n'est cependant plus opérationnel), et faire de la spectroscopie dans l'ultraviolet (Solar Blind Channel)

COS (Cosmic Origins Spectrograph) est un spectrographe à moyenne et basse résolution dans le proche et le lointain ultraviolet, et le dernier instrument mis en place avec WFC3 en 2009.

NICMOS (Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer) permet de prendre des images et faire de la spectroscopie dans le proche infrarouge. NICMOS n'est plus en service pour le moment.

STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) permet d'observer du lointain ultraviolet au proche infrarouge. Il combine une caméra et un spectrographe, et peut être utilisé dans le mode "longue fente" (les spectres sont résolus spatialement) ou dans le mode "échelle" (haute résolution, dans l'ultraviolet uniquement). STIS a été remis en service en 2009 après être tombé en panne en 2004. C'est l'instrument dont j'ai fait le plus usage pour les travaux de cette thèse.

WFC3 (Wide Field Camera 3) a révolutionné les observations des atmosphères d'exoplanètes dans l'infrarouge, offrant des spectres d'une meilleure qualité et à plus haute résolution que NICMOS. Il permet également de faire de la spectroscopie et de l'imagerie dans le visible et l'ultraviolet, avec un large champ de vue.

- *JWST* (James Webb Space Telescope) : futur télescope spatial de 6.5 m, dont le lancement est prévu en 2018. Sensible principalement aux longueurs d'onde infrarouges, il permettra notamment d'étudier les disques protoplanétaires et les jeunes géantes gazeuses en émission, et d'analyser la composition des atmosphères d'exoplanètes et des disques en transmission.
- *PLATO* (PLANetary Transits and Oscillations of stars) : future mission spatiale de classe moyenne sélectionnée par l'ESA dans le cadre du Programme Cosmic Vision, pour un lancement prévu en 2024. Ce télescope observera dans le visible avec une très haute sensibilité des dizaines de milliers d'étoiles, dans le but de détecter en particulier les transits de Terres et super-Terres dans la zone habitable. L'analyse sismique des étoile-hôtes permettra de contraindre leur âge, masse et rayon, et d'obtenir une grande précision sur le rayon des planètes, tandis que le suivi au sol en vitesse radiale permettra d'obtenir leur masse. En se concentrant sur des étoiles brillantes, PLATO fournira des cibles planétaires de choix pour l'analyse spectroscopique de leurs atmosphères.
- *Swift* (Swift Gamma-Ray Burst Mission) : télescope spatial de la NASA, lancé en 2004. Dédié à l'étude des sursauts gamma avec trois instruments observant aux longueurs d'ondes des rayons X et gamma, et dans l'optique et l'UV, il permet également d'observer l'émission en rayons X des étoiles hôtes d'exoplanètes.
- *SOPHIE* (Spectrographe pour l'Observation des Phénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes) : spectrographe haute résolution installé au télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute Provence (observation dans le visible). Cet

---

instrument permet de réaliser des mesures de vitesse radiale avec une précision de 2 à 3 m/s. Il a remplacé en 2006 le spectrographe Elodie, après 12 ans d'observations et la découverte de la première exoplanète en orbite autour d'une étoile de type solaire.

- *SPIRou* (SpectroPolarimètre InfraRouge) : futur spectropolarimètre dans le proche IR (première lumière prévue pour 2017 au Télescope Canada France Hawai'i). Il aura pour objectifs principaux la recherche et caractérisation des planètes d'une masse proche de celle de la Terre dans la zone habitable d'étoiles de faible masse, et l'étude de l'environnement magnétique des étoiles en formation.
- *SST* (Spitzer Space Telescope) : lancé en 2003, ce télescope spatial est le dernier des Grands Observatoires de la NASA, chargé d'observer dans l'infrarouge. Son liquide de refroidissement s'étant épuisé en 2009, la mission est devenue "Warm Spitzer" avec l'impossibilité d'observer aux plus grandes longueurs d'onde. Dans ce mode le télescope est utilisé en particulier pour observer les disques protoplanétaires et les exoplanètes (notamment leurs atmosphères).
- *VLT* (Very Large Telescope array) : cette installation européenne située au Chili est l'instrument optique le plus avancé au monde. Constitué de quatre télescopes de 1.8 m, et de quatre télescopes de 8.2 m qui peuvent être utilisés séparément ou combinés pour former un interféromètre, il peut être employé avec un grand nombre d'instruments de l'UV lointain au moyen IR.
- *UVMag* : projet de mission spatiale de classe moyenne de l'ESA, équipé d'un télescope de 1.3 m et spectropolarimètre à haute résolution pour observer dans l'UV et l'optique. La mission aura pour objectif principal l'étude de la physique des étoiles, et permettra également d'étudier leurs interactions avec les exoplanètes, ainsi que l'atmosphère et le magnétisme de celles-ci.
- *SuperWASP* (Wide Angle Search for Planets) : principal programme britannique de détection de transits d'exoplanètes depuis le sol, en photométrie. Des millions d'étoiles sont observées en permanence dans l'ensemble du ciel grâce à deux télescopes automatisés installés aux Canaries et en Afrique du Sud.
- *WSO-UV* (World Space Observatory-Ultraviolet) : projet de télescope spatial mené par la Russie. Il sera équipé de spectrographes haute/basse résolution dans l'UV et de caméras pour de l'imagerie dans l'UV et l'optique. L'utilisation de WSO devrait être similaire à celle de HST, avec plus de possibilités pour la spectroscopie, ce qui sera un grand avantage pour l'étude des atmosphères d'exoplanètes en particulier.

# Annexe B : Cartes d'identité des planètes étudiées

La table présentée dans la page suivante donne certaines des caractéristiques des systèmes planétaires que j'ai étudiés durant ma thèse. Il s'agit principalement des propriétés utilisées pour la modélisation de leurs atmosphères. Dans le cas du candidat KOI-12.01 et du système 55 Cnc, j'ai contraint une partie de ces caractéristiques par la méthode de la tomographie et l'analyse de l'anomalie Rossiter-McLaughlin.

Comment se comparent ces systèmes planétaires ? A l'exception de KOI-12, la brillance élevée de ces étoiles (qu'elle soit due à leur proximité à la Terre comme 55 Cnc ou de leur type spectral comme HD 209458) permet d'analyser l'atmosphère de leurs planètes par des observations en transit. HD189733 et 55 Cnc sont également de très bonnes cibles grâce à leur petite taille qui augmente la profondeur du transit. Les planètes qui orbitent autour de ces étoiles ont des masses et des distances orbitales très variées, de la super-Terre chaude 55 Cnc e aux Jupiters chauds HD 209458b et HD 189733b (demi-grand axes  $< 0.05$  ua), en passant par le Jupiter tiède 55 Cnc b et le candidat Jupiter tiède KOI-12.01 (demi-grand axes  $> 0.11$  ua). Les faibles obliquités de HD 209458b et HD 189733b, et la forte obliquité de 55 Cnc e et b, indiquent que ces planètes ont probablement suivi des scénarios de formation et de migration très différents.

---

3. cette archive est entretenue par le *California Institute of Technology*, sous contrat avec la *National Aeronautics and Space Administration* américaine dans le cadre du Programme d'Exploration des Exoplanètes.

	HD 209458 b	HD 189733 b	55 Cnc e	55 Cnc b	KOI-12.01
Masse	$1.15 \pm 0.02$	$0.81 \pm 0.05$	$0.905 \pm 0.015$	$0.905 \pm 0.015$	$1.452 \pm 0.093$
Rayon	$1.15 \pm 0.06$	$0.79 \pm 0.05$	$0.94 \pm 0.01$	$0.94 \pm 0.01$	$1.63 \pm 0.15$
Distance à la Terre	$49.6^{+2.1}_{-1.9}$	$19.5 \pm 0.3$	$12.34^{+0.12}_{-0.11}$	$12.34^{+0.12}_{-0.11}$	$426 \pm 40$
Type spectral	G0 V	K1 - K2 V	G8 V	G8 V	F
Magnitude	7.7	7.7	6.0	6.0	11.4
Masse	$0.690 \pm 0.024$	$1.144 \pm 0.056$	$0.0264 \pm 0.0012$	$0.80 \pm 0.03$	-
Rayon	$1.38 \pm 0.02$	$1.138 \pm 0.077$	$0.186 \pm 0.014$	-	$1.44 \pm 0.13$
Demi-grand-axe	$0.0475 \pm 0.0006$	$0.0314 \pm 0.0005$	$0.0154 \pm 0.0003$	$0.1134 \pm 0.0006$	$0.143 \pm 0.013$
Période	$3.5247486 \pm 4 \times 10^{-7}$	$2.2185731 \pm 8 \times 10^{-7}$	$0.736546 \pm 3 \times 10^{-6}$	$14.6510 \pm 10^{-4}$	$17.8552333 \pm 9 \times 10^{-7}$
Obliquité (projetée)	$-4.4 \pm 1.4$	$-0.85^{+0.28}_{-0.32}$	$72.4^{+12.7}_{-11.5}$	$\sim 72.4$	$13.3 \pm 1.4$

TABLE 2: Liste non-exhaustive des propriétés des planètes et étoile-hôtes étudiées dans les articles de cette thèse. Les valeurs sont extraites de l’Exoplanet Data explorer (Wright et al. 2011), de l’Encyclopédie des Planètes Extrasolaires (Schneider et al. 2011), de la “NASA Exoplanet Archive”<sup>3</sup> et des travaux de cette thèse (Chap. 10 et 11). Pour KOI12.01, les valeurs sont celles obtenues avec la méthode de la tomographie, dans le cas où une partie des paramètres est contrainte à l’aide de la photométrie.

# Annexe C : Pression de radiation

Nous allons nous intéresser ici à la “pression de radiation” exercée par une étoile sur les atomes s’échappant de l’atmosphère de l’une de ses planètes. Les vecteurs de cette force sont les photons émis par l’étoile, et un atome est sensible aux photons dont l’énergie est susceptible de le faire changer d’état d’excitation, c’est à dire ceux qui sont émis dans la raie stellaire associée à cette transition. L’atome subit une première impulsion dans la direction du photon qu’il vient d’absorber, puis une seconde impulsion isotrope lorsqu’il réémet le photon (Hodges 1994). Pour un atome de masse  $m$  et un photon à la longueur  $\lambda$ , la conservation du moment cinétique impose une impulsion élémentaire  $\Delta v(\lambda) = h/m\lambda$ . Par exemple pour un atome d’hydrogène neutre absorbant dans la raie Lyman- $\alpha$ ,  $\Delta v(\lambda_0=1215.6)=3.26 \text{ m s}^{-1}$ . Dans la suite du manuscrit nous assimilerons la pression de radiation à une force radiale, ce qui est justifié lorsque le nombre de photons absorbés est suffisamment grand pour que les impulsions isotropes se compensent en moyenne.

Pour calculer l’accélération donnée à un atome par la pression de radiation, il faut connaître le nombre de photons qu’il absorbe par unité de temps. En négligeant l’élargissement naturel du profil d’absorption de l’atome (Sect. 2.3.3), sa section efficace d’absorption est une fonction delta centrée sur sa longueur d’onde Doppler  $\lambda_v$  dans la raie stellaire (calculée en fonction de sa vitesse radiale relative à l’étoile) :  $\sigma(\lambda) = \lambda_v^2 a f_{\text{osc}} / (c\Delta\lambda\delta(\lambda_v - \lambda))$ , où  $a$  est une constante et la force d’oscillateur  $f_{\text{osc}}$  traduit la probabilité que l’atome effectue la transition considérée. D’autre part la densité de photons de longueur d’onde  $\lambda_v$  est  $F_*(\lambda_v, d) \lambda_v / hc$ , avec  $F_*(\lambda_v, d)$  le flux stellaire à la distance  $d$  entre l’atome et l’étoile (par unité de surface, de temps et de longueur d’onde). L’accélération conférée à l’atome est la somme des impulsions de tous les photons absorbés pendant un intervalle de temps  $dt$ , soit :

$$\frac{dv}{dt} = \Delta v(\lambda_v) \frac{\lambda_v^3 a f_{\text{osc}}}{h c^2} F_*(\lambda_v, d). \quad (1)$$

La pression de radiation peut s’exprimer sous la forme d’une force proportionnelle à la gravité stellaire (Lagrange et al. 1998). Leur combinaison est donc une force radiale  $(1 - \beta(v)) \vec{F}_{st-grav}$  avec

$$\beta(v) \propto F_*(\lambda_v, d) d^2 \frac{\lambda_v^2 f_{\text{osc}}}{m M_*}. \quad (2)$$

Tant que ce coefficient est supérieur à 1, la pression de radiation surpasse la gravité stellaire et l’atome est accéléré loin de l’étoile. Cette accélération diminue avec le carré de la distance à l’étoile et sa vitesse tend donc vers une vitesse radiale limite. On peut remarquer que puisque  $F_* \propto 1/d^2$ , le coefficient  $\beta(v)$  est indépendant de la distance  $d$ . En revanche il dépend de la force de la transition énergétique, de la longueur d’onde de la transition ( $\lambda_v \sim \lambda_0$ ), et de la puissance émise par l’étoile à la longueur d’onde Doppler de l’atome. Si le flux varie fortement avec la longueur d’onde dans la raie stellaire, la

---

pression de radiation dépend donc de la vitesse radiale de l'atome par rapport à l'étoile. Un atome est sensible aux photons de toutes les transitions qui lui sont accessibles, et le coefficient de la pression de radiation globale est la somme des  $\beta$  associés à chacune de ces transitions (Lagrange et al. 1996). En toute rigueur il faudrait considérer les populations des différents niveaux d'excitation des atomes dans un même état ionisé. On se limite cependant à la population du niveau fondamental car la pression de radiation agit surtout dans la haute atmosphère planétaire où le milieu est non-collisionnel et les atomes quittent rapidement leur état excité. Dans cette thèse nous étudions l'effet de la pression de radiation d'étoiles proches du type solaire sur des atomes d'hydrogène, et de magnésium neutre ou ionisé. Pour l'hydrogène, seule la raie Lyman- $\alpha$  (1215.7 Å) exerce une pression significative car les autres raies de la série de Lyman sont associées à des forces d'oscillateur, des longueurs d'ondes et des flux stellaires plus faibles. Pour le magnésium atomique, la transition dominante est celle du second état excité vers le fondamental à 2853 Å. Elle possède en effet une force d'oscillateur élevée, même si le flux dans la raie stellaire correspondante n'est pas le plus élevé des raies du magnésium. Enfin, pour le magnésium ionisé la transition à partir du premier niveau excité à 2800 Å est associée à la force d'oscillateur et au flux stellaire le plus élevé, et il faut prendre en compte les deux raies du doublet.





# Liste de publications

La liste qui suit reprend les articles issus des travaux constituant cette thèse, qui ont été publiés ou soumis dans le journal scientifique *Astronomy & Astrophysics*. Ces articles sont reproduits en intégralité dans les différents chapitres.

## Articles publiés ou soumis en tant que premier auteur

- A.1 **Echappement atmosphérique de HD 189733b observé dans la raie H I Lyman- $\alpha$  : analyse détaillée des observations HST/STIS de septembre 2011**  
V. BOURRIER, A. LECAVELIER DES ETANGS, H. DUPUY, D. EHRENREICH, A. VIDAL-MADJAR, G. HÉBRARD, G. E. BALLESTER, J.-M. DÉSERT, R. FERLET, D. K. SING, & P. J. WHEATLEY  
Article paru dans *Astronomy & Astrophysics* **551**, p. 63 en janvier 2013.  
Détaillé dans le chapitre 4.
- A.2 **Modèle à 3 dimensions de l'échappement atmosphérique d'hydrogène de HD 209458b et HD 189733b : blow-out radiatif et interactions avec le vent stellaire**  
V. BOURRIER & A. LECAVELIER DES ETANGS  
Article paru dans *Astronomy & Astrophysics* **557**, p. 124 en juillet 2013.  
Détaillé dans le chapitre 5.
- A.3 **La raie Mg I : une nouvelle sonde de l'atmosphère des planètes qui s'évaporent**  
V. BOURRIER, A. LECAVELIER DES ETANGS, & A. VIDAL-MADJAR  
Article soumis à *Astronomy & Astrophysics* en décembre 2013.  
Détaillé dans le chapitre 9.
- A.4 **Modélisation de l'échappement de magnésium de l'atmosphère de HD 209458b**  
V. BOURRIER, A. LECAVELIER DES ETANGS, & A. VIDAL-MADJAR  
Article paru dans *Astronomy & Astrophysics* **565**, p. 105 en mars 2014.  
Détaillé dans le chapitre 8.
- A.5 **Détection du non-alignement de la super Terre 55 Cnc e**  
V. BOURRIER & G. HÉBRARD  
Article accepté pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* en juin 2014.  
Détaillé dans le chapitre 10.
- A.6 **Caractérisation du candidat Kepler KOI-12.01**  
V. BOURRIER ET AL.  
Article en préparation pour une soumission à *Astronomy & Astrophysics*.  
Fondé sur les travaux présentés dans le chapitre 11.

## Articles publiés ou soumis en tant que co-auteur

- B.1 **Variations temporelles dans l'atmosphère en évaporation de l'exoplanète HD 189733b**  
A. LECAVELIER DES ETANGS, V. BOURRIER, P. J. WHEATLEY, H. DUPUY, D. EHRENREICH, A. VIDAL-MADJAR, G. HÉBRARD, G. E. BALLESTER, J.-M. DÉSERT, R. FERLET, & D. K. SING  
Lettre parue dans *Astronomy & Astrophysics* **543**, p. 4 en avril 2012.  
Détaillée dans le chapitre 4.

**B.2 Indice du transit d'une atmosphère étendue autour de 55 Cancri b**

D. EHRENREICH, V. BOURRIER, X. BONFILS, A. LECAVELIER DES ETANGS, G. HÉBRARD, D. K. SING, P. J. WHEATLEY, A. VIDAL-MADJAR, X. DELFOSSE, S. UDRY, T. FORVEILLE, & C. MOUTOU

Article paru dans *Astronomy & Astrophysics* **547**, p. 18 en septembre 2012.

Détaillé dans le chapitre [6](#).

**B.3 Magnésium dans l'atmosphère de la planète HD 209458b : observations de la région de transition entre la thermosphère et l'exosphère**

A. VIDAL-MADJAR, C. M. HUITSON, V. BOURRIER, J.-M. DÉSERT, G. BALLESTER, A. LECAVELIER DES ETANGS, D. K. SING, D. EHRENREICH, R. FERLET, G. HÉBRARD, & J. C. MCCONNELL

Article paru dans *Astronomy & Astrophysics* **560**, p. 54 en septembre 2013.

Détaillé dans le chapitre [7](#).

# Bibliographie

- Adams, F. C. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 27
- Adams, W. S. & Dunham, Jr., T. 1932, *PASP*, 44, 243
- Agol, E., Steffen, J., Sari, R., & Clarkson, W. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 359, 567
- Almenara, J. M., Deeg, H. J., Aigrain, S., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 337
- Bakos, G. Á., Torres, G., Pál, A., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 710, 1724
- Ballester, G. E., Sing, D. K., & Herbert, F. 2007, *Nature*, 445, 511
- Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. 2010, *Reports on Progress in Physics*, 73, 016901
- Baraffe, I., Selsis, F., Chabrier, G., et al. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 419, L13
- Barnes, J. W. 2009, *The Astrophysical Journal*, 705, 683
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 27
- Batalha, N. M., Rowe, J. F., Bryson, S. T., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Supplement*, 204, 24
- Beaugé, C. & Nesvorný, D. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, 12
- Beaulieu, J.-P., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437
- Ben-Jaffel, L. 2007, *The Astrophysical Journal Letters*, 671, L61
- Ben-Jaffel, L. 2008, *The Astrophysical Journal*, 688, 1352
- Ben-Jaffel, L. & Ballester, G. E. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 553, A52
- Ben-Jaffel, L. & Sona Hosseini, S. 2010, *The Astrophysical Journal*, 709, 1284
- Berdyugina, S. V., Berdyugin, A. V., Fluri, D. M., & Piirola, V. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 728, L6
- Bisikalo, D. V., Kaigorodov, P. V., Ionov, D. E., & Shematovich, V. I. 2013, *Astronomy Reports*, 57, 715
- Boisse, I., Eggenberger, A., Santos, N. C., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 523, A88
- Bonnefoy, M., Boccaletti, A., Lagrange, A.-M., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 555, A107
- Bonsor, A. & Wyatt, M. C. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 2990
- Borucki, W. J. & Summers, A. L. 1984, *Icarus*, 58, 121

- Bouchy, F., Hébrard, G., Udry, S., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 505, 853
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 444, L15
- Boué, G., Montalto, M., Boisse, I., Oshagh, M., & Santos, N. C. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 550, A53
- Bourrier, V. & Lecavelier des Etangs, A. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 557, A124
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., Dupuy, H., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 551, A63
- Bourrier, V., Lecavelier des Etangs, A., & Vidal-Madjar, A. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 565, A105
- Brogi, M., de Kok, R. J., Birkby, J. L., Schwarz, H., & Snellen, I. A. G. 2014, ArXiv e-prints
- Burrows, A. & Lumine, J. 1995, *Nature*, 378, 333
- Butler, R. P., Vogt, S. S., Marcy, G. W., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 580
- Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J.-P., et al. 2012, *Nature*, 481, 167
- Chamberlain, J. W. & Hunten, D. M. 1987, Orlando FL Academic Press Inc International Geophysics Series, 36
- Chaplin, W. J., Sanchis-Ojeda, R., Campante, T. L., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 766, 101
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 626, 523
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., & Gilliland, R. L. 2002, *The Astrophysical Journal*, 568, 377
- Charbonneau, D., Knutson, H. A., Barman, T., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 686, 1341
- Charbonneau, D., Noyes, R. W., Korzennik, S. G., et al. 1999, *The Astrophysical Journal Letters*, 522, L145
- Charpinet, S., Fontaine, G., Brassard, P., et al. 2011, *Nature*, 480, 496
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Beust, H., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A41
- Chyba, C. F. & Hand, K. P. 2005, *ARA&A*, 43, 31
- Collier Cameron, A., Bruce, V. A., Miller, G. R. M., Triaud, A. H. M. J., & Queloz, D. 2010a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403, 151
- Collier Cameron, A., Guenther, E., Smalley, B., et al. 2010b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407, 507
- Crida, A. & Batygin, K. 2014, ArXiv e-prints
- de Wit, J., Gillon, M., Demory, B.-O., & Seager, S. 2012, ArXiv e-prints
- de Wit, J. & Seager, S. 2013, *Science*, 342, 1473
- Deming, D., Seager, S., Richardson, L. J., & Harrington, J. 2005, *Nature*, 434, 740
- Deming, D., Wilkins, A., McCullough, P., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 774, 95

- Demory, B.-O., de Wit, J., Lewis, N., et al. 2013a, *The Astrophysical Journal Letters*, 776, L25
- Demory, B.-O. & Seager, S. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement*, 197, 12
- Demory, B.-O., Seager, S., Lissauer, J., et al. 2013b, ArXiv e-prints
- Désert, J.-M., Vidal-Madjar, A., Lecavelier Des Etangs, A., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 492, 585
- Díaz, R. F., Almenara, J. M., Santerne, A., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Dragomir, D., Matthews, J. M., Winn, J. N., & Rowe, J. F. 2014, in IAU Symposium, Vol. 293, IAU Symposium, ed. N. Haghighipour, 52–57
- Ehrenreich, D., Bonfils, X., Lovis, C., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Ehrenreich, D., Bourrier, V., Bonfils, X., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 547, A18
- Ehrenreich, D. & Désert, J.-M. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, A136
- Ehrenreich, D., Lecavelier des Etangs, A., Hébrard, G., et al. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 483, 933
- Ekenbäck, A., Holmström, M., Wurz, P., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 709, 670
- Endl, M., Robertson, P., Cochran, W. D., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 759, 19
- Erkaev, N. V., Kulikov, Y. N., Lammer, H., et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 472, 329
- Evans, T. M., Pont, F., Sing, D. K., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 772, L16
- Fabrycky, D. C. & Winn, J. N. 2009, *The Astrophysical Journal*, 696, 1230
- Fischer, D. A., Marcy, G. W., Butler, R. P., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 675, 790
- Fortney, J. J. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364, 649
- Fortney, J. J. & Nettelmann, N. 2010, *Space Sci. Rev.*, 152, 423
- Fossati, L., Haswell, C. A., Froning, C. S., et al. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 714, L222
- Fressin, F., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 766, 81
- García Muñoz, A. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1426
- Genda, H. & Ikoma, M. 2008, *Icarus*, 194, 42
- Gibson, N. P., Pont, F., & Aigrain, S. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411, 2199
- Gillon, M., Demory, B.-O., Benneke, B., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A28
- Giménez, A. 2006, *The Astrophysical Journal*, 650, 408
- Guillot, T., Burrows, A., Hubbard, W. B., Lunine, J. I., & Saumon, D. 1996, *The Astrophysical Journal Letters*, 459, L35
- Han, C., Chung, S.-J., Kim, D., et al. 2004, *The Astrophysical Journal*, 604, 372
- Haswell, C. A., Fossati, L., Ayres, T., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 760, 79

- Hebb, L., Collier-Cameron, A., Loeillet, B., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 693, 1920
- Hébrard, G., Désert, J.-M., Díaz, R. F., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 516, A95
- Hébrard, G., Ehrenreich, D., Bouchy, F., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, L11
- Hébrard, G., Lecavelier Des Étangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., & Ferlet, R. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 321, *Extrasolar Planets : Today and Tomorrow*, ed. J. Beaulieu, A. Lecavelier Des Etangs, & C. Terquem, 203
- Hébrard, G. & Moos, H. W. 2003, *The Astrophysical Journal*, 599, 297
- Hirano, T., Suto, Y., Taruya, A., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 709, 458
- Hodges, Jr., R. R. 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 23229
- Holmström, M., Ekenbäck, A., Selsis, F., et al. 2008, *Nature*, 451, 970
- Holt, J. R. 1893, *Astronomy and Astro-Physics*, 12, 646
- Howard, A. W., Johnson, J. A., Marcy, G. W., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 730, 10
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *The Astrophysical Journal Supplement*, 201, 15
- Howard, A. W., Marcy, G. W., Johnson, J. A., et al. 2010, *Science*, 330, 653
- Howard, A. W., Sanchis-Ojeda, R., Marcy, G. W., et al. 2013, *Nature*, 503, 381
- Huber, D., Ireland, M. J., Bedding, T. R., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 760, 32
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Pont, F., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434, 3252
- Huitson, C. M., Sing, D. K., Vidal-Madjar, A., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 2477
- Jackson, A. P., Davis, T. A., & Wheatley, P. J. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 2024
- Jensen, A. G., Redfield, S., Endl, M., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 751, 86
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Jura, M. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 605, L65
- Kaib, N. A., Raymond, S. N., & Duncan, M. J. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 742, L24
- Kasting, J. F. & Pollack, J. B. 1983, *Icarus*, 53, 479
- Kipping, D. M. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, 181
- Kislyakova, K. G., Johnstone, C. P., Odert, P., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A116
- Kley, W. & Dirksen, G. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 447, 369
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., Burrows, A., & Megeath, S. T. 2008, *The Astrophysical Journal*, 673, 526
- Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E., et al. 2007, *Nature*, 447, 183

- Knutson, H. A., Lewis, N., Fortney, J. J., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 754, 22
- Koskinen, T. T., Aylward, A. D., & Miller, S. 2007, *Nature*, 450, 845
- Koskinen, T. T., Harris, M. J., Yelle, R. V., & Lavvas, P. 2013a, *Icarus*, 226, 1678
- Koskinen, T. T., Yelle, R. V., Harris, M. J., & Lavvas, P. 2013b, *Icarus*, 226, 1695
- Kreidberg, L., Bean, J. L., Désert, J.-M., et al. 2014, *Nature*, 505, 69
- Kuchner, M. J. 2003, *The Astrophysical Journal Letters*, 596, L105
- Kuchner, M. J. & Seager, S. 2005, ArXiv Astrophysics e-prints
- Kulow, J. R., France, K., Linsky, J., & Loyd, R. O. P. 2014, *The Astrophysical Journal*, 786, 132
- Kurokawa, H. & Kaltenegger, L. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433, 3239
- Kurokawa, H. & Nakamoto, T. 2014, *The Astrophysical Journal*, 783, 54
- Lagrange, A.-M., Beust, H., Mouillet, D., et al. 1998, *Astronomy & Astrophysics*, 330, 1091
- Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, *Science*, 329, 57
- Lagrange, A.-M., Gratadour, D., Chauvin, G., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 493, L21
- Lagrange, A.-M., Plazy, F., Beust, H., et al. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 310, 547
- Lai, D., Helling, C., & van den Heuvel, E. P. J. 2010, *The Astrophysical Journal*, 721, 923
- Lammer, H., Erkaev, N. V., Odert, P., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 1247
- Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kolb, C., et al. 2003a, *Icarus*, 165, 9
- Lammer, H., Odert, P., Leitzinger, M., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 399
- Lammer, H., Selsis, F., Ribas, I., et al. 2003b, *The Astrophysical Journal Letters*, 598, L121
- Laughlin, G., Crismani, M., & Adams, F. C. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 729, L7
- Le Bouquin, J.-B., Absil, O., Benisty, M., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 498, L41
- Lecavelier des Etangs, A. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 461, 1185
- Lecavelier des Etangs, A. 2010, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 38, 137
- Lecavelier des Etangs, A., Bourrier, V., Wheatley, P. J., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 543, L4
- Lecavelier Des Etangs, A., Deleuil, M., Vidal-Madjar, A., et al. 1994, in *Circumstellar Dust Disks and Planet Formation*, ed. R. Ferlet & A. Vidal-Madjar, 93
- Lecavelier des Etangs, A., Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 514, A72
- Lecavelier des Etangs, A., Pont, F., Vidal-Madjar, A., & Sing, D. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 481, L83
- Lecavelier des Etangs, A., Sirothia, S. K., Gopal-Krishna, & Zarka, P. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 552, A65



- Lecavelier Des Etangs, A. & Vidal-Madjar, A. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 497, 557
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Burki, G., et al. 1997, *Astronomy & Astrophysics*, 328, 311
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., & Desert, J.-M. 2008a, *Nature*, 456
- Lecavelier Des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., & Sing, D. 2008b, *Astronomy & Astrophysics*, 485, 865
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., McConnell, J. C., & Hébrard, G. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 418, L1
- Léger, A., Grasset, O., Fegley, B., et al. 2011, *Icarus*, 213, 1
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 287
- Léger, A., Selsis, F., Sotin, C., et al. 2004, *Icarus*, 169, 499
- Linsky, J. L., Fontenla, J., & France, K. 2014, *The Astrophysical Journal*, 780, 61
- Linsky, J. L., Yang, H., France, K., et al. 2010, *The Astrophysical Journal*, 717, 1291
- Llama, J., Vidotto, A. A., Jardine, M., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436, 2179
- Llama, J., Wood, K., Jardine, M., et al. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, L41
- Lundin, R. 2011, *Space Sci. Rev.*, 162, 309
- Mandel, K. & Agol, E. 2002, *The Astrophysical Journal Letters*, 580, L171
- Mayor, M., Marmier, M., Lovis, C., et al. 2011, ArXiv e-prints
- Mayor, M., Pepe, F., Queloz, D., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 20
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Mazeh, T., Naef, D., Torres, G., et al. 2000, *The Astrophysical Journal Letters*, 532, L55
- McLaughlin, D. B. 1924, *The Astrophysical Journal*, 60, 22
- Miller, N., Fortney, J. J., & Jackson, B. 2009, *The Astrophysical Journal*, 702, 1413
- Moebius, E., Hovestadt, D., Klecker, B., Scholer, M., & Gloeckler, G. 1985, *Nature*, 318, 426
- Mollière, P. & Mordasini, C. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 547, A105
- Murray-Clay, R. A., Chiang, E. I., & Murray, N. 2009, *The Astrophysical Journal*, 693, 23
- Nelson, B. E., Ford, E. B., Wright, J. T., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Nichols, J. D. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, L75
- Ohta, Y., Taruya, A., & Suto, Y. 2005, *The Astrophysical Journal*, 622, 1118
- Owen, J. E. & Jackson, A. P. 2012, ArXiv e-prints
- Owen, J. E. & Wu, Y. 2013, *The Astrophysical Journal*, 775, 105

- Pepe, F., Cameron, A. C., Latham, D. W., et al. 2013, *Nature*, 503, 377
- Perez-Becker, D. & Chiang, E. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433, 2294
- Perryman, M. 2013, ArXiv e-prints
- Petigura, E. A., Marcy, G. W., & Howard, A. W. 2013, *The Astrophysical Journal*, 770, 69
- Pillitteri, I., Wolk, S. J., Lopez-Santiago, J., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 785, 145
- Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. L., Moutou, C., & Charbonneau, D. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 385, 109
- Pont, F., Sing, D. K., Gibson, N. P., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 2917
- Poppenhaeger, K., Schmitt, J. H. M. M., & Wolk, S. J. 2013, *The Astrophysical Journal*, 773, 62
- Quanz, S. P., Amara, A., Meyer, M. R., et al. 2013, *The Astrophysical Journal Letters*, 766, L1
- Quémerais, E., Lallement, R., Koutroumpa, D., & Lamy, P. 2007, *The Astrophysical Journal*, 667, 1229
- Rappaport, S., Levine, A., Chiang, E., et al. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, 1
- Redfield, S., Endl, M., Cochran, W. D., & Koesterke, L. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 673, L87
- Rossiter, R. A. 1924, *The Astrophysical Journal*, 60, 15
- Rouan, D., Deeg, H. J., Demangeon, O., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 741, L30
- Sanchis-Ojeda, R., Fabrycky, D. C., Winn, J. N., et al. 2012, *Nature*, 487, 449
- Sanchis-Ojeda, R., Rappaport, S., Winn, J. N., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 774, 54
- Santerne, A., Díaz, R. F., Moutou, C., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 545, A76
- Sanz-Forcada, J., Micela, G., Ribas, I., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 532, A6
- Schlaufman, K. C. & Winn, J. N. 2013, *The Astrophysical Journal*, 772, 143
- Schlawin, E., Agol, E., Walkowicz, L. M., Covey, K., & Lloyd, J. P. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 722, L75
- Schneider, J., Dedieu, C., Le Sidaner, P., Savalle, R., & Zolotukhin, I. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 532, A79
- Schneider, E. M., Velázquez, P. F., Esquivel, A., Raga, A. C., & Blanco-Cano, X. 2007, *The Astrophysical Journal Letters*, 671, L57
- Shiltsev, V. 2012, ArXiv e-prints
- Sing, D. K., Désert, J.-M., Fortney, J. J., et al. 2011a, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A73
- Sing, D. K., Huitson, C. M., Lopez-Morales, M., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426, 1663
- Sing, D. K., Lecavelier des Etangs, A., Fortney, J. J., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436, 2956

- Sing, D. K., Pont, F., Aigrain, S., et al. 2011b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416, 1443
- Sirothia, S. K., Lecavelier des Etangs, A., Gopal-Krishna, Kantharia, N. G., & Ishwar-Chandra, C. H. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A108
- Skemer, A. J., Marley, M. S., Hinz, P. M., et al. 2013, ArXiv e-prints
- Snellen, I., Brandl, B., de Kok, R., et al. 2014, ArXiv e-prints
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, *Nature*, 465, 1049
- Snellen, I. A. G., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2009, *Nature*, 459, 543
- Sozzetti, A., Giacobbe, P., Lattanzi, M. G., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437, 497
- St. John, C. E. & Nicholson, S. B. 1922, *The Astrophysical Journal*, 56, 380
- Steffen, J. H., Fabrycky, D. C., Agol, E., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428, 1077
- Sumi, T., Kamiya, K., Bennett, D. P., et al. 2011, *Nature*, 473, 349
- Szabó, G. M., Szabó, R., Benkő, J. M., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 736, L4
- Tian, F. 2009, *The Astrophysical Journal*, 703, 905
- Tian, F., Kasting, J. F., Liu, H.-L., & Roble, R. G. 2008a, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, 5008
- Tian, F., Solomon, S. C., Qian, L., Lei, J., & Roble, R. G. 2008b, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, 7005
- Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A., & De Sterck, H. 2005, *The Astrophysical Journal*, 621, 1049
- Tremblin, P. & Chiang, E. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 428, 2565
- Tusnski, L. R. M. & Valio, A. 2011, *The Astrophysical Journal*, 743, 97
- Valenti, J. A. & Fischer, D. A. 2005, *The Astrophysical Journal Supplement*, 159, 141
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 604, L69
- Vidal-Madjar, A., Huitson, C. M., Bourrier, V., et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 560, A54
- Vidal-Madjar, A. & Lecavelier des Etangs, A. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 321, *Extrasolar Planets : Today and Tomorrow*, ed. J. Beaulieu, A. Lecavelier des Etangs, & C. Terquem, 152
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2003, *Nature*, 422, 143
- Vidal-Madjar, A., Lecavelier des Etangs, A., Désert, J.-M., et al. 2008, *The Astrophysical Journal Letters*, 676, L57
- Vidal-Madjar, A., Sing, D. K., Lecavelier Des Etangs, A., et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A110
- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 722, L168

- Vidotto, A. A., Jardine, M., & Helling, C. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 411, L46
- Volkov, A. N., Johnson, R. E., Tucker, O. J., & Erwin, J. T. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 729, L24
- Voronov, G. S. 1997, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 65, 1
- Weiss, L. M. & Marcy, G. W. 2014, *The Astrophysical Journal Letters*, 783, L6
- Winn, J. N. 2010, ArXiv e-prints
- Winn, J. N., Fabrycky, D., Albrecht, S., & Johnson, J. A. 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 718, L145
- Winn, J. N., Matthews, J. M., Dawson, R. I., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 737, L18
- Winn, J. N., Noyes, R. W., Holman, M. J., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 631, 1215
- Wolszczan, A. & Frail, D. A. 1992, *Nature*, 355, 145
- Wood, B. E., Redfield, S., Linsky, J. L., Müller, H.-R., & Zank, G. P. 2005, *The Astrophysical Journal Supplement*, 159, 118
- Wright, J. T., Fakhouri, O., Marcy, G. W., et al. 2011, *PASP*, 123, 412
- Yelle, R. V. 2004, *Icarus*, 170, 167
- Zarka, P. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 598