



HAL
open science

**Modélisation du transfert radiatif dans les atmosphères
de Jupiter et Saturne : application à l'étude des
chevauchements des raies Lyman alpha, beta et gamma
de l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de
Lyman et Werner de l'hydrogène moléculaire**

Mathieu Barthelemy

► **To cite this version:**

Mathieu Barthelemy. Modélisation du transfert radiatif dans les atmosphères de Jupiter et Saturne : application à l'étude des chevauchements des raies Lyman alpha, beta et gamma de l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de Lyman et Werner de l'hydrogène moléculaire. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT: . tel-00724434

HAL Id: tel-00724434

<https://theses.hal.science/tel-00724434v1>

Submitted on 21 Aug 2012

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

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

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité

PHYSIQUE DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

par

Mathieu BARTHELEMY

**Modélisation du transfert radiatif
dans les atmosphères de Jupiter et Saturne.**

**Application à l'étude des chevauchements des raies Lyman α , β et γ de
l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de Lyman et Werner de
l'hydrogène moléculaire.**

Soutenue publiquement le 17 décembre 2003 devant un jury composé de :

Président

Prof. Gilles HENRI

Rapporteurs :

Dr Michel BLANC

Prof Jean Paul PARISOT

Examineurs :

Dr Eric CHASSEFIERE

Dr Wlodek KOFMAN

Dr Chris PARKINSON

Directeur de recherche : Dr Jean LILENSTEN

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité

PHYSIQUE DE LA MATIERE ET DU RAYONNEMENT

par

Mathieu BARTHELEMY

**Modélisation du transfert radiatif
dans les atmosphères de Jupiter et Saturne.
Application à l'étude des chevauchements des raies Lyman α , β et γ de
l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de Lyman et Werner de
l'hydrogène moléculaire.**

Soutenue publiquement le 17 décembre 2003 devant un jury composé de :

Président	Prof. Gilles HENRI
Rapporteurs :	Dr Michel BLANC Prof Jean Paul PARISOT
Examineurs :	Dr Eric CHASSEFIERE Dr Wlodek KOFMAN Dr Chris PARKINSON
Directeur de recherche :	Dr Jean LILENSTEN

<i>Introduction</i>	6
<i>Chapitre 1 : Le contexte de l'étude</i>	8
<i>1. L'environnement planétaire de Jupiter et Saturne</i>	8
1.1. Les planètes géantes : historique.....	8
1.2. Les caractéristiques générales des planètes géantes.....	9
1.3. Les atmosphères.....	11
1.3.1. Structure thermique de l'atmosphère.....	12
1.3.2. Nuages.....	14
1.3.3. Chimie.....	15
1.3.4. Les phénomènes dynamiques dans l'atmosphère.....	17
1.4. Structure interne.....	19
1.5. Champ magnétique et magnétosphère.....	19
<i>2. Les observations et mesures des atmosphères des planètes géantes</i>	24
2.1. Les observations depuis la Terre.....	24
2.2. Les missions planétaires.....	26
<i>3. L'étude du rayonnement Lyman</i>	28
3.1. La série de Lyman.....	28
3.2. Le rôle de ces études dans le cas des planètes géantes.....	29
3.3. Le rayonnement Lyman du Soleil.....	30
3.4. Les études récentes.....	31
3.4.1. Lyman α	31
3.4.2. Lyman β	35
3.4.3. Lyman γ	35
3.4.4. Les systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire.....	36
<i>4. La spécificité des atmosphères des planètes géantes pour le rayonnement Lyman</i>	38
<i>Chapitre 2 : Théorie, modélisation, résolution</i>	40
<i>1. L'équation de transfert radiatif</i>	40
<i>2. La méthode adding-doubling</i>	44
2.1. La méthode de résolution.....	44
2.2. Les conditions aux limites.....	46
<i>3. La méthode Feautrier (Feautrier, 1967)</i>	47
<i>4. Le code couplé</i>	49
<i>5. Les entrées du code</i>	51
5.1. Le cas de Lyman beta.....	51
5.1.1. L'atmosphère neutre.....	52
5.1.2. Le flux solaire.....	53
5.1.3. Les paramètres spectroscopiques.....	54
5.1.4. La géométrie du problème.....	60
5.2. Extension vers Lyman gamma.....	61
<i>Chapitre 3 : Les résultats sur Jupiter</i>	63

1.1. Validation du code : La raie Lyman alpha.....	63
2. Lyman beta.	70
2.1. Hors du bulge.	70
2.2. Bulge.....	80
3. Lyman gamma.	84
3.1. Hors du bulge.	84
3.2. Bulge.....	88
Conclusions.	90
Chapitre 4 : Le cas de Saturne.....	92
1. Les précédents travaux.	92
1.1. Zones non aurorales.....	92
1.2. Les zones aurorales.	93
2. Les entrées dans le cas Saturne.	93
2.1. Le modèle d'atmosphère.	93
2.2. Les autres entrées.....	97
3. Les résultats sur Saturne.....	98
3.1. Lyman alpha.....	98
3.1.1. Modèle d'atmosphère standard.	98
3.1.2. Modèle avec $T_{\text{exo}} = 800$ K.	100
3.1.3. Modèle issu de BenJaffel et al. (1995).	100
3.2. Lyman beta.	101
3.2.1. Modèle standard.	101
3.2.2. Modèle avec $T_{\text{exo}} = 800$ K.	105
3.2.1. Modèle issu de Ben Jaffel et al. (1995).	105
3.3. Lyman gamma.....	105
3.3.1. Modèle standard.	105
3.4. Conclusions des résultats sur Saturne.....	107
Chapitre 5 : Les effets des coïncidences avec les bandes chaudes ; détermination des températures vibrationnelles pour H_2	109
1. Le problème.	109
2. Les résultats.	112
2.1. Lyman alpha.....	112
2.2. Lyman alpha dans le bulge.....	118
2.3. Lyman beta.	119
2.4. Lyman beta dans le bulge.....	123
2.5. Lyman gamma.....	123
3. Conclusions.	127
Chapitre 6 : Perspectives.....	131
1. Calcul des sources internes en zones équatoriales : Prise en compte de l'electroglow. .	131

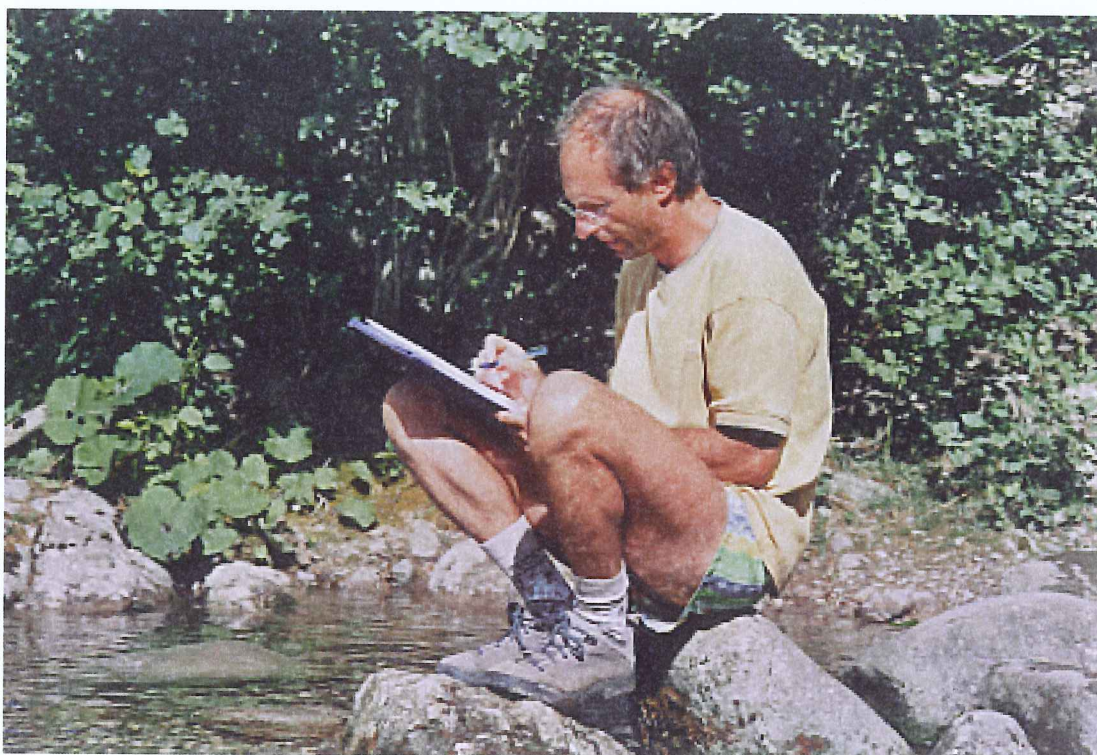
2. Les zones aurorales.	131
3. Couplage avec TRANSCAR adapté aux planètes géantes.	132
Conclusions.	133
<i>Annexe 1 : Rappel des notations en spectroscopie.</i>	135
1. Pour l'atome d'hydrogène.	135
2. La molécule d'hydrogène.	136
2.1. Les états électroniques.	136
2.2. Les états rotationnels et vibrationnels.	137
<i>Annexe 2 : Photochimie et transport dans les atmosphères de Jupiter et Saturne.</i>	139
1. L'équation de continuité.	139
2. Création de l'hydrogène atomique : La photochimie.	140
<i>Annexe 3 : Notion d'équilibre thermodynamique local.</i>	142
1. Equilibre thermodynamique local complet et partiel.	142
<i>Annexe 4 : Le problème des redistributions en fréquence. *</i>	144
1. La fonction de redistribution.	144
2. La redistribution cohérente.	146
3. La redistribution complète.	146
4. La redistribution partielle.	147
4.1. Le cas I.	148
4.2. Le cas II.	148
4.3. Le cas III.	148
4.4. Le cas IV.	149
4.5. La redistribution dans le référentiel de l'observateur.	149
4.5.1. Formulation générale.	149
4.5.2. Fonction de redistribution moyennée en angle.	151
4.6. Interprétations.	152
<i>Bibliographie.</i>	153

A tous ceux qui m'ont aidé pendant cette thèse, qui ont permis la réalisation de ce travail.

MERCI.

Je pense qu'ils se reconnaîtront.

Merci en particulier à Jean,



et à Judith bien sûr.

Il ya 3 ans
y'ai faussé la porte de ton Bureau...
et voilà où ça mène
A suivre....

Merci
Mathieu

Introduction.

Le dimanche 21 septembre 2003, la mission Galileo s'est achevée par la destruction spectaculaire et médiatisée de la sonde. En juin 2004, la mission Cassini-Huygens arrive dans la région de Saturne. L'étude des planètes géantes est donc et restera d'actualité pendant un certain temps encore. Dans ce cadre, l'étude des raies de la série de Lyman pour l'hydrogène atomique est une évidence. L'hydrogène est l'élément le plus répandu sur ces planètes et le soleil émet des raies de Lyman particulièrement intenses. La série de Lyman est un ensemble de raies dans l'ultraviolet dit « lointain » (FUV en anglais) dont les longueurs d'onde sont comprises entre 911 Å et 1216 Å. Les informations obtenues grâce à l'étude du rayonnement Lyman, surtout Lyman alpha (1215,67 Å), ont toujours été particulièrement riches. Les deux principaux paramètres atmosphériques que l'on peut obtenir ainsi sont les abondances d'hydrogène atomique et les coefficients de diffusion turbulente. On peut également obtenir des profils de température.

Malgré les nombreux travaux déjà effectués sur la raie Lyman alpha, il semble primordial de compléter les informations disponibles puisque de nombreux problèmes non résolus subsistent. Sur Jupiter, les modèles ne donnent des paramètres que pour de très grandes régions de l'atmosphère et l'état de l'atmosphère dans certaines zones est encore assez mal connu. Sur Saturne, les abondances d'hydrogène atomique, les températures ainsi que les coefficients de diffusion turbulente suscitent encore de fortes polémiques. Les mesures effectuées par Voyager en 1981 sur cette dernière planète n'ont pas encore été expliquées de façon certaine.

L'étude des autres raies de la série de Lyman notamment Lyman beta et gamma, va permettre de recouper les paramètres obtenus à l'aide de la raie Lyman alpha. Ces raies n'ayant quasiment pas été étudiées à l'aide de codes de transfert radiatif, il paraît indispensable, pour progresser, de calculer grâce à ces méthodes le rayonnement Lyman beta et gamma émis par ces planètes.

De plus, l'hydrogène ne se trouve pas uniquement sous forme atomique dans les atmosphères des planètes géantes puisque la molécule de dihydrogène H_2 y est particulièrement abondante. Par chance, les systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire sont dans les mêmes gammes de longueur d'onde que la série de Lyman, et si l'on veut être plus précis, on remarque qu'il existe des coïncidences très proches par exemple entre la raie Lyman beta (1025,72 Å) et la raie 6-0 P(1) du système de Lyman (1025,93 Å). Ces coïncidences nous

permettent d'espérer obtenir des informations simultanées sur l'hydrogène atomique et sur l'hydrogène moléculaire.

Le but de ce travail est donc double. Il s'agit d'une part d'étudier assez précisément les émissions Lyman beta et gamma de Jupiter et Saturne de manière à pouvoir recouper les données avec ce qu'on peut obtenir à partir de Lyman alpha seule. D'autre part, nous tenterons de comprendre les couplages provoqués par ces chevauchements entre les raies dues à H et celle dues à H₂.

Nous disposons pour cela d'un code permettant de simuler le transfert radiatif dans une atmosphère avec la prise en compte de chevauchements de raies non couplées.

Nous allons dans un premier temps décrire le contexte général des études sur les planètes géantes notamment sur Jupiter et Saturne en insistant sur ce qui a été fait sur les raies de la série de Lyman (Chapitre 1). Par la suite, nous poserons les bases théoriques de notre problème et les méthodes de résolution mises en œuvre. Nous verrons de quelle manière, nous avons modifié les codes préexistants pour qu'ils puissent s'adapter à notre problème (Chapitre 2). Nous détaillerons ensuite les premiers résultats obtenus sur Lyman beta et gamma dans le cas de Jupiter (Chapitre 3). De manière à être prêts pour l'arrivée de Cassini dans quelques mois, nous transposerons ensuite notre problème sur Saturne (Chapitre 4). Enfin, nous utiliserons ces prévisions pour obtenir des informations sur l'état de H₂ dans l'atmosphère de Jupiter, ce qui constituera la première application de notre méthode (Chapitre 5). Cela nous permettra de déterminer les températures vibrationnelles dans l'atmosphère de Jupiter. Les perspectives ouvertes par ce travail sont particulièrement nombreuses. Nous étudierons au chapitre 6 comment il sera possible, dans un proche avenir, de développer cet outil de manière à élargir son champ d'application. Nous verrons notamment qu'il sera particulièrement intéressant d'appliquer notre méthode à l'étude des zones aurorales des planètes géantes.

Chapitre 1 : Le contexte de l'étude.

1. L'environnement planétaire de Jupiter et Saturne.

1.1. Les planètes géantes : historique.

Le terme « planètes géantes » regroupe l'ensemble des quatre grosses planètes placées après la ceinture d'astéroïdes. Il s'agit de Jupiter, Saturne, Neptune et Uranus.

Les premières observations avec un instrument de Jupiter et Saturne datent du début du XVII^{ème} siècle. Elles ont été effectuées par Galilée grâce à sa fameuse lunette. Galilée mit en évidence l'existence des quatre satellites de Jupiter dits « galiléens ». Il constata par ailleurs l'aspect variable de Saturne sans toutefois donner d'explication à ce phénomène.

On peut remarquer que la découverte des satellites de Jupiter constitue le premier système en orbite observé, dont le centre n'est pas la Terre. Cela a été un des premiers points validant les théories héliocentriques de Copernic (Galileo Galilei, 1632). Des moines jésuites italiens ont, au cours du XVII^{ème}, observé les structures en bandes de Jupiter (Père Riccioli, 1651). En 1655 Huygens (Huygens, 1665) découvrit Titan, le plus gros satellite de Saturne. Il constata par ailleurs que les changements d'aspects de Saturne étaient dus à un système d'anneaux.

En 1665, G. Cassini calcula la vitesse de rotation de Jupiter ainsi que celle de Mars et Vénus. Il étudia en détail la grande tache rouge, découverte un an plus tôt par Robert Hooke. Par la suite Herschel, grâce à ses télescopes développa l'observation des planètes géantes et découvrit Uranus le 13 mars 1781.

La découverte de Neptune présente un intérêt épistémologique important puisqu'elle fut prédite par les calculs de Le Verrier (1845) sur les perturbations de l'orbite d'Uranus, puis observée par J. Galle l'année suivante à l'observatoire de Berlin (Le Verrier, 1850). Des calculs théoriques issus de la mécanique Newtonienne ont donc permis de prédire l'existence et la localisation d'une planète. Cependant, il est probable que Neptune fut observée par Galilée beaucoup plus tôt, mais qu'il n'y prêta pas attention, la prenant pour une étoile.

La première photographie de Jupiter a été prise en 1879 par A. Common. Courant XIX^{ème} siècle, les premières observations spectrales des planètes et des étoiles ont été effectuées, ouvrant ainsi la voie à l'identification d'éléments présents sur ces planètes. Ainsi Huggins observa un spectre visible de Mars en 1867 (Huggins, 1867). Par la suite, des spectres de Jupiter furent photographiés (Draper, 1880). Au début du XX^{ème}, siècle on a pu détecter du

méthane et de l'ammoniaque sur Jupiter et Saturne grâce aux premiers développements de la spectroscopie IR (Wildt 1932). Plus tard d'autres molécules ont été détectées telle que H₂ (Kiess et al., 1960), C₂H₂, C₂H₆, CH₃D, CO, PH₃, GeH₄, et bien sûr H₂O. L'hélium n'a été découvert que récemment (Orton et Ingersoll, 1976).

Plus récemment, les missions vers les planètes géantes et les télescopes installés en orbite autour de la Terre, ont permis de faire avancer les connaissances à grands pas en autorisant des mesures in situ.

1.2. Les caractéristiques générales des planètes géantes.

Le qualificatif de « géantes » est attribué à des planètes de grand ou très grand diamètre par rapport aux planètes telluriques ($D_{\text{Jup}} \approx 11 D_{\text{Terre}}$). Parmi les principales caractéristiques de ces planètes, on peut citer :

- une masse volumique faible (1,31 g/cm⁻³ pour Jupiter et 0,69 g/cm⁻³ pour Saturne), mais la masse de Jupiter reste de l'ordre de 320 fois la masse de la Terre,
- une vitesse de rotation élevée. Jupiter tourne en 10h (9h 55min 29,7s d'après Hubbard, 1989) sur elle-même ce qui correspond à une vitesse de 12 km/s à l'équateur,
- la présence d'anneaux importants surtout pour Saturne,
- un grand nombre de satellites,
- une magnétosphère importante,

Ce trait n'est pas spécifique aux planètes géantes puisque la Terre et Mercure présentent aussi une magnétosphère. Cependant toutes les planètes géantes ont une magnétosphère importante ce qui n'est pas le cas des planètes telluriques. Notons encore que l'origine du champ magnétique, en particulier ceux d'Uranus et Neptune reste mal connue.

- l'absence de surface solide externe.

On repèrera d'ailleurs les altitudes à partir d'un niveau de pression de référence. Pour Jupiter et Saturne, le niveau de référence usuel est 1bar.

On peut cependant distinguer 2 sous-groupes dans ces quatre planètes :

- Jupiter et Saturne plus grosses et plus proches du Soleil,
- Uranus et Neptune plus petites et plus lointaines.

Les caractéristiques générales des planètes sont résumées dans le tableau suivant :

	Diamètre à l'équateur (km)	Masse (kg)	Masse/ Masse du Soleil	Masse/ Masse de la Terre	Volume/ Volume de la Terre
Soleil	1 392 000	2.10^{30}	1	$3,34 \cdot 10^5$	$1,29 \cdot 10^6$
Mercure	4880	$3,303 \cdot 10^{23}$	$1,65 \cdot 10^{-7}$	0,055	0,06
Vénus	12100	$4,870 \cdot 10^{24}$	$2,44 \cdot 10^{-6}$	0,815	0,86
Terre	12756	$5,976 \cdot 10^{24}$	$2,99 \cdot 10^{-6}$	1	1
Mars	6800	$6,421 \cdot 10^{23}$	$3,21 \cdot 10^{-7}$	0,107	0,15
Jupiter	142800	$1,9 \cdot 10^{27}$	$0,95 \cdot 10^{-3}$	317,8	1323
Saturne	120800	$5,688 \cdot 10^{26}$	$2,84 \cdot 10^{-4}$	95,181	752
Uranus	47600	$8,684 \cdot 10^{25}$	$4,34 \cdot 10^{-5}$	14,531	64
Neptune	44600	$1,024 \cdot 10^{26}$	$0,51 \cdot 10^{-4}$	17,135	54
Pluton	5850	$1,29 \cdot 10^{22}$	$0,65 \cdot 10^{-8}$	0,0022	0,01

	Accélération de pesanteur $m \cdot s^{-2}$ / g Terrestre **	Densité	Rotation (Jour)	Révolution autour du Soleil *	Distance moyenne au Soleil ($\times 10^6 km/U.A.$)
Soleil	275,5/28,17	1,4	25,38	-	-/-
Mercure	2,78/0,28	5,43	58,65	88 j	57,9/0,387
Vénus	8,60/0,88	5,24	243,01*	224,7 j	108,1/0,723
Terre	9,78/1	5,52	1	365,26 j	149,6/1
Mars	3,72/0,38	3,95	1,026	1 a 321 j	227,8/1,524
Jupiter	22,88/2,34	1,33	0,41	11 a 314 j	778,3/5,203
Saturne	9,05/0,925	0,69	0,427	29 a 167 j	1427/9,539
Uranus	7,77/0,79	1,29	0,45*	84 a 7 j	2869/19,18
Neptune	11/1,12	1,64	0,67	164 a 280 j	4479/30,06
Pluton	0,4/0,04	2,03	6,39	251 a 314 j	5900/39,44

Tableau 1 : résumé de quelques caractéristiques des planètes.

Notes :

* Vénus et Uranus tournent dans le sens rétrograde.

** Les gravités sont des gravités moyennes à la surface de la planète ou ce qui en tient lieu (Niveau 1 Bar pour Jupiter et Saturne)

On remarque que toutes les planètes géantes ont des périodes de rotation propre inférieures à 24h.

Nous allons maintenant passer en revue quelques-uns des points importants qui caractérisent les planètes géantes de manière à situer l'environnement dans lequel se situe notre travail. Comme notre étude portera plus particulièrement sur Jupiter et Saturne, nous nous attarderons plus sur ces deux planètes que sur Uranus et Neptune.

1.3. Les atmosphères.

L'atmosphère des planètes géantes a été formée par accréation des éléments de la nébuleuse solaire primitive. On pourrait donc penser que la composition de cette atmosphère reflète celle de la nébuleuse. En fait, seules Jupiter et Saturne vérifient en partie cette hypothèse et encore on peut noter une évolution dans le temps de ces deux planètes. L'abondance d'hélium est donc proche de celle du Soleil. Elle est de 13,6% (Niemann et al., 1998) ce qui représente 80% de l'abondance solaire. En revanche, cette hypothèse se révèle totalement fausse pour les deux autres planètes géantes.

En première approximation, la structure de l'atmosphère est gouvernée par un équilibre hydrostatique. La pression suit une loi de décroissance en fonction de l'altitude.

$$P(z) = P(z_0) \cdot \exp\left(-\int_{z_0}^z \frac{dz}{H}\right) \quad 1$$

où

$P(z)$ est la pression à l'altitude z ,

$P(z_0)$ est la pression à l'altitude z_0 ,

H est la hauteur d'échelle de gaz :

$$H(z) = \frac{k_b T(z)}{m(z)g(z)} \quad 2$$

où k_b est la constante de Boltzmann,

T est la température,

m est la masse moléculaire moyenne des composants atmosphériques,

g est l'accélération gravitationnelle.

Des mouvements convectifs viennent modifier cet équilibre. Ils ont plusieurs origines :

- la rotation de la planète,
- des dépôts locaux d'énergie d'origines variables.

Les équilibres ainsi créés génèrent des structures thermiques qui, bien qu'étant spécifiques à chacune des planètes, présentent des caractéristiques générales.

1.3.1. Structure thermique de l'atmosphère.

La structure thermique de l'atmosphère terrestre permet de définir des couches déterminées. On distingue, à basse altitude, la troposphère dans laquelle la température décroît avec l'altitude. Sur Terre, le minimum de température est -55°C ou 218 K . La limite de cette première couche, la tropopause, se trouve à environ 10-12km. Plus haut, il y a la stratosphère dans laquelle la température croît à nouveau jusqu'à 0°C ou 273 K . La stratopause se trouve à environ 50 km d'altitude. Ensuite, vient la mésosphère pour laquelle il existe un autre minimum de température à 190 K environ. Le haut de cette couche se trouve vers 80-100 km d'altitude. Enfin la thermosphère dans laquelle la température remonte fortement jusqu'à atteindre la température exosphérique. Cette température varie fortement selon l'activité solaire mais elle est de l'ordre de 1000 K à 1500 K .

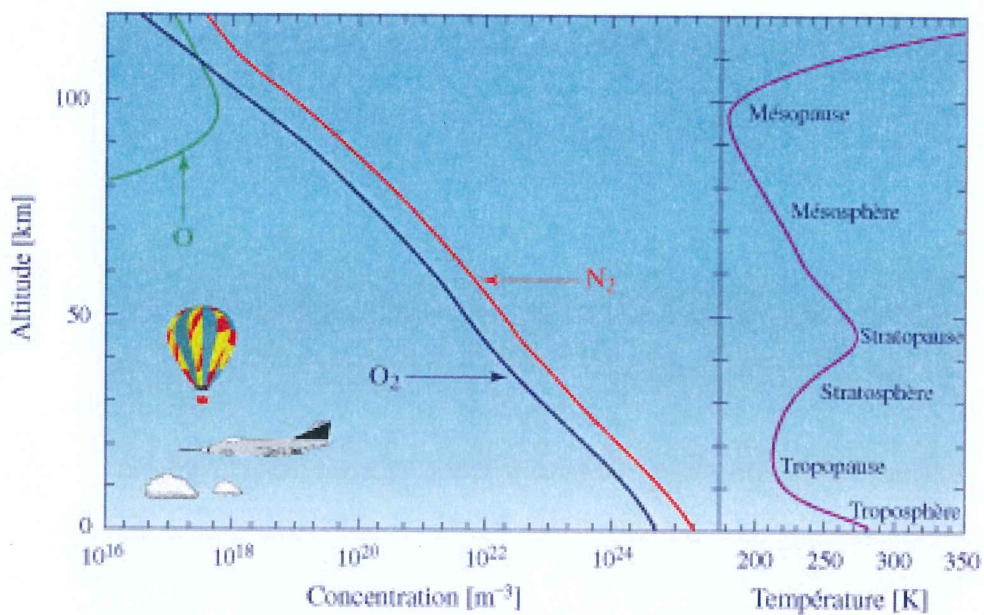


Figure 1 : structure de la basse atmosphère de la Terre. (D'après Lilensten et Bornarel, 2002)

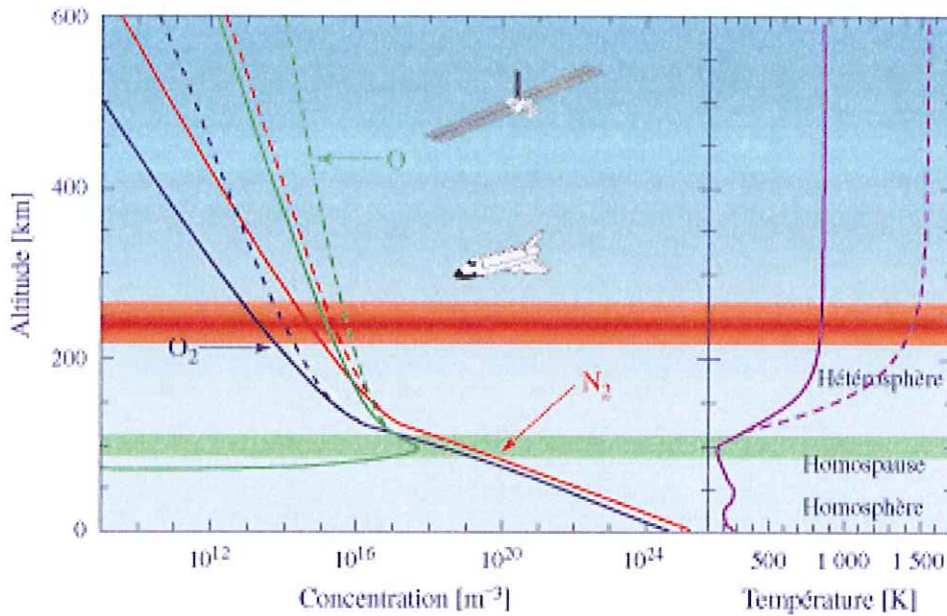


Figure 2 : structure de la haute atmosphère terrestre. (D'après Liliensten et Bornarel, 2002)

La structure thermique des planètes géantes a été essentiellement déterminée,

- pour Jupiter, par des mesures in situ effectuées par la sonde Galileo,
- pour Saturne, par des mesures d'occultation d'étoiles effectuées par la sonde Voyager.

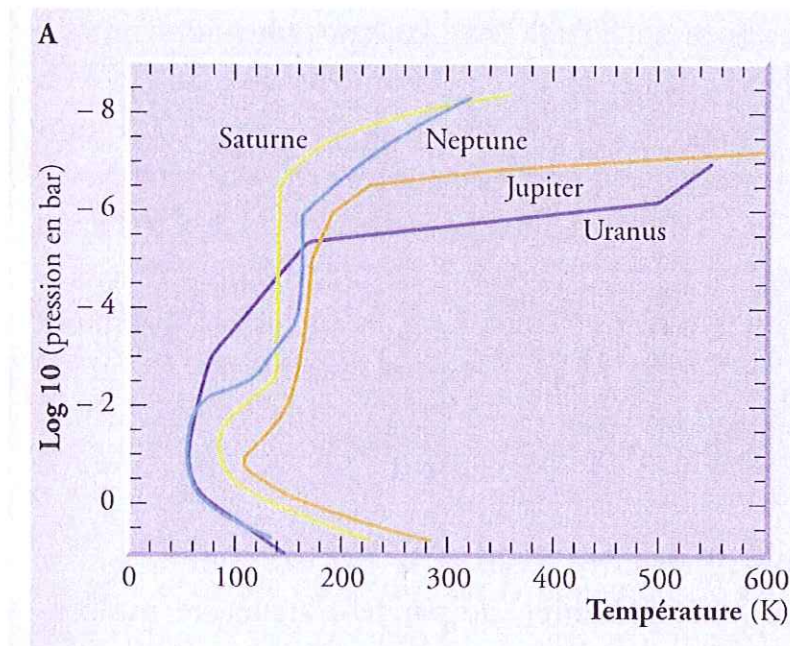


Figure 3 : structure thermique des atmosphères des planètes géantes. (Encrenaz, 2000)

En profondeur on constate une structure convective dans la troposphère. Comme sur Terre la température croît quand l'altitude décroît, avec un minimum de température au niveau de la tropopause (vers 0,1 bar sur Jupiter). Ce minimum de température constitue un piège froid, les

molécules s'élevant dans la troposphère grâce aux mouvements convectifs, condensent avant d'arriver dans la stratosphère.

Le minimum de température est de 110 K pour Jupiter et de 90 K pour Saturne.

Dans la stratosphère, la température croît avec l'altitude. Cela est dû à un effet de chauffage du méthane et des aérosols présents, par le rayonnement solaire incident (sur Terre c'est l'ozone stratosphérique qui assure ce rôle). Il n'existe pas, comme sur Terre, un second minimum de température, la température croissant par la suite beaucoup plus rapidement jusqu'à atteindre une température exosphérique de 1000 K environ. Le chauffage de cette couche à très haute altitude est assuré par le flux solaire FUV (*far ultraviolet* ou ultraviolet lointain) et EUV(extrême ultraviolet) interagissant avec l'hydrogène (figure 3).

Il faut préciser qu'à haute altitude pour un niveau de pression inférieur à 10 µbar, les collisions ne sont plus assez nombreuses pour maintenir un équilibre thermodynamique local (Annexe 3). On est alors dans l'exosphère.

1.3.2. Nuages.

Les nuages de Jupiter ont été observés dans le visible par Voyager. Ils se trouvent à des altitudes situées entre quelques dixièmes de bar et 2 ou 3 bars, mais les observations IR et UV ont permis de mettre en évidence des structures nuageuses plus en profondeur (jusqu'à 10 bars).

Ces nuages sont de composition variable, mais ils sont tous liés au phénomène de condensation de diverses molécules. On trouve de l'eau, de l'ammoniaque, du sulfure de dihydrogène et pour les planètes plus froides, du méthane ou de la phosphine (PH_3).

De la nature de ces nuages dépend l'aspect de ces planètes dans le visible. Ainsi Jupiter apparaît rouge brun, ses nuages étant essentiellement constitués d'ammoniaque mélangée à des produits soufrés ou phosphorés. Saturne, d'aspect jaune pâle, a des nuages plus riches encore en ammoniaque. Et le bleu de Neptune est en partie dû au méthane. On peut remarquer par ailleurs que des nuages d'eau et d'hydrosulfure d'ammonium (NH_4SH) sont présents à plus basse altitude sur Jupiter et Saturne.

Notre étude concernera des couches d'atmosphère dans lesquelles l'hydrogène est majoritaire. Ces couches se situent au-dessus des couches nuageuses.

LA COMPOSITION ATMOSPHÉRIQUE DES PLANÈTES GÉANTES

Espèce gazeuse	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
H ₂ /(H ₂ + He)	1	1	1	1
HD	1,8 10 ⁻⁵	2,3 10 ⁻⁵	5,5 10 ⁻⁵	6,5 10 ⁻⁵
He	0,11	0,03 (?)	0,15	0,15
CH ₄ (trop.)	2,1 10 ⁻³	4,4 10 ⁻³	2 10 ⁻²	4 10 ⁻²
CH ₃ D (trop.)	2,5 10 ⁻⁷	3,2 10 ⁻⁷	10 ⁻⁵	2 10 ⁻⁵
C ₂ H ₂		3,5 10 ⁻⁶ (0,1 mbar)	2-4 10 ⁻⁷ (0,1-0,3 mbar)	1,1 10 ⁻⁷ (0,1 mbar)
C ₂ H ₆	4,0 10 ⁻⁶ (0,3-50 mbar)	4,0 10 ⁻⁶ (< 10 mbar)		1,3 10 ⁻⁶ (0,03-1,5 mbar)
CH ₃ C ₂ H	détecté	6,0 10 ⁻¹⁰ (< 10 mbar)		
C ₄ H ₂		9,0 10 ⁻¹¹ (< 10 mbar)		
C ₂ H ₄	7 10 ⁻⁹			10 ⁻⁷
C ₃ H ₈	6 10 ⁻⁷			
C ₆ H ₆	détecté	2 10 ⁻⁹		
CH ₃		0,2-1 10 ⁻⁷ (0,3 mbar)		2-9 10 ⁻⁸ (0,2 mbar)
NH ₃	2 10 ⁻⁴ (3-4 bar)	2-4 10 ⁻⁴ (3-4 bar)		
PH ₃ (trop.)	6 10 ⁻⁷	1,7 10 ⁻⁶		
H ₂ S (trop.)	7 10 ⁻⁶ (8 bars)			
GeH ₄	7 10 ⁻¹⁰	2 10 ⁻⁹		
AsH ₃	3 10 ⁻¹⁰	2 10 ⁻⁹		
CO (trop.)	1,5 10 ⁻⁹	2 10 ⁻⁹		
CO (strat.)	1,5 10 ⁻⁹	2 10 ⁻⁹		10 ⁻⁶
CO ₂ (strat.)	3 10 ⁻¹⁰ (<10 mbar)	3 10 ⁻¹⁰ (>10 mbar)		5 10 ⁻¹⁰ (< 5 mbar)
H ₂ O (trop.)	1,4 10 ⁻⁵ (3-5 bar)	2 10 ⁻⁷ (>3 bar)		
H ₂ O (strat.)	1,5 10 ⁻⁹ (<10 mbar)	2-20 10 ⁻⁹ (< 0,3 mbar)	5-12 10 ⁻⁹ (< 0,03 mbar)	1,5-3,5 10 ⁻⁹ (< 0,6 mbar)
HCN				3 10 ⁻¹⁰
H ₃ ⁺ (haute strat.)	détecté	détecté	détecté	

NB : certaines espèces gazeuses ont des abondances variables avec l'altitude. L'indication « strat. » indique la valeur stratosphérique du rapport de mélange par rapport à H₂. L'indication « trop. » indique la valeur dans la troposphère profonde.

Tableau 2 : tableau récapitulatif des molécules détectées sur les planètes géantes. D'après Encrenaz, 2000.

Un point remarquable est de plus à noter : la présence de vapeur d'eau dans la stratosphère. Cette eau ne peut être d'origine interne car elle ne peut franchir le piège froid. Il peut s'agir d'eau venant des anneaux et des satellites environnants ou bien venant du flux de météorites glacées arrivant sur ces planètes.

1.3.4. Les phénomènes dynamiques dans l'atmosphère.

On a déjà noté que les planètes géantes avaient des vitesses de rotation très grandes. Ainsi, au niveau de l'équateur, la vitesse linéaire dans le référentiel centrique de Jupiter est de l'ordre de 12 km/s. On peut comparer cette vitesse aux 0,5 km/s de la Terre dans les mêmes conditions.

Les modèles hydrodynamiques montrent que ces vitesses induisent les structures en bandes et en zones car ils provoquent des mouvements convectifs cellulaires au sein de la troposphère. Plus la rotation est rapide, plus le nombre de bandes est élevé. Ces structures sont très facilement visibles sur Jupiter, mais elles existent aussi sur Saturne. Elles présentent une très grande stabilité puisqu'elles sont fixes depuis plus d'un siècle (Ingersoll et al., 1981 ; Limaye 1986 ; Vasavada et al., 1998). Le vocabulaire usuel nomme « bandes » les endroits de mouvements gazeux descendants et « zones » les endroits de mouvements ascendants. Les zones dans lesquelles on trouve des nuages d'ammoniaque apparaissent sur les photos de la planète comme des endroits clairs car ces nuages sont très réfléchissants (cf. figure 5). Les études effectuées dans l'IR à plus de 5 μm permettent de constater que les bandes (sans nuages) correspondent à des lieux de flux thermique important. Ces études permettent d'atteindre l'atmosphère profonde puisque la haute atmosphère est quasi transparente pour ces longueurs d'onde.

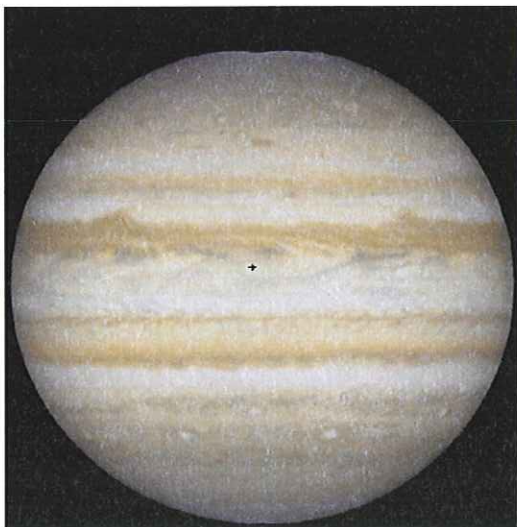


Figure 5 : photo du disque Jovien. (HST). On distingue bien les structures en bandes et en zones.

Les vents horizontaux induits par les structures convectives atteignent sur Jupiter des vitesses supérieures à 180 m/s. Ces vents sont trop rapides pour être expliqués par la seule rotation de la planète. Il semble qu'ils soient générés par une source de chaleur interne.

Si l'on précise un peu l'observation du disque jovien, on constate des ruptures par rapport à ce qui vient d'être dit :

- la symétrie hémisphérique n'est pas vraiment respectée,
- les bandes dans le visible ne correspondent pas exactement aux bandes IR de flux thermique élevé,
- il existe des structures d'échelle plus petite dans les bandes.
- on constate une grande tâche rouge déjà citée dans une zone tropicale de l'hémisphère sud qui tourne comme un anticyclone. Elle pourrait être une colonne nuageuse s'élevant jusqu'à 200 km au-dessus des nuages environnants. Les planétologues s'interrogent sur la très grande stabilité de cette structure (elle existe depuis les premières observations soit 400 ans environ). On peut remarquer sur les photos que cette tâche rouge agit sur les écoulements zonaux comme un obstacle puisque l'on observe dans son sillage des rouleaux de Bénard von Karman.
- D'autres tâches sont présentes, de tailles plus modestes, sur une bonne partie de la surface jovienne.



Figure 6 : photo de la grande tâche rouge. On remarque les structures hydrodynamiques caractéristiques d'un obstacle dans un écoulement. On remarque également des tâches blanches. (HST)

Pour Saturne, les vents zonaux sont encore plus violents puisque à l'équateur, ils atteignent presque 500 m/s (Smith et al., 1981). On peut, comme sur Jupiter, observer une tâche, ainsi qu'une structure en bande et en zone mais bien moins contrastée que sur Jupiter. Enfin des études récentes notent une forte décroissance dans le temps des vitesses des vents zonaux sur Saturne (Sanchez-Lavega et al., 2003).

Il existe également une tâche sur Neptune que l'on peut voir sombre sur fond bleu. Cette tâche est du même type que celles observées sur Jupiter.

1.4. Structure interne.

D'après les modèles, les planètes géantes sont formées autour d'un noyau condensable. Lors de leur formation, la contraction de la nébuleuse primitive entraîne une élévation de la température et donc une évaporation des glaces.

Le centre de Jupiter est constitué d'un noyau dense contenant des roches et des métaux. Ce noyau est entouré d'un océan convectif d'hydrogène métallique liquide (Hubbard, 1989). La rotation de cet océan entraîne la formation d'un champ magnétique important. Les pressions et températures les plus fortes se trouvent à la base de l'océan d'hydrogène métallique liquide.

Aujourd'hui, les modèles donnent au niveau de cette interface les caractéristiques suivantes (Hubbard et Marley, 1989) :

Pression interne : $4,2 \times 10^7$ bars sur Jupiter ; $1,2 \times 10^7$ bars sur Saturne.

Température interne $2 \cdot 10^4$ K sur Jupiter ; 12000 K sur Saturne.

Dans les couches plus externes, il y a une enveloppe d'hydrogène moléculaire avec un peu d'hélium et des traces d'autres éléments (sur Neptune et Uranus la température est trop basse pour avoir de l'hydrogène métallique).

Trois des planètes géantes (sauf Uranus) possèdent une source d'énergie interne importante. Le flux est de l'ordre de celui reçu du Soleil. Cette source semble avoir deux origines :

- l'énergie gravitationnelle due à la contraction
- la différenciation de l'hélium dans l'hydrogène liquide.

1.5. Champ magnétique et magnétosphère.

Les planètes géantes ont toutes une magnétosphère importante, mais elles présentent des caractéristiques très différentes les unes des autres.

Le champ magnétique jovien est très intense par rapport à celui de la Terre ($B_{\text{Jup}} \sim 10 \cdot B_{\text{Terre}}$).

Les considérations d'équilibre de la pression magnétique jovienne avec la pression du vent solaire impliquent une magnétosphère de grande taille. Elle a été découverte par détection de

rayonnement radio centimétrique. (Drake et Hvatum, 1959 ; Carr, 1959). La magnétosphère jovienne présente de nombreuses caractéristiques similaires à celle de la Terre.

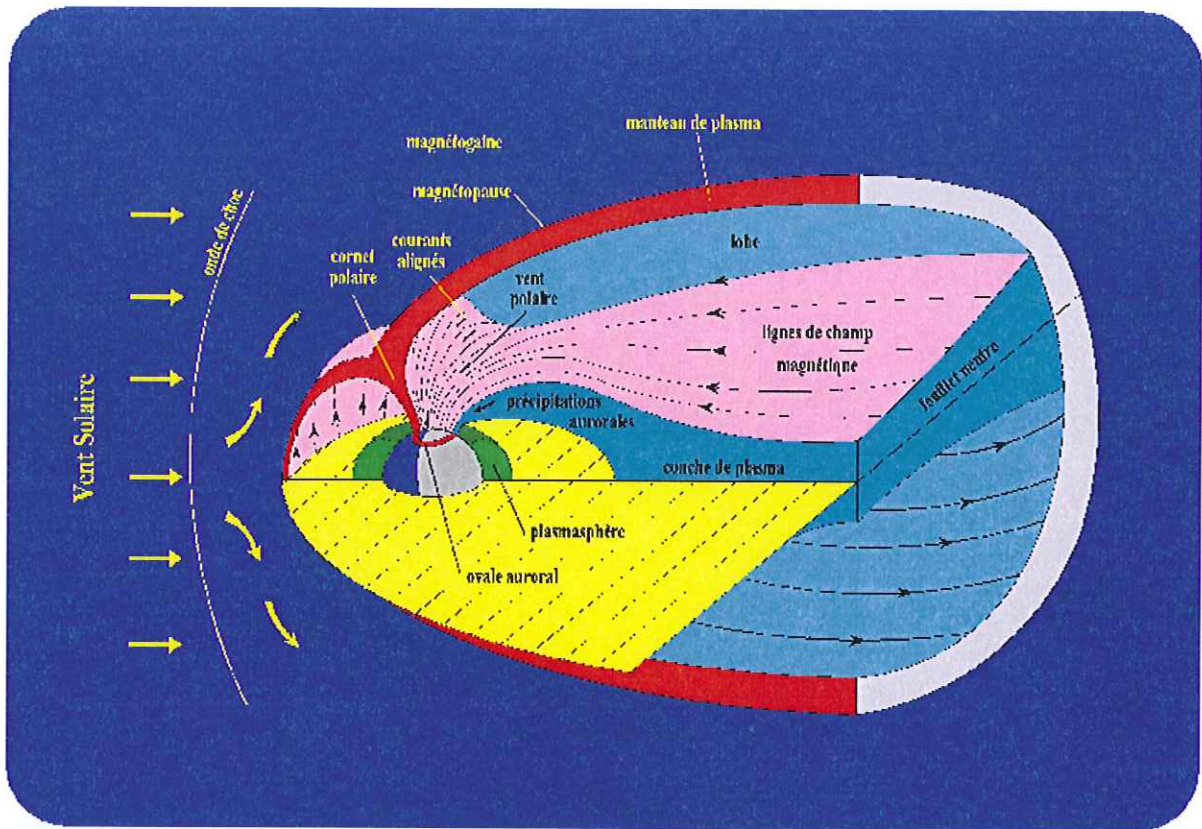


Figure 7 : schéma de la magnétosphère terrestre (en relief).

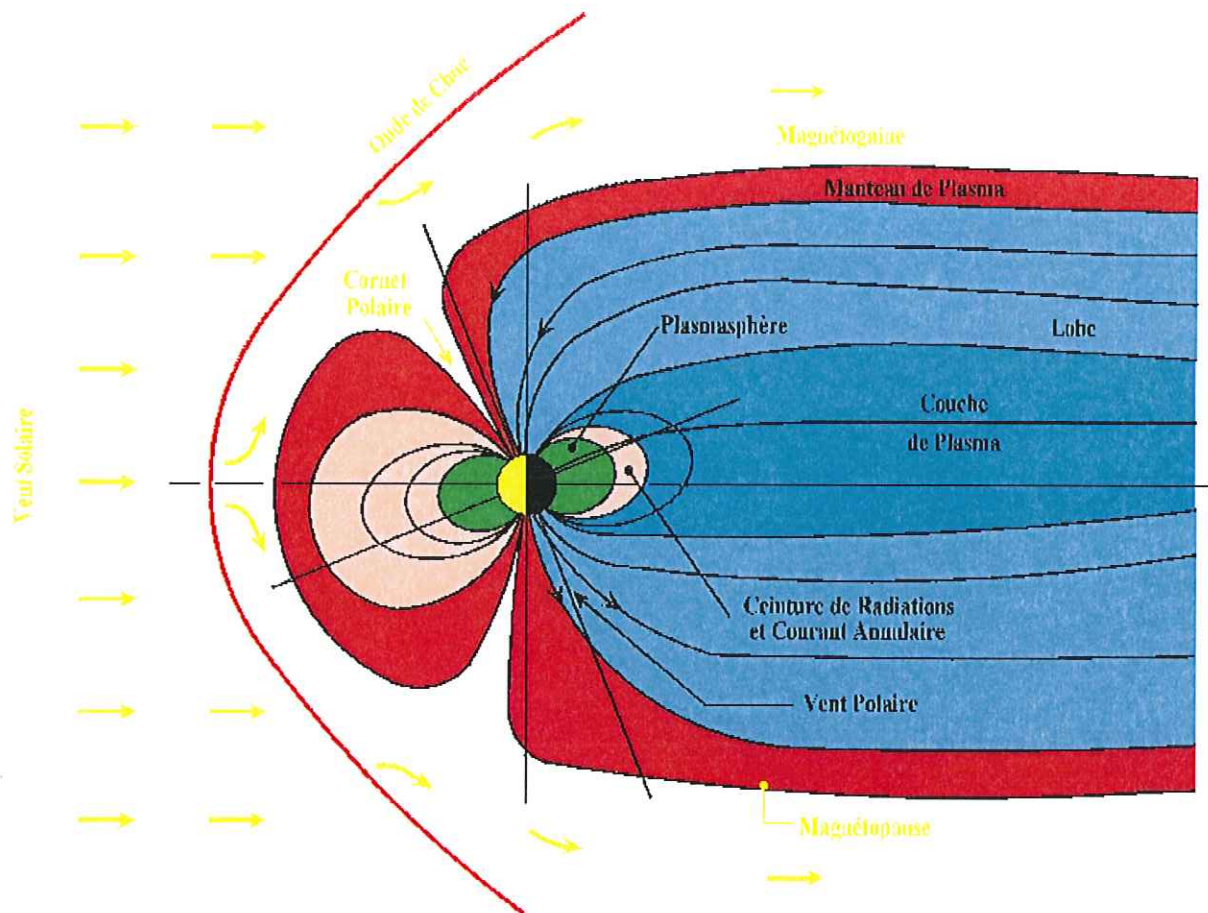


Figure 8 : coupe de profil de la magnétosphère terrestre.

Cependant deux différences importantes sont immédiatement identifiables :

- Les échelles de distances ne sont pas les mêmes et la magnétosphère jovienne est à ce titre le plus grand objet du système solaire.
- La présence à des distances réduites des satellites galiléens perturbe beaucoup cette magnétosphère. Io est en effet placé à $6R_J$ de Jupiter, alors que la Lune est à environ $60R_T$. Cela place la lune hors de la magnétosphère terrestre alors que Io est à l'intérieur de la magnétosphère jovienne.
- La magnétosphère jovienne est étirée dans les régions du plan équatorial par un disque magnétique produit par une nappe de plasma portant un courant électrique annulaire. On pense que le plasma de ce disque est pour une bonne part lié à la source de gaz d'origine volcanique de Io.

Le tableau suivant présente les caractéristiques magnétiques principales dans le système solaire.

Caractéristiques magnétiques planétaires.

Planète	Mercure	Terre	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
Rayon R_p en km	2439	6373	71398	60330	25559	24764
Période de rotation en heures	1407	24	9,92	10,66	17,24	16,1
Moment magnétique/ Moment de la Terre	4.10^{-4}	1	20000	600	50	25
B_0 champ magnétique à l'équateur (gauss)	2.10^{-3}	0,31	4,28	0,22	0,23	0,14
Angle de l'axe du dipôle / axe de rotation	?	+11,3°	-9,6°	-0.0°	-59,6°	-46,9°
Distance au Soleil en UA	0,31-0,47	1	5,2	9,6	19,2	30,1
Densité du vent solaire (cm^{-3})	45-100	5-10	0,4	0,1	0,03	0,005
R (en rayon planétaire)	1,3 R_M	8 R_T	30 R_J	14 R_S	18 R_U	18 R_N
Distance du point subsolaire de la magnétosphère	1-1,6 R_M	11 R_T	50-100 R_J	16-22 R_S	18 R_U	23-26 R_N

Tableau 3 : caractéristiques magnétiques des planètes, d'après Pailler 2000.

Le point commun le plus spectaculaire entre les magnétosphères jovienne et terrestre est l'existence de phénomènes d'aurores polaires.

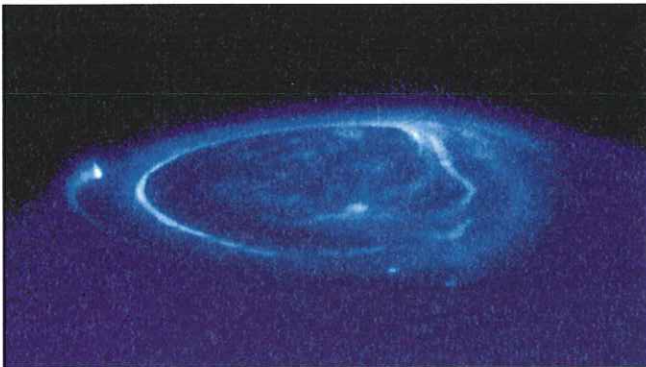


Figure 9 : photo d'une aurore jovienne. Instrument STIS. HST. Crédit John Clarke. NASA/ESA.

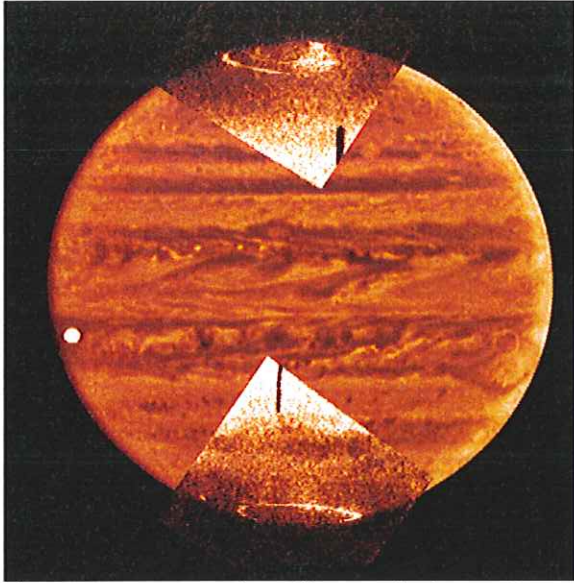


Figure 10 : montage photo d'aurores joviennes. Image FOC (Pallier L et Prangé R.)

Pour Saturne, des aurores ont été également identifiées.

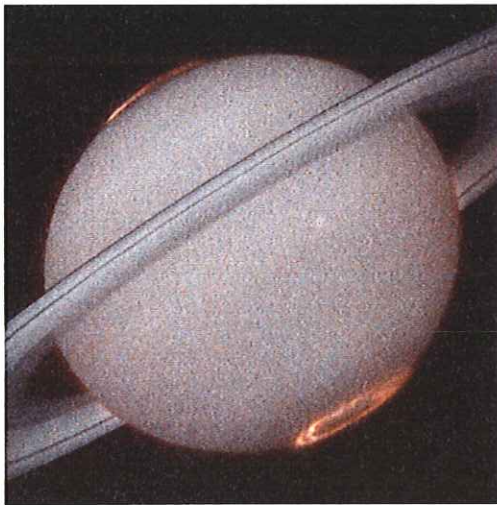


Figure 11 : aurore polaire de Saturne. Instrument STIS. HST. Crédit : J.T. Trauger. J.P.L. NASA.

Au niveau magnétique, Uranus présente une particularité importante puisqu'elle tourne sur un axe situé à peu près dans le plan équatorial. Certaines régions polaires sont donc soumises au flux solaire direct pendant de longues périodes.

2. Les observations et mesures des atmosphères des planètes géantes.

2.1. Les observations depuis la Terre.

Depuis Galilée, d'autres techniques que l'observation directe ont été mises au point pour obtenir des informations sur les planètes.

Une des plus importantes pour les atmosphères est l'observation d'occultations stellaires par ces planètes. Les différences d'intensité dues à l'atmosphère de la planète dans le spectre permettent d'obtenir des données sur les composants atmosphériques et leur état. L'inconvénient est la forte contrainte de temps que cela implique puisqu'il n'y a pas d'occultation intéressante tous les jours. Ce moyen est encore utilisé car les informations obtenues peuvent être d'une grande richesse.

Un autre moyen existait avant l'ère spatiale pour mesurer les caractéristiques de l'atmosphère : les mesures radio. Elles présentent l'énorme avantage de ne pas être trop perturbées par l'atmosphère terrestre. Jupiter est une des sources radio les plus puissantes du ciel. La première détection radio de Jupiter a été faite par Burke et Franklin (1955) à 22,2 MHz. En 1958, une émission décimétrique (3.03 cm à 3.37 cm) a été détectée (Giordmaine et al., 1959). Saturne a été observée à la fin des années 1950 à des fréquences de 18 et 22,2 MHz (Smith et Carr, 1959).

On peut remarquer que les émissions kilométriques sont bloquées par l'ionosphère et ne peuvent donc être observées depuis le sol.

Depuis les années 1950, des fusées balistiques ont été lancées et ont permis, en sortant des basses couches de l'atmosphère terrestre, de s'affranchir de son inhomogénéité et de sa très forte absorption surtout dans l'UV. Les premières mesures concernant Jupiter datent de 1963 (Stecher, 1965). Ces fusées ont permis d'étudier les spectres FUV et EUV surtout de Vénus et Jupiter (Shimizu et al., 1974). Le problème de ces observations à partir de fusées balistiques est qu'elles sont de très courte durée ce qui rend très difficile les corrélations avec d'autres mesures. De plus, il est impossible d'observer les évolutions dans le temps des paramètres mesurés.

Au début des années 1970, la communauté des astrophysiciens a mis en place des observatoires spatiaux, en orbite autour de la Terre.

Le premier d'entre eux, nommé IUE (International Ultraviolet Explorer) fut opérationnel en 1978. Ses instruments couvraient la plage de longueur d'onde entre 1150 Å et 3350 Å et ont permis d'étendre les observations sur des plages de longueur d'onde invisibles depuis la Terre. On remarque que dans ces plages de longueur d'onde se trouve la raie Lyman alpha à 1216 Å. En planétologie, IUE a permis, à plusieurs reprises, d'observer les aurores joviennes en continu sur plusieurs heures et donc d'identifier des variations temporelles (Skinner et al., 1984). Il a par ailleurs permis des mesures du rayonnement diurne de Jupiter à l'aide de la raie Lyman alpha.

Le plus célèbre des observatoires en orbite est bien sûr le Télescope Spatial Hubble (HST). Ses défauts d'optique ont défrayé la chronique mais les résultats obtenues par ses instruments après la correction COSTAR (Corrective Optics Space Telescope Axial Replacement) en 1993 sont du plus grand intérêt.

On trouve sur HST des instruments travaillant dans l'UV. Les 4 principaux sont :

Le Goddard high resolution spectrograph (GHRS): Résolution spectrale maximale de l'ordre de 10 mÅ et plage de longueur d'onde entre 1200 Å et 3200 Å. Résolution de pointage 0,1''

La Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2): Résolution spatiale 0,2''. Plage de longueur d'onde 1200 Å à 1,1 µm.

La Faint object camera (FOC) ou caméra à objets faibles. Cette caméra travaille de l'UV au visible (de 1150 Å à 6000 Å) et couvre la raie Lyman beta. La taille du pixel après COSTAR correspond à 0,014'' soit 100 à 150 km sur le disque jovien.

Plus récemment a été mis en place en 1997 le *Space Telescope Imaging Spectrograph*. Sa plage de longueur d'onde est comprise entre 1150 Å et 1,1 µm. Sa résolution spectrale va de 500 à 17000 selon les caractéristiques de l'optique d'entrée, mais dans l'UV entre 1150 Å et 3100 Å sur des plages de longueurs d'onde de 800 Å et 200 Å, elle peut atteindre respectivement 30000 et 110000. Il est donc possible d'avoir un profil de la raie Lyman alpha avec une résolution de 0,01 Å.

On peut remarquer que les domaines de l'EUV sont très peu observés par ces instruments. La raie Lyman alpha est toujours dans la plage correspondante, par contre le reste de la série Lyman n'est pas du tout observé par Hubble.

Pour ces longueurs d'onde d'autres observatoires en vol existent :

HUT (Hopkins Ultraviolet Telescope) : Plage de longueur d'onde 820 Å à 1850 Å. Résolution spectrale 3 Å. Ce télescope a été embarqué deux fois dans les navettes spatiales.

EUVE (Extreme Ultraviolet Explorer) : Lancé en 1992, fin de fonctionnement janvier 2001. Plage de longueur d'onde 70 Å à 760 Å.

FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer) : Lancé en 1999. Plage de longueur d'onde 900 Å à 1200 Å. Assez haute résolution spectrale ($\sim 0,05$ Å). Ce dernier instrument est particulièrement intéressant pour la série de Lyman. Il couvre en effet l'ensemble de la série sauf Lyman alpha. Sa haute résolution en fait un instrument particulièrement utile pour obtenir des profils de raies.

Enfin pour compléter, il convient de citer la mission SOHO pour l'observation du Soleil. Ce satellite se trouve au point de Lagrange situé entre la Terre et le Soleil. Les points de Lagrange sont des points où l'attraction gravitationnelle de la Terre et celle du Soleil compensent la force centrifuge.

L'instrument SUMER à bord de cette sonde nous intéresse particulièrement puisqu'il permet de balayer l'ensemble des raies Lyman à haute résolution (résolution entre 19000 et 40000 selon les longueurs d'onde soit entre 22,3 mÅ et 41,9 mÅ).

2.2. Les missions planétaires.

Pour avoir des mesures encore plus précises que celles obtenues par des observatoires en orbite, le meilleur moyen est encore d'aller sur place. L'idée fut donc de lancer des sondes vers les planètes. Vers Jupiter, les sondes Pionner 10 et 11 parties en 1972 et 1973 ont été les premières. Pionner 11 a continué son voyage vers Saturne après être passé près de Jupiter. Le premier objectif de ces sondes était de savoir s'il était possible de traverser la ceinture d'astéroïdes. Elles ont permis de détecter des particules à hautes énergies dans la magnétosphère de Jupiter. Certaines des mesures effectuées permettaient de soupçonner l'existence d'aurores polaires sur ces deux planètes.

La mission Voyager, arrivée dans la région de Jupiter en 1979, était composée de 2 engins spatiaux, Voyager 1 et 2. Elle devait passer à proximité toutes les planètes géantes. Elle a croisé Saturne en 1981, Uranus en 1986 et Neptune en 1989 (seul Voyager 2 a continué vers Uranus et Neptune). Les résultats furent au-delà des espérances et permirent de découvrir le volcanisme de Io et les anneaux de Jupiter, entre autres. Des images des aurores joviennes ont été enregistrées ce qui permit d'avoir la certitude de leur existence. Enfin la mission effectua des mesures du rayonnement Lyman alpha de Jupiter qui font encore référence.

	Voyager 1		Voyager 2	
	Distance	Date/Time	Distance	Date/Time
Jupiter	4.89 R _J	March 5, 1979 12:05:26	10.11 R _J	July 9, 1979 22:29:51
Saturne	3.09 R _S	Nov. 12, 1980 23:46:30	2.67 R _S	Aug. 26, 1981 03:24:57
Uranus	---	---	4.19 R _U	Jan. 24, 1986 17:59:47
Neptune	---	---	1.18 R _N	Aug. 25, 1989 03:56:36

Tableau 4 : distance maximale d'approche des sondes Voyager. (Tiré de <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/voyager-periapse.html>)

La mission Galileo était entièrement consacrée à Jupiter. Lancée en 1989, elle est arrivée en 1995. Elle était constituée d'un orbiteur et d'une sonde. Cette sonde fut larguée dans l'atmosphère de Jupiter et donna des informations jusqu'à une pression de 22 bars. L'orbiteur donnait encore quelques informations récemment en dépit de problèmes d'antennes. Il a été écrasé le 21 septembre 2003 sur Jupiter.

La mission comportait deux spectromètres UV :

- EUV pour l'extrême ultraviolet avec une résolution spectrale de 15 Å pour une source ponctuelle,
- UVS pour des longueurs d'onde entre 1130 Å et 4320 Å. Sa résolution spectrale était comprise entre 7 Å et 13 Å.

Enfin la mission Cassini-Huygens, lancée en 1997, poursuit son chemin vers Saturne pour arriver en juin 2004. Elle est passée en 2000 au voisinage de Jupiter, ce qui a permis pour la première fois d'avoir deux sondes en même temps autour d'une planète géante. Les mesures réalisées à ce moment semblent très prometteuses pour l'étude de Saturne. La mission comporte un atterrisseur qui devra explorer Titan. Ce satellite de Saturne, le plus gros de tous les satellites, présente de nombreuses caractéristiques très spécifiques dont une atmosphère ayant une pression au sol de l'ordre de celle de la Terre ($P_{sol} = 1,5$ bars) qui pourrait être le siège d'une chimie prébiotique.

Sa résolution spectrale très élevée atteignant 5 mÅ (Matson et al., 2002) permettra d'avoir une très grande précision sur les profils de raies. On peut donc espérer des mesures particulièrement intéressantes.

3. L'étude du rayonnement Lyman.

3.1. La série de Lyman.

L'hydrogène étant l'élément le plus répandu dans l'univers, le rayonnement Lyman revêt une importance énorme pour l'étude des objets célestes. C'est presque toujours l'un des rayonnements les plus intenses de leur spectre UV.

La série de Lyman correspond aux transitions entre le niveau 1s de l'hydrogène atomique et les niveaux np. Ainsi Lyman alpha, la première de ces raies, correspond à une transition 1s-2p. La longueur d'onde correspondante est $\lambda (ly_\alpha) = 1215,67 \text{ \AA}$. Le continuum Lyman qui marque la limite de la série se trouve à $911,75 \text{ \AA}$ ce qui correspond à 13,6 eV. Le tableau 5 donne les longueurs d'onde des premières raies des séries de l'hydrogène atomique.

Table B.1. Hydrogen Line Wavelengths (\AA) ($< 2000 \text{ \AA}$ as vacuum wavelengths)

Line	Series					
	$n = 1$ Lyman	$n = 2$ Balmer	$n = 3$ Paschen	$n = 4$ Brackett	$n = 5$ Pfund	$n = 6$ Humphreys
α	1215.67	6562.80	18751.0	40512.0	74578.0	123680.
β	1025.72	4861.32	12818.1	26252.0	46525.0	75005.0
γ	972.537	4340.46	10938.1	21655.0	37395.0	59066.0
δ	949.743	4104.73	10049.4	19445.6	32961.0	51273.0
ϵ	937.803	3970.07	9545.98	18174.1	30384.0	46712.0
ζ	930.748	3889.05	9229.02	17362.1	28722.0	43753.0
η	926.226	3835.38	9014.91	16806.5	27575.0	41697.0
θ	923.150	3797.90	8862.79	16407.2	26744.0	40198.0
ι	920.963	3770.63	8750.47	16109.3	26119.0	39065.0
κ	919.352	3750.15	8665.02	15880.5	25636.0	38184.0

Tableau 5 : longueur d'onde des raies de l'hydrogène atomique. D'après Dopita et Sutherland, 2003.

En fait ces raies sont des doublets à cause de la structure fine de l'hydrogène qui résulte de l'interaction du moment magnétique de l'électron et du moment magnétique orbital. Dans ce travail nous ne considérerons pas cette structure fine, l'écart entre les deux raies étant trop petit ($< 0,01 \text{ \AA}$). Si l'on veut pousser à plus haute résolution encore, on remarque qu'il existe une structure hyperfine due à l'interaction des spins électroniques avec le spin nucléaire. Les différences de fréquences sont très petites, de l'ordre du Gigahertz. Cette structure hyperfine est à l'origine de la raie de l'hydrogène à 21 cm qui est extrêmement importante en astrophysique puisqu'elle permet de détecter des traces de l'hydrogène présent dans l'univers

depuis le sol. Des observations de Jupiter ont été faites dans les années 1960 dans ce domaine spectral (McClain et al., 1965).

3.2. Le rôle de ces études dans le cas des planètes géantes.

Comme on l'a vu en introduction, les planètes géantes sont constituées essentiellement d'hydrogène sous forme atomique et moléculaire. Il paraît donc évident, à partir du moment où on en a la possibilité, d'étudier le rayonnement Lyman de ces planètes. De plus, il est parmi les plus intenses émis par ces planètes, ce qui facilitera l'observation et permettra d'avoir des informations assez fines.

Les informations obtenues à partir de ces rayonnements sont extrêmement nombreuses et ont permis de faire les premiers modèles de l'atmosphère jovienne (Wallace et Hunten, 1973) en déterminant les densités colonnes de H et les coefficients de diffusion turbulente pour la haute atmosphère, voire les températures. (Les problèmes de photochimie et de transport pour la constitution des modèles d'atmosphère sont détaillés en annexe 2.)

Cependant, on trouve de grosses hétérogénéités dans le rayonnement de ces planètes surtout entre les régions polaires soumises aux effets magnétosphériques et les régions équatoriales. On distinguera donc de manière générale deux zones importantes dans l'atmosphère : les zones aurorales et non aurorales.

Les zones aurorales correspondent aux couronnes qui se trouvent près des pôles et dans lesquelles les précipitations de particules venant de la magnétosphère sont importantes. Des études ont été faites pour cartographier ces zones de manière précise sur Jupiter (Pallier et Prangé, 2001). Par opposition, on parlera de zones équatoriales ou non aurorales, aux latitudes où les précipitations de particules venant de la magnétosphère seront peu importantes. Etant donné l'incidence du rayonnement solaire sur les émissions planétaires, on distinguera aussi une zone diurne et une zone nocturne même si les études présentées dans ce travail ne concernent que la zone diurne.

De nombreuses études ont été menées sur la raie Lyman alpha aussi bien en zone aurorale qu'en zone équatoriale. Dans les deux cas, la raie est optiquement très épaisse puisque à haute altitude pour $z > 2000$ km, l'hydrogène atomique est dominant et que les sections efficaces correspondantes sont importantes. On est donc obligé, pour étudier Lyman alpha, d'utiliser des techniques de transfert radiatif, l'utilisation d'une simple loi de Beer-Lambert n'étant valable que si l'épaisseur optique est faible (en général, l'utilisation d'un transfert radiatif est indispensable dès que l'épaisseur optique dépasse 1). Tous les modèles de

rayonnement Lyman alpha comportent donc une partie transfert radiatif et c'est l'évolution des techniques de résolution de l'équation de transfert radiatif qui a permis des progrès dans la simulation du rayonnement Lyman alpha.

D'autre part, les instruments évoqués plus haut permettent d'avoir des mesures assez précises de ces rayonnements. Il est donc possible de comparer les modèles à des mesures récentes de manière à contraindre ces modèles.

Quelques autres études ont cherché à calculer des spectres de rayonnement UV dans la zone de la série de Lyman en y joignant les raies des systèmes de Lyman et Werner du dihydrogène. Dans la plupart des cas, ces études ne comportent pas de partie transfert radiatif très élaborée.

Nous allons étudier les caractéristiques des rayonnements de la série de Lyman qui nous concernent, mais avant cela, il convient de dire quelques mots sur le rayonnement issu du Soleil. C'est en effet lui qui joue le rôle principal d'initiateur du rayonnement planétaire.

3.3. Le rayonnement Lyman du Soleil.

Il est assez évident que le rayonnement Lyman du Soleil est un des plus important dans l'UV. Les premières études sont issues des mesures réalisées par des fusées balistiques. Les premiers spectres des raies Lyman datent donc de la fin des années 1960. Bruner et Rense (1969) ont obtenu des spectres pour la raie Lyman alpha. Nicolas et al. (1976) ont publié des données sur le profil de la raie Lyman beta. Lemaire et al. (1978) ont mesuré des spectres pour Lyman beta et gamma et ont proposé de modéliser ces spectres par des doubles gaussiennes. Ces spectres ont été utilisés par la suite pour les modélisations du transfert radiatif dans l'atmosphère de Jupiter surtout dans le cas de Lyman beta.

Ces spectres en double gaussienne ont été confirmés par un réexamen de résultats de fusée balistiques (Meier, 1995) mais l'auteur suggérait une simple gaussienne pour les raies Lyman gamma et suivantes. Cependant, les mesures sur la raie Lyman gamma sont faussées par l'absorption due à N_2 dans la haute atmosphère terrestre (Meier, 1995). Les dernières mesures effectuées par l'instrument SUMER à bord de la sonde SOHO (Warren et al., 1998) donnent des profils en double gaussienne y compris pour Lyman gamma. On peut noter que les profils issus de SOHO sont plus larges que les profils de Lemaire et al. (1978) pour la raie Lyman beta. Par contre la raie Lyman alpha remesurée par SUMER le 15 septembre 1996 (Lemaire et al., 1998) est très similaire à celle issue des précédentes mesures de Lemaire le 18 février

1976 (Lemaire et al., 1978). Ces mesures correspondent à un Soleil calme. $f_{10.7}$ est égal à 70,1 pour les mesures de 1976 et à 66,5 pour les mesures de 1996.

Remarque : $f_{10.7}$ est un indice caractéristique de l'activité solaire. Il s'agit de l'intensité de l'émission radio à 10,7 cm reçue sur Terre. Cet indice s'exprime en $10^{-22} \text{ W.m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$. Un indice inférieur à 100 correspond à un soleil calme. Un indice supérieur à 200 correspond à un soleil actif.

3.4. Les études récentes.

Nous allons maintenant nous arrêter plus longuement sur les résultats des études des rayonnements Lyman de Jupiter. Nous étudierons d'abord les zones équatoriales diurnes (dayglow) puis les zones aurorales.

Le cas de Saturne sera évoqué dans le chapitre consacré à cette planète.

3.4.1. Lyman α .

3.4.1.1. Dayglow.

La formation du rayonnement Lyman alpha d'une planète est extrêmement complexe. De grandes quantités de paramètres sont à prendre en compte si on veut pouvoir modéliser avec précision ces émissions. Wallace et Hunten (1973) ont tenté de montrer, en comparant leurs modèles avec les mesures de Voyager 1 et 2, que la quasi-totalité du rayonnement Lyman alpha de Jupiter était due à la diffusion résonante de la raie solaire par l'hydrogène atomique. Cependant, de gros écarts subsistaient entre les modèles de Wallace et Hunten (1973) et de Yung et Strobel (1980) d'une part, et les mesures de Voyager (Braodfoot et al., 1979 ; Sandel et al., 1979) d'autre part. On pouvait surtout remarquer que les modèles sous-estimaient la brillance du disque et que la variation centre-limbe, en cosinus, prévue par les modèles n'était pas respectée (Gladstone, 1983 ; Yelle, 1988).

D'autres explications permettant de rendre compte de ce phénomène ont été recherchées. Shemansky (1985) fit une tentative en essayant de lister l'ensemble des sources internes possibles de photons Lyman alpha, notamment en considérant « l'electroglow ». Il s'agit des émissions de l'hydrogène atomique issues des collisions entre les électrons de basses énergies de l'ionosphère et les molécules ou atomes d'hydrogène.

Il a fallu attendre que de nouvelles méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif se développent pour que l'on puisse mieux comprendre le rayonnement diurne de cette planète (Ben-Jaffel et Vidal-Madjar, 1989 ; Gladstone, 1988). Ces méthodes ont permis de rendre compte de la variation du centre vers le limbe de l'intensité émise. Il a alors été admis que les sources collisionnelles n'avaient pas (ou peu) à être prises en compte dans l'explication du rayonnement Lyman alpha de Jupiter, et que le phénomène dominant était bien la diffusion par l'atmosphère du rayonnement solaire (Emerich et al., 1993). Selon les mêmes auteurs ces sources collisionnelles ne peuvent représenter plus de 10% du rayonnement diurne de la planète. Ceci dit, l'on peut remarquer que ces sources collisionnelles existent probablement et les informations que l'on peut espérer en tirer, ne seront pas forcément négligeables.

L'avantage des nouvelles méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif est qu'elles permettent de prendre en compte les redistributions en fréquence au sein de la raie elle-même. Cela a permis de modéliser l'émission de la raie Lyman alpha à très haute résolution (80 à 100 fréquences par Å) et donc de tirer des informations du profil de la raie elle-même. Ces modèles ont permis de prendre en compte plusieurs types de redistributions en fréquence (cf. annexe 4), notamment la redistribution partielle (Ben-Jaffel et al., 1988 ; Gladstone, 1988) issue des calculs de Hummer (1962).

Récemment, des études ont été effectuées sur le chevauchement des raies Lyman alpha du Deutérium et de l'hydrogène (Parkinson 2002, Griffioen 2000). C'est la première étude, appliquée aux planètes géantes, de raies chevauchées dans le cadre d'un transfert radiatif.

D'autre part en 1980, a été découverte la singularité (Bulge) Lyman alpha sur l'équateur de Jupiter (Sandel et al., 1980 ; Clarke et al., 1980a) que les modèles furent incapables d'expliquer. Cette singularité observée par une fusée balistique en 1978 et par la mission Voyager en 1979, est caractérisée par une forte asymétrie du rayonnement Lyman alpha centrée sur l'équateur magnétique et autour de la longitude $\lambda_{III}=100^\circ$ dans le système magnétique de repérage des longitudes (système III). Les mesures Voyager montrent une intensité intégrée de 18 kR dans le bulge contre 12 kR hors du bulge (Emerich et al., 1993).

Pour expliquer ce bulge, l'existence de vents supersoniques a été évoquée (Sommeria et al., 1995). Ces vents thermosphériques proviennent des zones de fortes activités aurorales nord et sud et convergent dans la zone du bulge provoquant ainsi le chauffage de la couche d'atmosphère. Ce chauffage augmente les sections efficaces d'émission de l'hydrogène atomique, ce qui entraîne une augmentation de l'intensité du rayonnement Lyman alpha.

La simulation du rayonnement diurne Lyman comparée à des mesures, permet de calculer la hauteur colonne d'hydrogène atomique. En couplant ces simulations avec la résolution des équations de diffusion ainsi qu'avec des modèles photochimiques, on a la possibilité de calculer les coefficients de diffusion turbulente. A l'aide de méthodes de transfert radiatif plus récentes Ben-Jaffel et al. (1993) ont pu calculer une hauteur colonne de H égale à $3,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ en ajustant les variations centre-limbe obtenues par la sonde Voyager.

Pour compléter, on peut remarquer que des tentatives d'explication du rayonnement d'autres raies ont été faites, notamment la raie de l'hélium à 584 Å. Cette raie a été étudiée grâce à un code de transfert radiatif et des comparaisons avec les mesures Voyager ont été effectuées pour Jupiter et pour Saturne (Vervack et al., 1995 ; Parkinson et al., 1998). Cela a permis de calculer par un autre biais le coefficient de diffusion turbulente.

3.4.1.2. Les zones aurorales.

Les premières allusions aux aurores polaires sur Jupiter sont issues de calculs théoriques prédisant ces aurores puisqu'un champ magnétique avait été identifié. Des tentatives répétées de détection de ces aurores ont été faites dans le courant des années 1960 et 1970 (Smith et al., 1963 ; Dulk et Eddy, 1966 ; Clary et Hunter, 1975 ; Holman et Hunter, 1977). Il a fallu attendre les observatoires en vol et les premières missions spatiales pour les visualiser avec certitude. Les premières observations ont été faites par Voyager 1 (Broadfoot et al., 1979 ; Sandel et al., 1979) et par le satellite IUE en 1978-1979 (Clarke et al., 1980b) dans les domaines de Lyman alpha et des systèmes de Lyman pour l'hydrogène moléculaire. Les intensités relevées par I.U.E. sont comprises pour Lyman alpha entre 8 kR et 42 kR (Yung et al., 1982). Elles sont beaucoup plus fortes pour le système de Lyman pour H₂, pour lequel elles sont comprises entre 17 kR et 100 kR (Yung et al., 1982). Selon Bhardwaj et Gladstone (2000), les intensités atteignent en fait entre 100 kR et 500 kR pour H₂ (jusqu'à 2 MR dans certaines conditions) et entre 50 kR et 150 kR pour Lyman alpha.

La question fut alors de connaître la nature des particules précipitées : protons, électrons ou ions lourds (Waite et al., 1988) ainsi que les énergies correspondantes. La question de la localisation de l'ovale auroral fut également posée.

Par la suite, d'autres mesures ont été faites par les instruments de Hubble notamment GHRS (Trafton et al., 1994 ; Kim et al., 1997 ; Dols et al., 2001) et FOC (Dols et al., 1992), par la

sonde Galileo (Ajello et al., 1998 ; Pryor et al., 1998 ; 2001), et par HUT (Morrissey et al., 1997). Elles ont permis d'affiner la connaissance que l'on a des aurores joviennes.

Rego (1994) a modélisé les émissions aurorales pour la raie Lyman alpha. Il a calculé les taux volumiques d'excitation dus aux protons et aux électrons précipités. Pour diagnostiquer les particules et les énergies des particules précipitées, il a tenté de modéliser les rapports de couleur entre les bandes de Werner et Lyman de l'hydrogène moléculaire et la raie Lyman alpha. Il a donc été dans l'obligation de coupler un code de transport de particules aux modèles de transfert radiatif.

Ce code prenait en compte une dégradation continue d'énergie. Le diagnostic ne permet pas de déterminer précisément les énergies des particules incidentes. Par contre leur nature semblait assez bien déterminée par les rapports de couleur (Rego, 1994).

De plus, il a prédit un phénomène de « self-reversal » sur la raie Lyman alpha dans les zones aurorales (Rego, 1994)¹. Ce phénomène a ensuite été mis en évidence par le HST à l'aide de l'instrument GHRS (Prangé et al., 1997 ; Rego et al., 2001).

Les résultats couplés de Galileo et HUT ont permis de calculer que les électrons précipités sont constitués de deux populations distinctes ; une d'électrons « mous » avec des énergies entre 20 eV et 200 eV et une autre d'électrons « durs » dont les énergies sont comprises entre 5 keV et 100 keV.

Le problème de la localisation des ovales auroraux a été résolu assez récemment, grâce aux images du HST (Pailler, 2001). L'ovale principal se trouve à L~15-30 pour les électrons.

Il faut remarquer que les aurores polaires joviennes n'ont pas été étudiées uniquement dans l'UV. Des mesures ont été effectuées dans l'IR pour étudier les effets de l'ion H_3^+ (Grodent et al., 2000). La mission ROSAT pour les rayonnements X a permis d'observer ces aurores dans le domaine des X (Waite et al., 2000). Cela a permis de mettre en évidence la précipitation d'ions lourds de soufre et d'oxygène ayant des énergies supérieures à 300 keV par nucléon (Bhardwaj et Gladstone, 2000).

¹ Dans ces cas, le profil de la raie présente deux pics décalés du centre de la raie et une faible intensité au centre.

3.4.2. Lyman β .

La raie Lyman beta a été beaucoup moins étudiée que sa grande sœur Lyman alpha, pour plusieurs raisons :

- tout d'abord elle n'est pas conservative et présente de l'auto-absorption. Cela complique de manière importante les calculs à effectuer pour modéliser son rayonnement et surtout cela complique les interprétations des résultats des calculs,
- ensuite, elle présente une coïncidence avec une raie d'une bande froide du système de Lyman pour H_2 . Il s'agit de la raie P(1) de la bande 6-0. Il est donc particulièrement difficile de distinguer les effets dus à H_2 de ceux dus à H.

Récemment quelques études ont été réalisées sur Lyman beta. Gladstone (1988) a appliqué son code à cette raie de manière à illustrer les effets des raies non conservatives. Il n'a pas pris en compte la coïncidence. Feldman et al. (1993) ont étudié les résultats de HUT dans l'UV y compris autour de la raie Lyman beta avec une résolution de 3 Å. Ils en ont déduit des spectres UV des systèmes de Lyman et Werner et de la série de Lyman. Le rôle de Lyman beta y est longuement discuté. Enfin Liu et Dalgarno (1996) ont modélisé le spectre de Jupiter dans l'UV et ont ainsi calculé les effets de la fluorescence induite par les coïncidences entre des raies solaires et des raies du système de Lyman du dihydrogène. Ils prévoient un rayonnement diurne de 17,5 R issu directement de Lyman beta et de 10,4 R issu de la fluorescence de la raie de H_2 . Le total de 28 R est très proche des 30 ± 7 R prévus par Feldman et al. (1993) mais les flux solaires incidents ne sont pas les mêmes puisque dans un cas, ils considèrent 8 kR à 1 A.U. (Liu et Dalgarno, 1996) et dans l'autre 6 kR (Feldman et al. 1993). Il faut noter que ces deux dernières études ne présentent pas de partie transfert radiatif évolué. Les auteurs ont utilisé une loi de Beer-Lambert pour calculer les émissions sortant de l'atmosphère.

3.4.3. Lyman γ .

Très peu d'études ont été faites sur la raie Lyman gamma émise par les planètes géantes. Les raisons en sont multiples :

- d'abord, cette raie est beaucoup moins intense ce qui la rend plus difficile à observer surtout si l'on veut améliorer la résolution,

- ensuite la raie solaire Lyman gamma a été beaucoup moins étudiée que les deux premières et les données sur le profil de cette raie sont rares. Les seules mesures fiables proviennent de l'instrument SUMER sur SOHO.
- Enfin il existe là encore des coïncidences entre la série de Lyman et le système de Lyman pour H₂. Ces coïncidences sont encore plus critiques que pour Lyman beta puisque la coïncidence se fait avec deux raies et que les différences de longueur d'onde sont extrêmement faibles. Il s'agit des raies 11-0 R(1) et 12-0 P(4).

On peut tout de même citer les travaux de Liu et Dalgarno (1996) qui abordent rapidement ces coïncidences en calculant les spectres UV déjà cités. Ils prévoient que 69% du flux solaire incident est absorbé par la raie de H₂. Le rayonnement ré-émis sur la transition Lyman gamma est alors de 17 R. De même Feldman et al. (1993) prévoient un rayonnement Lyman gamma de 16 ± 5 R à partir des mesures faites par HUT à 3 Å de résolution.

3.4.4. Les systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire.

On a vu que les études de la série de Lyman pour l'hydrogène atomique sont très liées aux systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire. Les plages de longueurs d'onde concernées sont très proches et les observations concernent, en général, à la fois la série de Lyman et les systèmes de Werner et Lyman.

Ces systèmes sont provoqués par deux transitions électroniques de l'hydrogène moléculaire : la transition entre l'état fondamental $X^1\Sigma_g^+$ et l'état excité $B^1\Sigma_g^+$ pour le système de Lyman, et la transition entre les états $X^1\Sigma_g^+$ et $C^1\Pi_u$ pour le système de Werner. Des tables assez complètes de ces systèmes ont été publiées (Abrall et Roueff, 1989 ; Agrall et al., 1993a ; 1993b). Les mesures proviennent de calcul ab-initio.

Les premières observations joviennes de ces systèmes de raies remontent aux missions Voyager (Mc-Connel et al., 1980) et à la mise en service de l'instrument IUE (Clarke et al., 1980). Les intensités globales de ces systèmes sont comparables voire supérieures aux intensités de la raie Lyman alpha.

Les comparaisons des intensités émises par ces systèmes avec les raies de la série de Lyman ont permis de calculer des rapports de couleur pour les zones aurorales. Ces rapports de couleur sont un des outils de diagnostic des aurores. Ils permettent de connaître l'altitude d'émission d'un rayonnement par le biais de l'absorption par les hydrocarbures des photons issus des couches profondes de l'atmosphère.

Le principal point qui nous intéresse ici est que les raies de ces systèmes se situent dans une zone de longueur d'onde commune avec la série de Lyman pour l'hydrogène atomique générant ainsi des coïncidences entre les raies. Les effets de chevauchement dus à ces coïncidences entraînent des couplages dans le cadre du transfert radiatif.

4. La spécificité des atmosphères des planètes géantes pour le rayonnement Lyman.

Comme on vient de le constater, la spécificité des planètes géantes est la coexistence de l'hydrogène sous forme atomique et moléculaire dans des quantités assez similaires. Par ailleurs, la proximité des spectres de H et de H₂ dans l'UV entraîne des chevauchements de raies. Cette particularité des atmosphères des planètes géantes donne à ces coïncidences une grande importance, d'autant plus que les températures concernées sont assez élevées ($T_{\text{exo}} = 1100\text{K}$) pour peupler un grand nombre de niveaux rotationnels, voire les premiers niveaux vibrationnels, tout en restant en deçà des limites de dissociation complète de H₂.

Il existe bien sûr d'autres objets présentant des molécules et donc du dihydrogène. On pense bien évidemment aux nuages moléculaires. Ces nuages sont à des températures bien plus basses que les planètes géantes et sauf flux UV important, il est peu probable que l'on trouve beaucoup d'hydrogène atomique. Cependant dans les gaz moléculaires chauds soumis à l'influence d'une source de rayonnement Lyman alpha ou beta, on constate des effets de fluorescence sur les systèmes de Lyman et Werner (Shull, 1978 ; Dopita et Sutherland, 2003). Ces fluorescences ont été observées par Jordan et al. (1977) dans le spectre des spots solaires avec la raie Lyman alpha. Depuis, elles ont été observées toujours avec Lyman alpha, par Schwartz (1983) et Curiel et al. (1995) sur des objets Herbig-Haro (HH 47). Cela révèle donc un effet de couplage entre la série de Lyman et les systèmes de Werner et Lyman mais sans qu'il n'y ait forcément coexistence des 2 formes de l'élément hydrogène.

Dans le cas de Lyman beta, il n'y a pas publication d'observation de fluorescence des raies de H₂ sauf dans le cas des planètes géantes. On remarque cependant que Lyman beta provoque des fluorescences sur des raies atomiques de O I (Mécanisme Bowen ; Bowen, 1947), S I, Fe II.

Cela révèle bien la spécificité des planètes géantes dans ce mécanisme d'interaction entre les rayonnements issus de H et de H₂. Remarquons que les planètes extra-solaires récemment découvertes doivent être le siège de couplages du même type. Les études du rayonnement Lyman de ces planètes se développent. Récemment, Vidal-Madjar et al. (2003) ont pu identifier l'atmosphère d'une de ces planètes par le biais de l'absorption qu'elle provoque dans le rayonnement Lyman alpha de son étoile mère. Si des moyens de détection suffisamment fins se développent, il est très probable que l'on puisse détecter les

rayonnements issus de H_2 et donc les couplages avec la série de Lyman pour l'hydrogène atomique.

Le développement de méthodes de transfert radiatif pour des raies chevauchées permet de prendre en compte les effets de couplages entre H et H_2 influant sur les raies de la série de Lyman. Ces chevauchements vont modifier de façon importante les intensités et les profils de ces raies.

Le but de ce travail est de comprendre comment ces chevauchements agissent, quelles sont leurs influences sur les profils de raies et quelles informations spécifiques il est possible d'obtenir grâce à ce biais.

Nous allons dans un premier temps étudier en détail la physique et les moyens de résolution de ce problème de chevauchement de raies. Nous appliquerons cette méthode au chevauchement entre Lyman beta et la raie 6-0 P(1) du système de Lyman pour l'hydrogène moléculaire dans le cas de Jupiter. Ce chevauchement est en effet un des plus important concernant une bande froide. Par la suite, nous l'étendrons aux chevauchements de la raie Lyman gamma avec les raies du système de Lyman, toujours dans le cas de Jupiter.

L'étape suivante sera d'adapter ces simulations vers Saturne de manière à comprendre les spécificités des rayonnements Lyman de cette planète dans le cadre de ce couplage.

Enfin nous aborderons le problème des coïncidences avec des bandes chaudes dans les cas Lyman alpha, beta, et gamma. Les effets de ces coïncidences avec des bandes chaudes vont nous permettre d'obtenir les populations des niveaux d'énergie et donc les températures vibrationnelles et/ou rotationnelles. Les faibles densités de particules dans la haute atmosphère des planètes géantes ne permettent pas d'avoir un équilibre thermodynamique local et il est très probable que les températures vibrationnelles ne soient pas égales aux températures cinétiques.

Chapitre 2 : Théorie, modélisation, résolution.

Dans la suite de ce travail, les paramètres utilisés seront, sauf indications contraires, relatifs à Jupiter. Seul le chapitre sur Saturne (Chapitre 4) n'est pas concerné par cette indication.

Nous allons maintenant étudier les bases théoriques du transfert radiatif ainsi que les méthodes que l'on a mis en œuvre pour résoudre ce problème. Nous étudierons ensuite les paramètres d'entrée du code que nous avons utilisés.

1. L'équation de transfert radiatif.

Les formulations de l'équation de transfert peuvent être extrêmement variées, selon les paramètres du problème. Dans notre cas, nous utiliserons les hypothèses suivantes :

- Sur le plan non radiatif, l'équilibre local est à peu près assuré à basse altitude (~500 km). Par contre, à haute altitude il est extrêmement probable que les équilibres ne soient pas établis même localement. Cependant, nous supposerons que les populations des niveaux d'énergie sont tout de même données par des distributions de Boltzmann pour l'ensemble de l'atmosphère. On considérera un équilibre thermodynamique local au moins partiel pour l'ensemble de l'atmosphère. Parkinson (2002) suggère que si des déséquilibres subsistent, ils concernent les températures vibrationnelles. Nous envisagerons les implications de ces déséquilibres dans le chapitre 5.
- Sur le plan radiatif, les émissions de l'atmosphère ne sont bien évidemment pas du type corps noir ou même corps gris puisque l'on considère des raies résonnantes et que l'équation de transfert radiatif sous-entend des parcours de photons sur de longues distances. L'équilibre thermodynamique local est donc partiel. (cf. annexes 3 pour compléter la discussion sur les équilibres thermodynamiques.)
- La fonction de phase en angle est toujours isotrope. En fait, la nature de la diffusion dépend pour une grande part de la taille des particules diffusantes. Plus elles sont petites devant la longueur d'onde, plus la diffusion est isotrope. Nous travaillons ici toujours sur des particules diffusantes très petites puisqu'il s'agit d'atomes ou de molécules très simples (essentiellement H et H₂). Les éventuelles ruptures de symétries, dues à des champs électromagnétiques ou à des vents, ne seront pas prises en compte dans ce travail.

- On travaillera à haute résolution (plusieurs dizaines de points par Å) car les profils de raies permettent d'obtenir des informations intéressantes sur l'atmosphère. On devra donc, pour pouvoir calculer ces profils de raies, prendre en compte les effets des redistributions en fréquence sur la raie elle-même. On sera alors obligé de considérer des simulations raie par raie, même si on considère plusieurs raies.
- On ne prendra en compte qu'une dimension pour l'atmosphère. Cette hypothèse est justifiée par l'isotropie de la diffusion des photons. L'atmosphère sera donc considérée comme plane, les propriétés ne varient donc qu'avec l'altitude. Par contre, la direction d'impact des photons sur l'atmosphère est importante puisque selon cette direction, l'épaisseur de chaque couche varie. Pour tenir compte malgré tout de la sphéricité de la planète, on utilisera des corrections qui nous permettront de calculer ce qu'il se passe lorsque l'on regarde le limbe de la planète.

Dans ces conditions l'équation de transfert radiatif qui décrit l'évolution d'un flux de photons $I(z,\mu,x)$ en photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ (Intensité spécifique), à l'altitude z , avec un angle $\theta = \arccos(\mu)$ et à une fréquence x , s'écrit :

$$\mu \frac{dI(z,\mu,x)}{dz} + E(x,z)I(z,\mu,x) = E(x,z)S(z,\mu,x) \quad 3$$

où $E(x,z)$ représente l'extinction (voir ci-après).

Le premier terme représente le terme de variations. Le terme source S nécessite, si l'on ne considère pas uniquement des diffusions cohérentes, l'introduction d'une fonction de redistribution en fréquence (cf. annexe 4).

En divisant par E et en explicitant le terme source S , on obtient :

$$\mu \frac{dI}{dz}(z,\mu,x) + E(x,z).I(z,\mu) = E(x,z). \frac{\bar{\omega}n_s(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_s(z,x) \int_{-1}^{+1} d\mu' r(z,\mu,x,\mu',x') I(z,\mu',x') \quad 4$$

Dans cette équation, on a :

μ : cosinus de l'angle d'incidence θ par rapport à la normale locale.

z : altitude.

x : fréquence sans dimension.

$$x = \frac{v-v_0}{v} \quad 5$$

v_0 = fréquence centrale de la raie que l'on étudie.

$$E(z,x) = n_s(z) \sigma_s(z,x) + n_a(z) \sigma_a(z) . \quad 6$$

$n_s(z)$ est la densité de particules diffusantes

$\sigma_s(z,x) = \sigma_0(z)\phi(z,x)$ est la section efficace de diffusion des particules. 7

σ_0 est la section efficace au centre de la raie et $\phi(x,z)$ est le profil d'absorption.

$E(z,x)$ est l'extinction totale par unité de longueur.

$n_a(z)$ est la densité de particules absorbantes.

σ_a est la section efficace des absorbants que l'on considère comme constante sur le profil de la raie.

$I(z,\mu,x)$ est l'intensité azimutale exprimée en $\text{photons.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{\AA}^{-1}$. Dans tout ce travail, l'intensité azimutale sera dans cette unité, sauf indication contraire. L'intensité intégrée que

l'on exprime en Rayleigh (R) est égale à $J = 4\pi \int_{-\infty}^{\infty} I dx$ pour une diffusion isotrope. L'intégrale

est effectuée sur toutes les longueurs d'onde et sur toutes les directions de l'espace.

On note que $1 \text{ R} = 10^6 \text{ ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

ω est l'albédo de diffusion simple pour la transition concernée.

$r(z, x', \mu', x, \mu)$ est la fonction de redistribution en fréquence R (z, x', μ', x, μ) divisée par le profil d'absorption. Dans la plupart des cas on utilise la fonction de redistribution moyennée en angle. Cela nécessite que la fonction de phase angulaire soit isotrope. On a vu que cela fait partie de nos hypothèses de départ. On note la fonction de redistribution moyennée en angle $R(z,x',x)$.

Dans le cas d'une diffusion isotrope :

$$R(z, x', x) = R(z, x', \mu', x, \mu) \quad 8$$

Le profil d'absorption est l'intégrale de la fonction de redistribution sur les fréquences x' .

$$\phi(z,x) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(z,x,x') dx' \quad 9$$

Cette fonction de redistribution est normalisée

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(z,x,x') dx dx' = 1 \quad 10$$

Le problème de la redistribution en fréquence est détaillé en annexe 4. Il faut malgré tout en dire quelques mots ici.

On distingue en général 3 cas de redistribution :

La redistribution cohérente :

$$R_{\text{coh}}(z, x, x') = \delta(x-x') \phi_v(a, x) \quad 11$$

Dans ce cas, on considère que sur le profil, la relaxation du système diffusant se fait toujours à la même fréquence que lors de l'absorption. Ce cas ne permet souvent pas de décrire les problèmes à haute résolution, sauf dans le cas où le milieu est extrêmement peu dense, froid et si l'on considère que les niveaux sont infiniment étroits.

Si le milieu est très dense, et que l'on est sûr qu'il y aura une collision lorsque la particule diffusante est dans l'état excité, alors on peut considérer qu'il y a complète indépendance entre les fréquences d'absorption et d'émission.

On considère alors la redistribution complète.

$$R_{\text{comp}}(z, x, x') = \phi_v(a, x') \phi_v(a, x) \quad 12$$

La fonction ϕ est le profil de Voigt. Il s'agit de la convolution d'une lorentzienne (largeur naturelle) avec une maxwellienne (largeur doppler).

$$\text{Il s'exprime de la manière suivante : } \phi_v(a, x) = \frac{2a}{\pi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (x-y)^2} \quad 13$$

a est le rapport entre la largeur naturelle et la largeur Doppler.

$$\text{De manière générale la largeur naturelle s'exprime par } \Delta v_{\text{naturelle}} = \frac{1}{4\pi\tau} \quad 14$$

où τ est la durée de vie de l'état excité. Le profil généré est alors une lorentzienne.

La largeur Doppler se calcule pour une distribution de vitesses des particules à l'équilibre thermique. On admet alors une distribution maxwellienne.

Cette largeur est égale à :

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2k_b T}{m_a}} \quad 15$$

où m_a est la masse de l'atome (ou de la molécule) et k_b la constante de Boltzmann, c est la vitesse de la lumière et T la température.

La redistribution complète nécessite que la durée de vie de l'état excité soit très supérieure au temps moyen de collision.

Le cas intermédiaire entre la redistribution complète et la redistribution cohérente pose un problème de traitement. Il est extrêmement difficile de décrire exactement ce qu'il se passe. Malheureusement c'est en règle générale le cas qui se présente. On a alors nécessité de déterminer une fonction qui permet d'obtenir une bonne approximation du problème. Ainsi a été définie la redistribution partielle (Hummer, 1962 ; Mihalas, 1978).

Le problème de la redistribution partielle, ainsi que l'expression de la fonction de redistribution dans ce cas, est traité en annexe 4.

2. La méthode adding-doubling.

2.1. La méthode de résolution.

Une des techniques de résolution, récemment développée, utilise une méthode « adding-doubling ». Il s'agit d'une méthode dite des ordonnancements discrets.

L'atmosphère est découpée en couches parallèles les unes aux autres, chacune des couches étant supposée infinie de manière à ne pas devoir considérer les effets de bords. Ainsi on peut rendre le problème unidimensionnel, ce qui était spécifié dans nos hypothèses de départ.

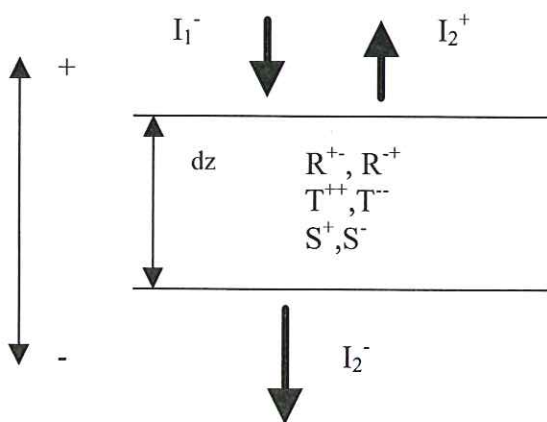


Figure 12 : jeu de coefficients à définir pour caractériser une tranche d'atmosphère. D'après Rego, 1994.

Pour chaque couche, il est alors possible de définir des coefficients de transmission constituant une matrice T, de réflexion constituant de même une matrice R, vers le haut (Matrices T^{++} et R^{+}) ou vers le bas (Matrices T^{--} et R^{-}), ainsi que des sources vers le haut (vecteur S^{+}) ou vers le bas (vecteur S^{-}).

La méthode consiste à sommer deux couches successives pour en faire une couche simple avec ses caractéristiques propres. On peut montrer aisément que les caractéristiques de la couche ainsi formées sont égales à :

$$\begin{aligned}
 R^{+-} &= R_2^{+-} + T_2^{++}(1 - R_1^{+-}R_2^{-+})^{-1}R_1^{+-}T_2^{--} \\
 T^{++} &= T_2^{++}(1 - R_1^{+-}R_2^{-+})^{-1}T_1^{++} \\
 S^{+} &= S_2^{+} + T_2^{++}(1 - R_1^{+-}R_2^{-+})^{-1}(R_1^{+-}S_2^{-} + S_1^{+})
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

Les exposants + et - indiquent des propagations vers le haut ou vers le bas. Le premier exposant concerne l'intensité après le passage dans la couche, le second l'intensité avant ce même passage.

Les trois autres coefficients se retrouvent alors en permutant les signes + et -.

Comme on travaille à plusieurs fréquences et à plusieurs angles, on utilisera pour chaque couche non pas de simples coefficients mais des matrices comprenant l'ensemble des angles et des fréquences considérés.

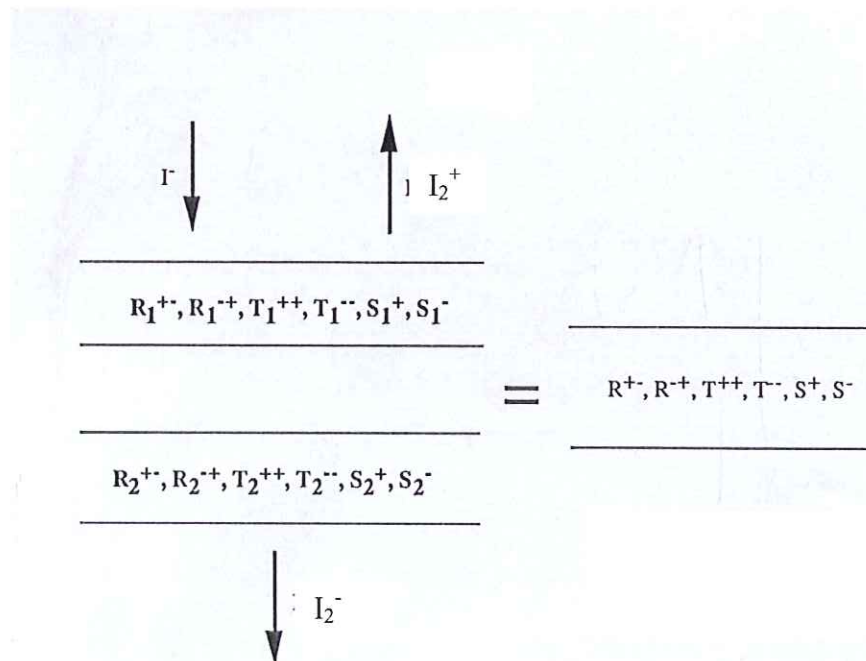


Figure 13 : somme de deux couches adjacentes. D'après Rego, 1994.

La couche ainsi formée est alors sommée avec une autre couche adjacente. La somme des couches se fait ensuite couche par couche sur l'ensemble de l'atmosphère en partant du bas, de manière à obtenir des coefficients pour l'atmosphère entière.

Pour améliorer la précision on divise chacune des couches que l'on a définies en un certain nombre (2^n) de couches identiques que l'on somme à nouveau selon le processus décrit plus haut (Méthode du doubling ; Ben-Jaffel, 1988).

De manière à prendre en compte le problème des échantillonnages en angle et en fréquence, on choisit de travailler avec des angles gaussiens (Ben-Jaffel, 1988). Les fréquences sont exprimées en unités Doppler.

$$x = \frac{v-v_0}{\Delta v_D} \quad 17$$

Le résultat est une matrice de réflexion pour l'atmosphère globale et éventuellement un vecteur source en plus. Chaque coefficient représente la proportion de rayonnement réémis à une fréquence donnée x' et pour un angle donné μ' lorsque le rayonnement incident est à une fréquence x et à un angle d'incidence μ .

2.2. Les conditions aux limites.

Au bas de l'atmosphère, on considère que tout est absorbé. L'albédo y sera donc nul. La matrice de réflexion pour la couche la plus basse est telle que :

$$R_{bottom}^{--} = 0 \text{ et } T_{bottom}^{--} = 1. \quad 18$$

$$\text{De plus } I^+(z_{bottom}, \mu, x) = 0 \quad 19$$

ou encore aucune source interne n'existe sous le niveau que l'on considère comme le fond de l'atmosphère.

Le haut de l'atmosphère reçoit le rayonnement solaire sans atténuation. On le calcule donc en ne tenant compte que de l'intensité de la raie à 5,2 U.A.

$$I^-(top) = I_{sun}(5.2 \text{ U.A.}) \quad 20$$

Dans les cas qui nous concernent les sections efficaces ne dépendent pas de l'intensité et le code permet d'obtenir un coefficient d'albédo pour l'atmosphère. On utilise donc souvent une intensité solaire normalisée à 1 et il convient ensuite de connaître le rayonnement solaire pour la raie.

Cette méthode présente plusieurs inconvénients mais le principal est qu'elle nécessite un temps de calcul assez long même avec un nombre de couches d'atmosphère assez limité. (environ 8h sur un Pentium 3, 800Mhz, pour 20 couches par exemple.). Nous avons donc été conduits à envisager une autre méthode de résolution, d'autant plus que des problèmes de droits d'auteur sur le solveur de cette méthode se sont présentés.

3. La méthode Feautrier (Feautrier, 1967).

Il s'agit là d'une autre méthode de résolution de l'ETR. Les codes construits à partir de cette méthode ont l'avantage d'être beaucoup plus rapides que ceux tirés de la méthode adding-doubling. De plus, elle est plus significative sur le plan physique et elle permet également de garder l'information sur les mécanismes prenant corps à l'intérieur de l'atmosphère, ce que ne permet pas la méthode adding doubling puisqu'on modélise l'atmosphère par une couche unique au final.

L'équation de transfert radiatif est bien sûr la même, mais une première astuce de cette méthode consiste à dissocier la radiation solaire incidente des radiations diffusées et à introduire celle-ci dans le terme source à droite de l'équation.

Dans ces conditions, le terme source s'écrit :

$$\begin{aligned}
 S(z, \mu, x) = & \left\{ \frac{\overline{\omega} n_s(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_s(z, x) \int_{-1}^{+1} d\mu' r(z, \mu, x, \mu', x') I(z, \mu', x') \right. \\
 & + \frac{\overline{\omega} n_s(z)}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_s(z, x) r(z, \mu, x, -\mu_0', x') \pi F \frac{\overline{\omega}}{4\pi} \exp\left(-\frac{\tau(z, x')}{\mu_0}\right) \\
 & \left. + \overline{\omega} \frac{V(z, x)}{4\pi} \right\} / E(x, z)
 \end{aligned} \tag{21}$$

πF est le flux solaire intégré.

$$\tau(z, x) = \int_{z_{\max}}^z n_s(z) \sigma(x, z') dz' \tag{22}$$

est l'épaisseur optique à l'altitude z et à la fréquence x .

$V(z, x)$ représente le terme source.

La méthode de résolution consiste à résoudre d'un côté le terme source puis ensuite à résoudre l'équation différentielle restante.

Pour cela, il faut faire en sorte que ne reste à droite de l'équation que le terme source lui-même. En d'autres termes, il faut éliminer I du terme source. On constate qu'il est possible d'écrire que :

$$\frac{d}{d\tau(z,x)} \left[I \cdot e^{\frac{-\tau(z,x)}{\mu}} \right] = -\frac{e^{\frac{-\tau(z,x)}{\mu}}}{\mu} S(z, \mu, x) \quad 23$$

On sépare alors en une équation vers le haut et une vers le bas,

$$I^+(z, \mu, x) = e^{-(\tau(z_{\min}, x) - \tau(z, x))/\mu} I^+(z_{\min}, \mu, x) + \int_{z_{\min}}^z dz' \frac{E(z', x)}{\mu} S(z', \mu, x) e^{-(\tau(z_{\min}, x) - \tau(z, x))/\mu} \quad 24$$

z_{\min}

et

$$I^-(z, \mu, x) = e^{-(\tau(z_{\min}, x) - \tau(z, x))/\mu} I^-(z_{\max}, \mu, x) + \int_z^{z_{\max}} dz' \frac{E(z', x)}{\mu} S(z', -\mu, x) e^{-(\tau(z, x) - \tau(z', x))/\mu} \quad 25$$

avec $0 \leq \mu < 1$.

En général, les conditions aux limites nous imposent $I^+(z_{\min}, \mu, x) = I^-(z_{\max}, \mu, x) = 0$. Attention, cela n'est vrai que pour les radiations diffusées, cela ne signifie pas que l'on a pas de source externe de rayonnement. On obtient alors :

$$S(z, \mu, x) = \frac{\overline{\omega n_s(z)}}{2E(z, x)} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_s(z, x') \left[\int_0^{+1} d\mu' r(z, \mu, x, \mu', x') \int_{z_{\min}}^z dz' \frac{E(z', x')}{\mu'} S(z', \mu', x') \cdot \exp\left[-\frac{\tau(z', x') - \tau(z, x')}{\mu'}\right] \right. \\ \left. + \int_0^{+1} d\mu' r(z; \mu, x, -\mu', x') \int_z^{z_{\max}} dz' \frac{E(z', x')}{\mu'} S(z', -\mu', x') \exp\left[-\frac{\tau(z', x') - \tau(z, x')}{\mu'}\right] \right] + S_0 \quad 26$$

où

$$S_0(z, \mu, x) = \frac{1}{E(z, x)} \left[\frac{\overline{\omega} n(z)}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_s(z, x) r(z, x, \mu, x', -\mu_0) \pi F(x') \exp\left[\frac{\tau(z, x')}{\mu_0}\right] \frac{\overline{\omega}}{4\pi} + \frac{\overline{\omega} V(z, x)}{4\pi} \right] \quad 27$$

Le cas où l'on doit prendre en compte des sources externes diffuses du type rayonnement interplanétaire nécessite de changer la condition aux limites pour le haut de l'atmosphère. La résolution précédente n'est alors plus possible.

La méthode Feautrier à proprement parler entre en jeu ici et permet de résoudre numériquement cette équation qui n'a pas de solution analytique. La méthode a été décrite en détails à de nombreuses reprises (Mihalas, 1978 ; Gladstone, 1983 ; Cannon, 1985). L'idée générale est basée sur le fait que lors de la résolution numérique de l'ETR apparaissent des petites erreurs dues à la discrétisation du problème. La présence d'un terme exponentiel dans l'équation risque de propager des erreurs qui pourraient devenir très importantes et faire perdre tout son sens à la solution. La méthode Feautrier consiste à utiliser une condition aux limites à chaque extrémité de l'atmosphère et à contraindre la solution en propageant les conditions aux limites. Le contrôle qu'exerce la propagation des deux conditions aux limites permet de contraindre l'évolution des erreurs croissant en exponentielle.

On peut ainsi commencer à résoudre l'équation de transfert radiatif (équation 3) en définissant l'intensité moyenne :

$$j(z, \mu, x) = \frac{1}{2} [I^+(z_{\min}; \mu, x) + I(z_{\max}; \mu, x)] \quad 28$$

et l'intensité nette (ou plutôt la moitié) dans une direction donnée.

$$h(z, \mu, x) = \frac{1}{2} [I^+(z_{\min}; \mu, x) - I(z_{\max}; \mu, x)] . \quad 29$$

D'après Gladstone (1983) cela permet de résoudre l'équation en terme de j . La méthode numérique pour résoudre les équations différentielles ainsi obtenues pour j est la méthode des différences finies.

4. Le code couplé.

Notre but est d'être en mesure d'effectuer des simulations prenant en compte, les effets de chevauchement des raies. Comme on l'a vu, c'est indispensable pour l'étude des raies Lyman alpha beta et gamma.

La méthode de traitement de raies qui ne sont couplées que par l'équation de transfert radiatif (raies chevauchées ou *overlapping lines*) a été développée récemment pour l'étude des raies Lyman alpha de l'hydrogène et du deutérium (Parkinson 2002, Griffioen 2001). Ce travail ne concernait que le chevauchement de 2 raies. Une partie importante du présent travail a consisté à écrire et à coder les équations qui permettent de prendre en compte le chevauchement d'un nombre important de raies. Le modèle utilise toujours la technique Feautrier pour résoudre l'équation de transfert radiatif. Il s'agit juste de réécrire le terme source. Dans le cas simple d'un couplage à deux raies (ici une raie de la série de Lyman de l'hydrogène atomique H et une raie du système de Lyman de l'hydrogène moléculaire H₂) celui-ci devient :

$$\begin{aligned}
S(z, \mu, x) = & \left\{ \frac{\overline{\mathcal{O}}_{H_2 n_{H_2}}(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_{H_2}(z, x') \int_{-1}^1 d\mu' r_{H_2}(z, \mu, x, \mu', x') I(z, \mu', x') \right. \\
& + \frac{\overline{\mathcal{O}}_{H n_H}(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_H(z, x') \int_{-1}^1 d\mu' r_H(z, \mu, x, \mu', x') I(z, \mu', x') \\
& + \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' (\overline{\mathcal{O}}_{H_2 n_{H_2}}(z) \sigma_{H_2}(z, x') r_{H_2}(z, \mu, x, -\mu_0', x') + \lambda_H n_H(z) \sigma_H(z, x') r_H(z, \mu, x, -\mu_0', x')) \\
& \left. \cdot \pi F(x') e^{[-\tau(z, x')/\mu_0]} \right\} / E(z, x)
\end{aligned} \tag{30}$$

$$\text{où } E(z, x) = n_H(z) \sigma_H(z, x) + n_{CH_4}(z) \sigma_{CH_4}(z) + n_{H_2}(z) \sigma_{H_2}(z, x) \tag{31}$$

$$\text{et } \tau = N_H(z) \sigma_H(z, x) + N_{CH_4}(z) \sigma_{CH_4}(z) + N_{H_2}(z) \sigma_{H_2}(z, x) \tag{32}$$

N_i est la hauteur colonne de l'espèce i . On suppose que la section efficace du méthane ne dépend pas de la fréquence.

On somme dans le terme source les contributions de chaque raie. Les deux raies peuvent être épaisses puisque que l'on prend en compte une redistribution en angle et en fréquence pour chacune d'elles. Cependant, elles ne peuvent pas être couplées directement en étant issues de niveaux d'énergies communs. On ne peut ainsi prendre en compte des raies de structure fine ou hyperfine.

L'extension à plus de 2 raies consiste sommer les contributions des autres raies. On obtient ainsi :

$$\begin{aligned}
 S(z, \mu, x) = & \sum_i \left\{ \frac{\bar{\omega}_i n_i(z)}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \sigma_i(z, x') \int_{-1}^1 d\mu' r_i(z, \mu, x, \mu', x') I(z, \mu', x') \right. \\
 & + \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' (\bar{\omega}_i n_i(z) \sigma_i(z, x') r_i(z, \mu, x, -\mu_0', x')) \\
 & \left. \cdot \pi F(x') e^{[-\tau(z, x')/\mu_0]} \right\} / E(z, x)
 \end{aligned} \tag{33}$$

$$\text{où } E(z, x) = \sum_j (n_j(z) \sigma_j(z)) \tag{34}$$

$$\text{et } \tau = \sum_j (N_j(z) \sigma_j(z)) \tag{35}$$

L'indice i correspond aux raies diffusantes, l'indice j à toutes les transitions à la fréquence x des constituants de l'atmosphère y compris celles qui ne font qu'absorber.

5. Les entrées du code.

Ma contribution personnelle au programme a été d'adapter le code à notre problème de couplage particulièrement à la gestion des spécificités dont nous avons besoin en entrée de code. Il a fallu modifier les entrées et surtout vérifier que le programme s'adaptait bien à notre problème. La prise en compte d'albédo de diffusion simple, différent de 1 pour l'ensemble des raies n'était par ailleurs pas assuré. De plus, le fait que l'espèce entraînant un couplage soit une molécule nous a obligé à ajouter les calculs des populations des niveaux d'énergie. Enfin le code qui était prévu pour fonctionner avec deux raies a été étendu à 7 raies (Cela sera indispensable dans le cas Lyman gamma pour certaines simulations du chapitre 5).

5.1. Le cas de Lyman beta.

Nous allons prendre en compte le couplage entre la raie Lyman beta et la raie 6-0 P(1) du système de Lyman.

Dans les entrées, on trouve bien évidemment l'atmosphère neutre, le flux solaire, les paramètres spectroscopiques des raies étudiées, et la géométrie. Examinons les en détails :

5.1.1. L'atmosphère neutre.

La résolution des équations de transport et de la photochimie permettant de constituer un modèle d'atmosphère est abordée en annexe 2. Le modèle que l'on adopte pour ces simulations a été généré par Parkinson (2002). La valeur du coefficient de diffusion turbulente retenue est $K_H \sim 2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ au niveau de l'homopause.

Pour la température, les mesures effectuées par Voyager (Broadfoot et al., 1981) ainsi que les mesures de la sonde Galileo (Seiff et al., 1997a) permettent de prendre une température exosphérique de 1100 K. Les profils utilisés sont ensuite basés sur les mesures de décélération de la sonde Galileo (Seiff et al., 1997b).

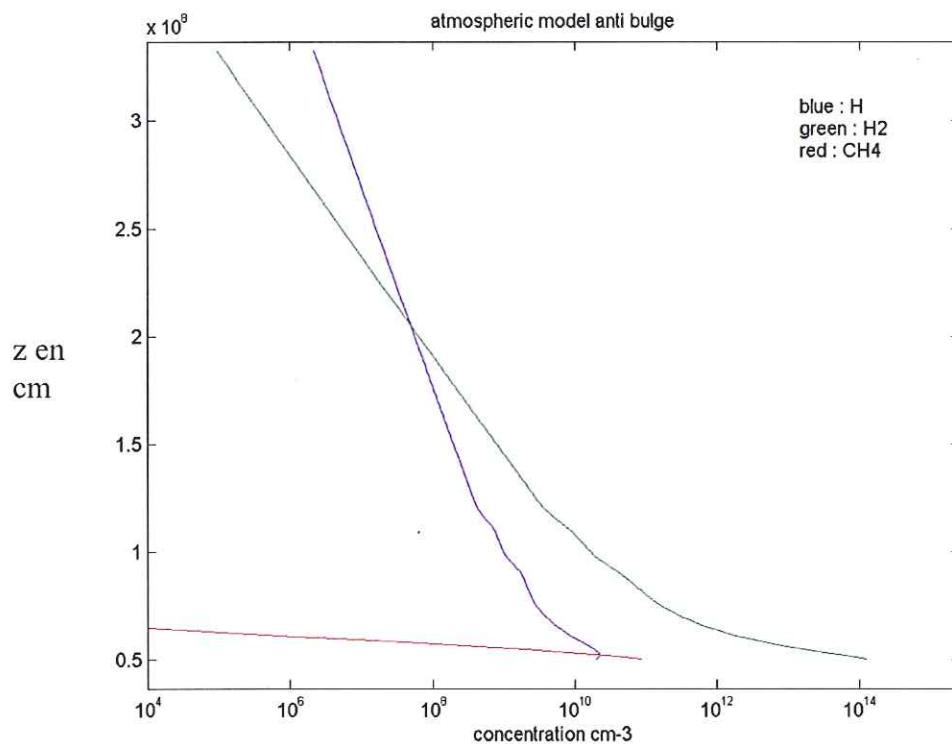


Figure 14 : modèle d'atmosphère de Jupiter. Les espèces prises en compte sont l'hydrogène atomique et moléculaire et le méthane. Les autres constituants n'interviennent pas dans le problème du rayonnement Lyman beta. Le niveau de référence correspond à la pression 1 bar.

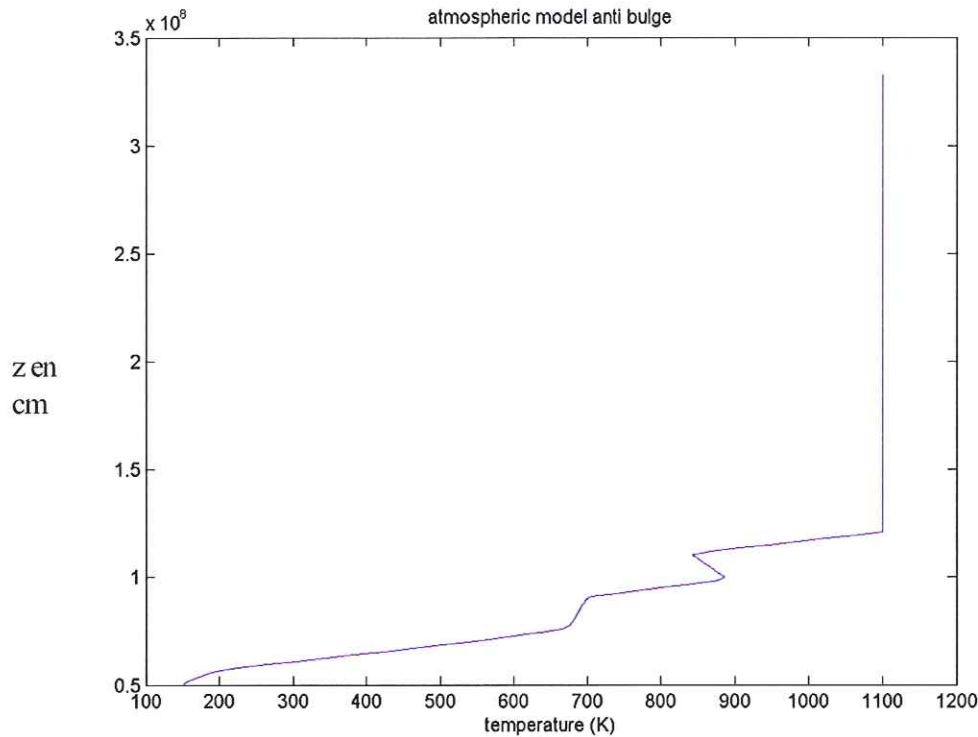


Figure 15 : profil de température de l'atmosphère jovienne.

Nous utiliserons une discrétisation telle que l'épaisseur optique de chaque couche soit à peu près constante. Notre nombre de couche n'est pas limité si ce n'est par le temps de calcul et la précision de nos modèles d'atmosphère. Nous avons choisi d'utiliser des atmosphères à 112 couches entre 550 km et 3325 km. Ces limites ne sont pas dues au hasard. En dessous de 550 km, les concentrations des hydrocarbures absorbants deviennent très importantes et les taux d'émissions que l'on peut espérer deviennent négligeables. Au-dessus de 3325 km, les concentrations en hydrogène atomique et moléculaire deviennent complètement négligeables et le rôle des couches à plus haute altitude devient très faible. Cependant la limite de 3325 km présente une part d'arbitraire et ne correspond pas à une transition particulière dans l'atmosphère. On pourrait considérer les couches à plus haute altitude sans que les résultats n'en soient pour autant significativement modifiés.

5.1.2. Le flux solaire.

Comme nous l'avons indiqué, nous utiliserons un profil de raie en double gaussienne. Le flux est donc de la forme :

$$\pi F(x) = \frac{\pi F}{2x_0\sqrt{\pi}} \left\{ \exp\left[-\left(\frac{x-x_1}{x_0}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(\frac{x+x_1}{x_0}\right)^2\right] \right\} \quad 36$$

où x_1 est le décalage de chaque pic, et x_0 est la largeur de chaque gaussienne.

La longueur d'onde au centre de la raie est 1025,72 Å pour Lyman beta.

πF est le flux solaire intégré sur les fréquences. Il s'agit du flux total de la raie arrivant sur la planète. Dans des conditions correspondant à un Soleil calme, πF est égal à $4,0 \times 10^9$ ph cm⁻²s⁻¹ à 1 U.A. (Lemaire, 1978). Jupiter se trouve à 5,2 U.A. du Soleil, et donc le flux au sommet de l'atmosphère est $1,48 \times 10^8$ ph cm⁻²s⁻¹. Nous utiliserons en général, dans ce travail, des flux solaires correspondant à un soleil calme.

De manière à pouvoir comparer avec Gladstone, on prend pour Lyman beta $x_0=12,5$ sdu (Unité Doppler) et $x_1=14,6$ sdu (pour cette raie 1 sdu=9,8 mÅ avec une température de référence de 500 K). Remarquons que si le transfert radiatif est linéaire avec le flux solaire total, il ne l'est pas avec le profil de la raie. Si l'on veut passer en Soleil plus intense, il faudra vérifier que le profil de la raie est toujours le même.

5.1.3. Les paramètres spectroscopiques.

Les paramètres spectroscopiques de Lyman beta ne posent pas de problème. On peut les trouver dans de nombreuses bases de données. Dans ce travail les paramètres atomiques ont été pris dans la base de données NIST (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents-atomic.html>). Ils correspondent à ceux de Gladstone. Le calcul de l'albédo de diffusion simple se fait de la manière suivante :

$$\varpi = \frac{A_{ij}}{\sum_k A_{kj}} \quad 37$$

où i est le niveau de départ de la transition, j le niveau d'arrivée, et k tous les niveaux correspondant à des transitions autorisées depuis le niveau j . Les A_{ij} sont les coefficients d'Einstein des transition correspondantes.

Ce calcul de l'albédo de diffusion simple présente des approximations. En effet, cela suppose que les systèmes de Lyman et Werner sont isolés, ce qui signifie que lorsqu'un photon est absorbé, il n'y a pas de relaxation par des processus n'appartenant pas à ces systèmes. Les transitions rovibrationnelles au sein du même état électronique sont donc exclues de ce calcul. D'autre part les éventuelles relaxations par collision ne sont pas prises en compte. Cela ne pose pas de problème pour l'atome d'hydrogène, les différences d'énergies entre les niveaux de valeur de n différents étant trop grandes (~ 10 eV soit $\sim 10^5$ K). Par contre l'hypothèse est assez sévère pour la molécule de H₂. Les niveaux sont assez rapprochés (~ 120 cm⁻¹ entre deux niveaux rotationnels sachant que $1\text{eV} \leftrightarrow 8065.5$ cm⁻¹) et il est probable que des relaxations

non radiatives interviennent. Elles diminueraient alors le coefficient d'albédo de diffusion simple, ce qui risque d'augmenter les effets de l'absorption des raies de H₂.

Cependant Liu et Dalgarno (1996), dans le travail sur le spectre de fluorescence de la molécule de H₂ dans l'atmosphère de Jupiter, considèrent que ces collisions n'entraînent pas de grandes modifications de l'albédo de diffusion simple puisqu'ils considèrent la même formulation. De plus, ils remarquent que les états électroniques excités peuvent être peuplés par des relaxations cascades dues à des collisions. On peut donc, dans un premier temps, considérer que globalement les collisions ne modifient pas l'albédo de diffusion simple pour la molécule de H₂. On gardera donc dans ce travail l'hypothèse de relaxations radiatives dans les systèmes de Lyman et Werner même si, par la suite, il serait intéressant de détailler ce problème. Il faut cependant garder à l'esprit que si les collisions jouent un rôle, il est très probable que cela diminuera l'albédo de diffusion simple.

Pour le cas de Lyman beta, i est le niveau 1s, j est le niveau 3p et il y a possibilité de relaxer sur le niveau 2s. On peut remarquer que les structures fines et hyperfines ne sont pas prises en compte dans ce travail. Les différences de longueur d'onde (5 mÅ pour Lyman alpha, 4 mÅ pour Lyman beta) induites par ces structures sont trop petites pour avoir une importance ici.

Pour l'hydrogène moléculaire, le problème est un peu plus complexe. L'ensemble des caractéristiques des raies du système de Lyman a été compilé par Abgrall et al. (1993). A partir de ces données, il reste à calculer l'albédo de diffusion simple. Nous ne considérons, pour faire ce calcul, que les transitions entre les deux états électroniques correspondant au système de Lyman. Il s'agit de transitions rovibroniques. Les règles de sélection sont :

$\Delta J = \pm 1$. $\Delta J = 0$ est interdit puisque les deux états électroniques concernés par le système de Lyman ont un nombre quantique $\Lambda = 0$. On a donc $\Delta \Lambda = 0$ ce qui entraîne cette interdiction.

Pour le système de Werner $\Delta \Lambda \neq 0$ donc $\Delta J = 0$ est autorisée. Cela donne lieu aux raies Q.

Il n'y a pas de règle de sélection pour les niveaux vibrationnels dans ce cadre.

Nous avons considéré l'ensemble des transitions autorisées listé par Abgrall et al. (1993) partant du niveau $v=6$, $J=1$ de l'état électronique $B^1\Sigma_g^+$ et atteignant l'état électronique fondamental.

Finalement $\varpi = 0.1357$.

La population de chaque niveau est donnée par :

$$N(vJ,z) = N_0(z) \frac{(2J+1)g_s \exp(-E_{vJ}/kT)}{\sum_{vJ} (2J+1)g_s \exp(-E_{vJ}/kT)}$$

38

où :

N_0 est la population totale pour H_2 à l'altitude considérée.

v est l'indice du niveau vibrationnel, J celui du niveau rotationnel.

k_b est la constante de Boltzman. $k_b = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

$E_{v,J}$ est l'énergie du niveau correspondant.

g_s est la dégénérescence de spin, qui est de 3 pour les nombres rotationnels impairs et de 1 pour les autres.

T est la température.

La somme est faite sur 15 niveaux rotationnels et 3 niveaux vibrationnels.

Energies en cm^{-1}	V=0	V=1	V=2
J=0	0	4161	8086
J=1	119	4275	8194
J=2	359	4502	8410
J=3	716	4842	8733
J=4	1189	5292	9160
J=5	1774	5848	9687
J=6	2445	6516	
J=7	3246	7277	
J=8	4142	8127	
J=9	5125	9061	
J=10	6215		
J=11	7362		
J=12	8573		
J=13	9855		
J=14	11183		

Tableau 6 : énergies des états rovibrationnels de l'état électronique fondamental. V est le niveau vibrationnel, J le niveau rotationnel. D'après Abgrall et al. 1993.

L'ensemble des niveaux d'énergies qui nous concernent sont réunis dans le tableau précédent.

Les paramètres spectroscopiques sont résumés dans le tableau suivant.

Raie	Longueur d'onde	g niveau fondamental	Energie niveau fondamental	f	A(s ⁻¹)	ω
H ly β	1025,72 Å	2	0 cm ⁻¹	0,0791	1,672x10 ⁸	0,8816
H ₂ P(1) 6-0	1025,93 Å	3x3	0 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,13566

Tableau 7 : paramètres spectroscopiques des raies étudiées dans le cas du couplage de Lyman beta.

Le méthane que l'on trouve à basse altitude est considéré comme un absorbant pur. Sa section efficace vaut pour la raie Lyman beta $3,2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ (Berkowitz, 1979). Elle est considérée comme constante sur tout le profil de la raie.

Nous n'avons pas d'information supplémentaire sur le profil d'absorption des raies de H₂, cependant il n'est pas déraisonnable de supposer un profil de Voigt, puisque l'on rencontre là encore de l'élargissement doppler et de l'élargissement naturel. Le paramètre a du profil est calculé comme indiqué dans les paragraphes précédents.

Le problème se pose maintenant de savoir quel type de redistribution en fréquence considérer. La distribution strictement cohérente n'a pas de sens ici lorsque l'on travaille à haute résolution et que l'on veut des informations sur le profil de la raie. D'un autre côté la redistribution complète suppose qu'il existe une indépendance complète sur le profil de raie entre l'absorption et l'émission. Cela suppose au moins une collision pendant la durée de vie de l'état excité.

Calculons les temps de libre parcours moyen :

A 500 km d'altitude, la concentration en H₂ est de 10^{14} cm^{-3} , soit une distance intermoléculaire de $2,15 \times 10^{-5} \text{ cm}$. Le gaz est en très forte majorité de l'hydrogène moléculaire :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_bT \quad 39$$

La température est $T = 150 \text{ K}$, la masse est celle de 2 protons soit $2 \times 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$, la vitesse moyenne d'agitation thermique est alors $v = 1,363 \times 10^3 \text{ m.s}^{-1}$ et le temps moyen entre deux collisions : $t = 1,58 \times 10^{-10} \text{ s} < \frac{1}{A}$ où A est le coefficient d'Einstein de la raie Lyman beta.

On constate que dans ce cas, le temps moyen entre deux collisions est inférieur à la durée de vie de l'état excité, il y a presque forcément une collision entre l'absorption du photon et l'émission.

A 1000 km, $T \sim 850$ K. La concentration est 10^{10} cm^{-3} de H_2 . Suivant le même calcul, on trouve $t = 1,43 \times 10^{-10} \text{ s} < \frac{1}{A}$.

A 2000 km, $T = 1100$ K. La concentration est $c_{\text{H}_2} = 0,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $c_{\text{H}} = 0,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$. On définit une masse moléculaire moyenne avec $m = 1,5 \times (\text{masse proton})$. La distance entre particules est $2,15 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. La vitesse moyenne des particules est de $5,02 \cdot 10^3 \text{ m/s}$. On peut donc définir un temps moyen entre chaque collision :

$$t = 5,9 \cdot 10^{-9} \text{ s} \sim \frac{1}{A}$$

A 3000 km, $T = 1100$ K. On obtient $t = 1,12 \cdot 10^{-8} \text{ s} > \frac{1}{A}$

Si on trace de manière plus générale ce temps de libre parcours moyen en fonction de l'altitude pour chacune des espèces, on confirme les calculs faits précédemment.

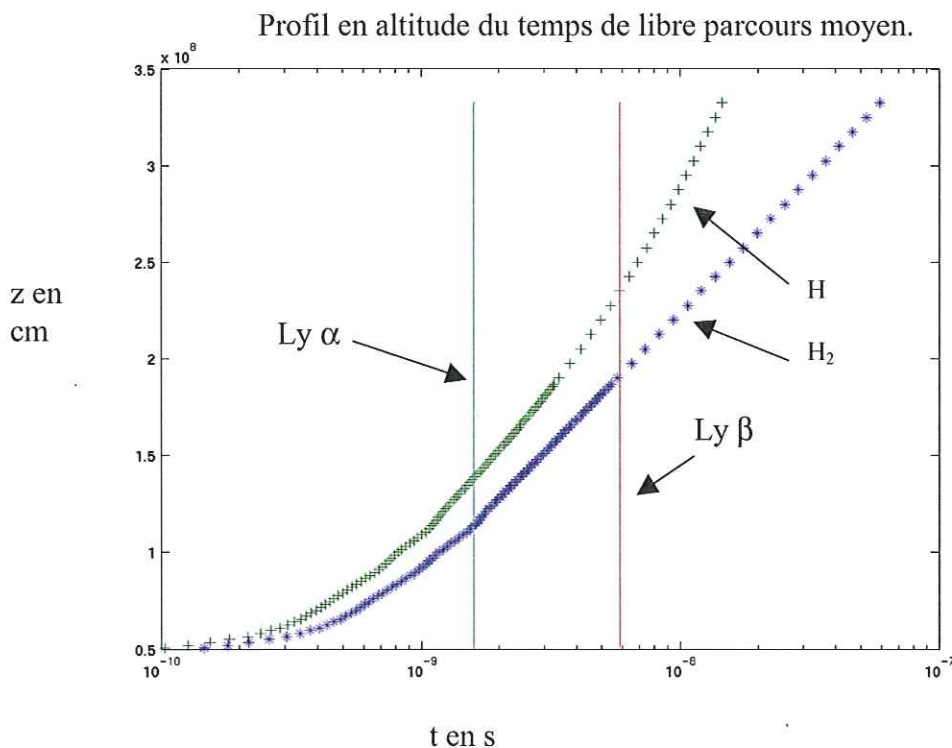


Figure 16 : Profil en altitude du temps libre parcours moyen pour H et H₂, comparaison avec la durée de vie des états excités pour Lyman alpha et beta.

Les temps de libre parcours moyen sont donc de l'ordre de grandeur de la durée de vie de l'état excité autour de 2000 km pour Lyman beta. A basse altitude, le temps de libre parcours moyen est beaucoup plus petit on est quasiment sûr qu'il y a bien une collision. C'est le contraire à haute altitude. On se trouve donc dans un cas intermédiaire, ce qui rend non physique la redistribution complète pour l'ensemble de l'atmosphère. Comme il est extrêmement complexe de changer la redistribution avec l'altitude, on a choisi d'utiliser la redistribution partielle. Cependant il faut encore choisir entre les cas I et II et le cas IV. Le cas IV n'a pas été traité de manière théorique, il semble difficile ici de le mettre en œuvre. Les travaux précédents sur Lyman alpha (Ben Jaffel et al., 1989 ; Griffioen, 2001 ; Parkinson, 2002) utilisent le cas II et obtiennent des résultats satisfaisants. Nous en resterons donc au cas II.

Les fréquences seront discrétisées et exprimées en unités Doppler. On utilise un jeu de 109 fréquences autour de la fréquence centrale auxquelles sont associés des poids. Les poids sont déterminés par quadrature de Gauss-Lobatto². Les résultats seront donnés en longueurs d'onde. Le zéro sera toujours la longueur d'onde de la raie centrale.

Enfin, il est important de vérifier que le niveau excité n'est pas significativement peuplé par une raie intense du Soleil résonnante avec une transition de H₂ arrivant sur ce niveau. Il faut surtout prendre garde à d'éventuelles bandes chaudes partant de niveau v=1.

Dans notre cas la bande chaude arrivant au niveau v_{ex}=6 de l'état électronique B¹Σ_u⁺, la transition correspondante a une longueur d'onde autour de λ~1070 Å. Cette zone est exempte de raie solaire intense et il ne se pose pas de problème dans ce cas là.

Nous négligerons dans un premier temps les éventuels mécanismes d'excitations qui pourraient peupler le niveau excité comme « *l'electroglow* » proposé par Shemansky (1985). En faisant cela nous respectons les conclusions de Feldman et al. (1993) qui concluent que la forte auto-absorption de la raie de H₂ permet de ne pas prendre en compte ce mécanisme. De plus, pour la raie Lyman alpha, les modèles (Emerich et al., 1993) prévoient que les sources internes ne peuvent contribuer à plus de 10% de l'émission.

² La quadrature de Gauss-Lobatto est une quadrature de type gaussien dans laquelle on fixe les extrémités de l'intervalle d'intégration.

5.1.4. La géométrie du problème.

Il est extrêmement important d'être précis lorsque l'on décrit la géométrie du problème. De nombreuses erreurs sont faites à cause d'imprécisions dans la description des paramètres géométriques lors des simulations.

Le code calcule l'intensité que l'on reçoit le long d'une ligne de visée. Cette ligne peut être interceptée par la planète ou passer à travers toute l'atmosphère lorsque l'on regarde au limbe. On définit un point de visée sur le disque, repéré par rapport au centre du disque.

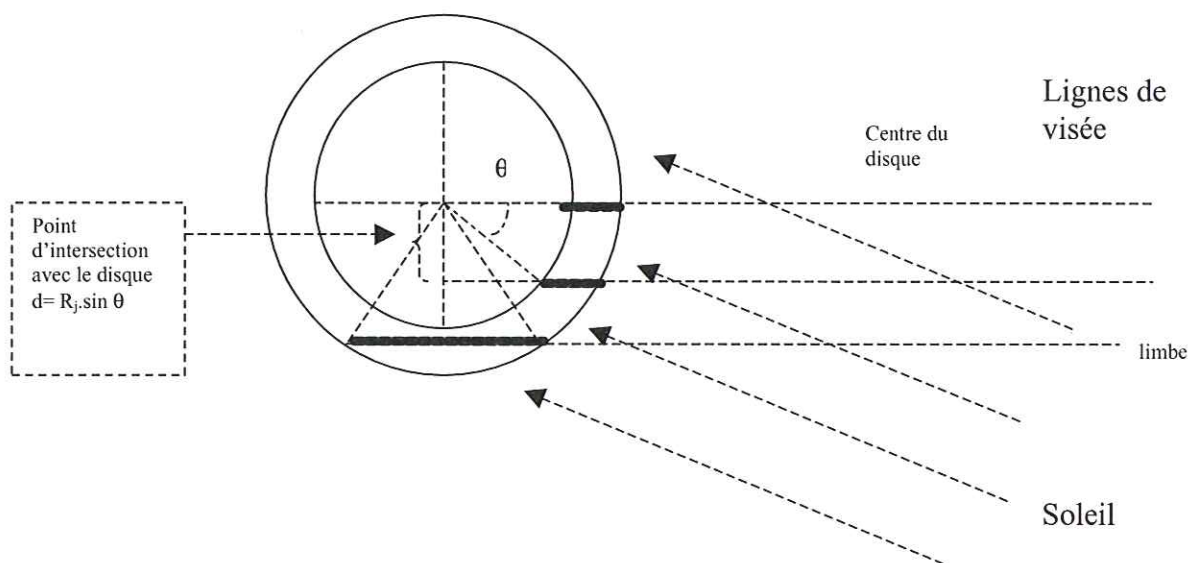


Figure 17 : géométrie de l'observation de la planète. Les traits en gras représentent le parcours de la ligne de visée dans l'atmosphère.

Au limbe, on aura donc un nombre supérieur à $1R_j$.

Le premier angle à définir est l'angle entre la ligne de visée et les rayons issus du Soleil. On considère, étant donnée la distance, que le faisceau de photons issus du Soleil est parallèle. Cette méthode de prise en compte de la géométrie permet de considérer les corrections dues à la sphéricité de la planète, même si l'on travaille avec une atmosphère plane en couches parallèles dans le code. Cette modification est impossible avec la méthode adding-doubling où le seul paramètre géométrique est l'angle d'incidence au sommet de l'atmosphère par rapport à la normale locale. La longueur de la ligne de visée n'entre pas en compte dans le calcul de l'intensité réfléchie par l'atmosphère et on ne peut faire les corrections de sphéricité.

La rotation de la planète autour son axe entraîne des vitesses importantes puisqu'elles atteignent 12 km/s à $1R_j$. Si l'observateur est fixe dans le référentiel héliocentrique, ces

vitesse impliquent un effet Doppler au limbe pas forcément négligeable puisqu'il est de l'ordre de $0,05 \text{ \AA}$. Cependant, nous avons choisi de ne pas le prendre en compte. Cet effet Doppler dépend de la vitesse de l'observateur dans le référentiel héliocentrique ainsi que du côté de la planète auquel on s'intéresse. Si c'est un côté matin l'effet sera vers le bleu, sinon ce sera vers le rouge. Il conviendra de tenir compte de ces effets lorsque l'on voudra comparer des mesures aux simulations. Il s'agira juste de décaler en bloc la raie.

Il existe également un effet doppler dû aux rotations propres du soleil et de la planète. Celui ci dépend de l'angle d'incidence des rayons et du point de visée sur la planète. Nous avons choisi de l'ignorer également car il faudrait alors, pour être significatif, savoir de quel point du soleil les photons ont été émis.

Le modèle d'atmosphère ne présente pas de variation en latitude ou en longitude. Pour la zone du bulge nous changerons complètement le modèle. Nous ne travaillons pas pour l'instant sur les zones à hautes latitudes.

5.2. Extension vers Lyman gamma.

On peut repérer (Abgrall et Roueff, 1993) 2 raies froides du système de Lyman du dihydrogène en coïncidence avec Lyman gamma ($\Delta\lambda < 0,2 \text{ \AA}$) avec des niveaux rotationnels assez bas ($J < 6$).

Il s'agit de la raie R(1) de la bande (11,0) de la bande de Lyman. Sa longueur d'onde est $\lambda = 972,63 \text{ \AA}$ alors que $\lambda_{ly\gamma} = 972,54 \text{ \AA}$. Selon Liu et Dalgarno, là encore une partie importante du flux Lyman gamma du Soleil est perdue par fluorescence des raies de H_2 en coïncidence. Par ailleurs, une autre raie très proche de la raie Lyman gamma est la raie P(4) de la transition (12,0). Sa longueur d'onde est $\lambda = 972,69 \text{ \AA}$.

La raie Lyman gamma n'est pas conservative. On a plusieurs possibilités de relaxation si un atome d'hydrogène se trouve dans l'état 4p :

Soit une transition directe 4p vers 1s, ce qui correspond à Lyman gamma.

Soit une transition par le niveau 3s ou 3d, ce qui correspond aux raies de la série de Paschen.

Soit une transition de 4p vers 2s, ce qui correspond à une raie Balmer beta.

On calcule donc de la même manière l'albédo pour une diffusion simple. Les coefficients d'Einstein proviennent de la base de données NIST. On obtient :

$$\omega=0,8357$$

Pour les raies de H₂, la méthode reste la même :

Pour la raie R(1) de (11,0) l'albédo de diffusion simple est $\omega = 0,2118$.

Pour la raie P(4) de (12,0) l'albédo de diffusion simple est $\omega = 0,09798$.

Raie	Longueur d'onde	g niveau fondamental	Energie niveau fondamental	f	A(s ⁻¹)	ω
H ly γ	972,54Å	2	0 cm ⁻¹	0,0791	1,672x10 ⁸	0,8357
H ₂ R(1) 11-0	972,63 Å	3x3	119 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,2118
H ₂ P(4) 12-0	972,69 Å	9	1189 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,09798

Tableau 8 : paramètres spectroscopiques des raies prises en compte dans le cas Lyman gamma.

Chapitre 3 : Les résultats sur Jupiter.

Nous allons maintenant étudier quels sont les résultats de nos simulations. Dans un premier temps nous validerons les résultats que nous obtenons grâce à la raie Lyman alpha. Ensuite, nous mettrons à profit ces simulations pour proposer des prédictions sur les raies Lyman beta et gamma pour la planète Jupiter.

Les sorties du code nous permettent d'obtenir :

- l'intensité azimutale en $\text{ph.cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ en fonction de la longueur d'onde,
- l'intensité intégrée sur les fréquences, en Rayleigh, pour différentes lignes de visée,
- Eventuellement, le terme source en fonction de l'altitude.

Dans la suite, les longueurs d'onde seront toujours repérées par rapport au centre de la raie.

1.1. Validation du code : La raie Lyman alpha.

Pour être sûr que le code fonctionne bien, nous avons comparé les résultats que nous obtenions avec des raies simples à des résultats déjà publiés.

Nous avons utilisé une redistribution partielle moyennée en angle, (*angle averaged partial redistribution function*) avec une quadrature de Gauss-Lobatto pour le calcul des angles.

Le flux solaire pour la raie Lyman alpha est égal à $5,0 \cdot 10^{11} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à 1 U.A. et les largeurs de raies sont celle utilisées par Gladstone (1988). Ce flux ne correspond pas à un soleil calme mais au flux détecté lorsque les sondes Voyager étaient dans la région de Jupiter. Lors des mesures effectuées par GHRS en 1995-1996, le soleil était plus calme et le flux Lyman alpha était de $2,6 \cdot 10^{11} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à 1 U.A. (Emerich et al., 1996).

Par rapport aux résultats de Gladstone (1988), nous enregistrons une augmentation d'un facteur deux environ, mais la densité colonne de notre modèle d'atmosphère est beaucoup plus grande que celle utilisée par Gladstone. Par contre, si l'on compare nos résultats à ceux de Griffioen (2001) sur Lyman alpha, on obtient des valeurs d'intensités équivalentes (13,3 kR contre 12,78 kR pour nos simulations avec le même flux solaire au centre du disque) et des profils de raies similaires. Dans ce cas, les modèles d'atmosphère sont très proches.

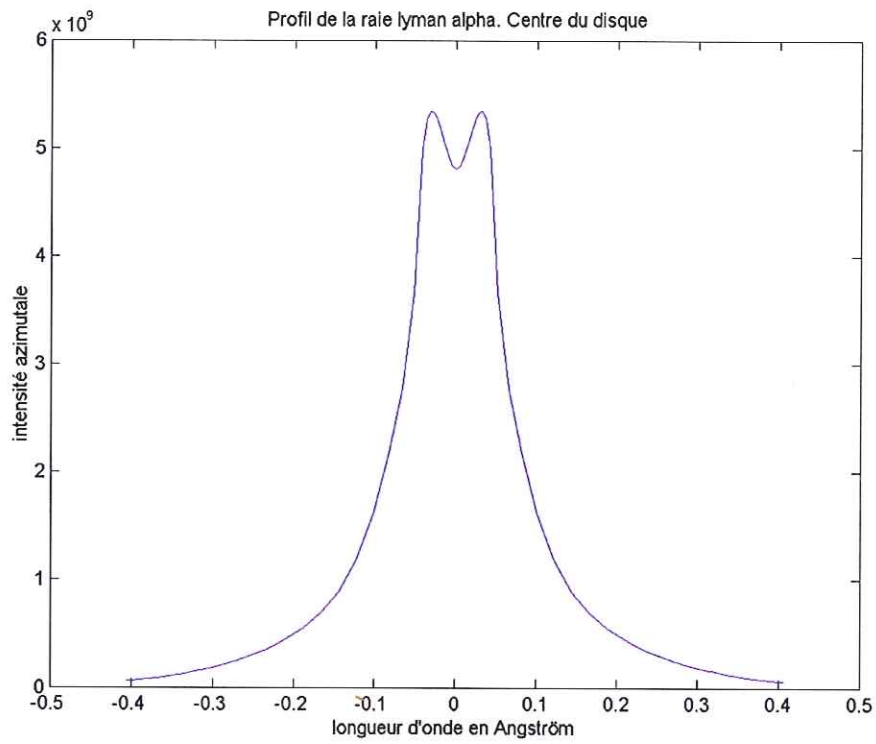


Figure 18 : profil de la raie Lyman alpha au centre du disque.

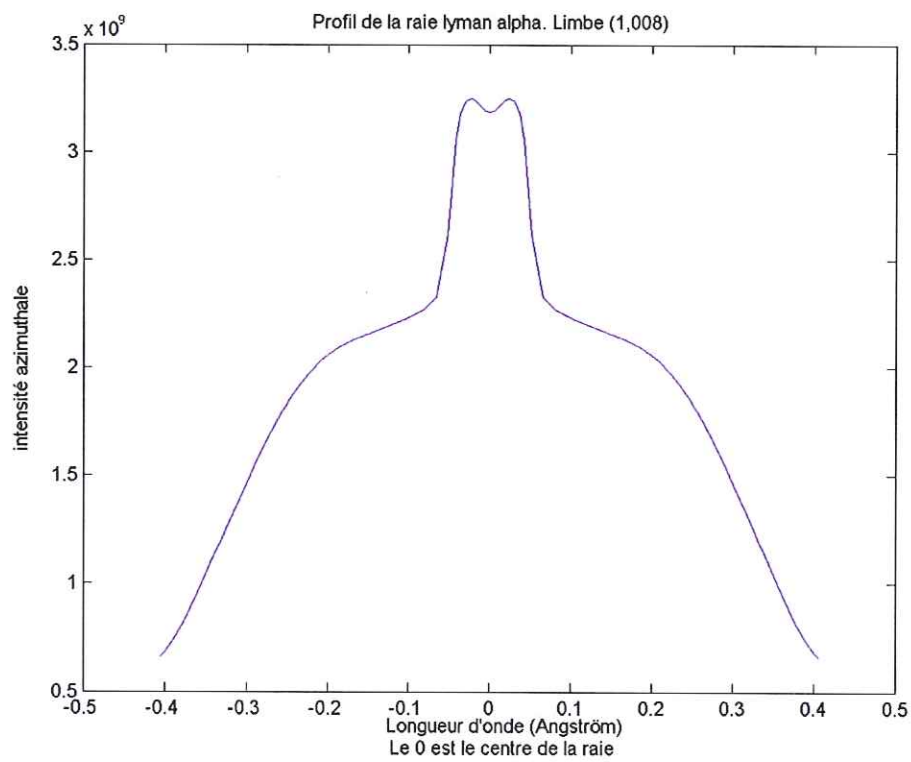


Figure 19 : profil de la raie Lyman alpha au limbe (1,008R₁).

Par ailleurs, les intensités obtenues sont assez proches des intensités mesurées par Voyager, qui donnent 12 kR pour le disque hors du bulge.

L'explication de la variation centre-limbe est un des succès des codes récents. Nous allons donc tenter de comparer cette variation à celles précédemment obtenues. On obtient au limbe une intensité de 19,72 kR avec un point de visée à 1,01Rj.

Dans le cas de la raie Lyman alpha la variation centre-limbe est représenté figure 20. On constate qu'elle est assez similaire à celle obtenue par Gladstone (1988) représentée figure 21. On remarque une brillance au limbe mais le pic est, en proportion, moins important. L'intensité augmente au maximum de 54,3% par rapport au centre du disque, contre 125% selon Gladstone. Là encore la différence est sans doute due au modèle d'atmosphère. Il est aussi possible que le point à 1,01Rj que nous avons pris ne corresponde pas au maximum. Nous avons alors cherché à obtenir le plus précisément possible le maximum. Il est en fait égal à 20,37 kR pour un point de visée à 1,00862Rj. L'augmentation est alors de 59,39% ce qui reste tout de même très éloignée des valeurs de Gladstone (1988). On remarque par ailleurs que ce point de visée correspondant au maximum d'intensité est extrêmement sensible. Une très petite variation de ce point entraîne des variations non négligeables de l'intensité au limbe. Dans la suite de ce travail, nous utiliserons au limbe un point de visée à 1,008Rj.

On peut par ailleurs remarquer que si l'on passe en dessous de 1,008Rj, on traverse des couches sous la dernière couche de notre modèle d'atmosphère. Le point de visée ne peut donc être inférieur à 1,008Rj.

La différence entre la ligne de visée la plus longue avec un point de visée à 1,008Rj et le maximum à 1,00862Rj est sans doute due à la couche de méthane que l'on traverse sur une grande longueur lorsque le point de visée est très bas dans l'atmosphère au limbe.

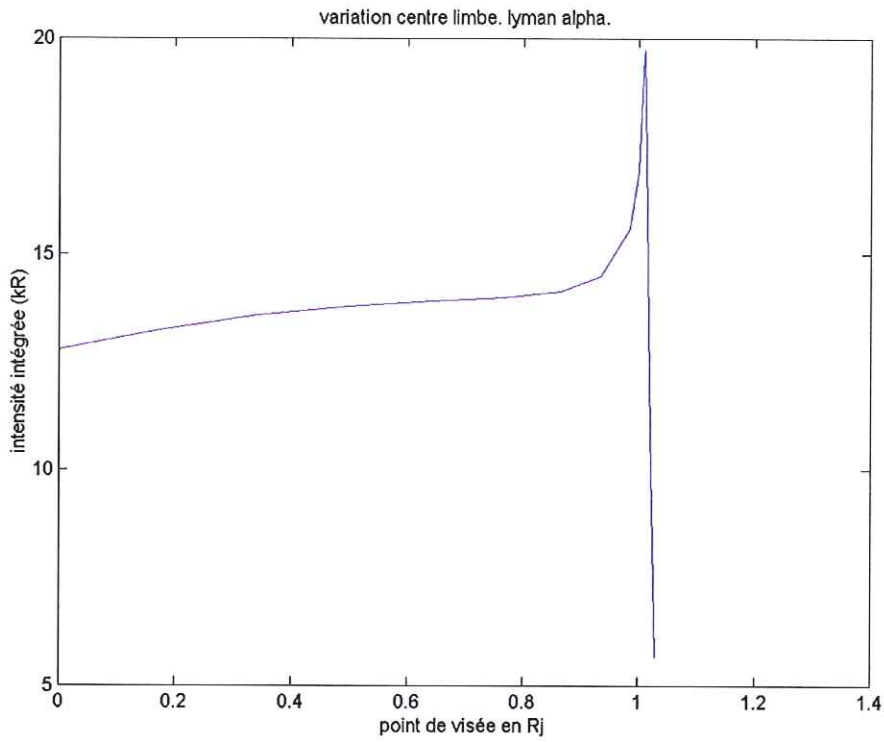


Figure 20 : variation centre limbe pour la raie Lyman alpha. Le pic est pris pour un point de visée à 1,008Rj.

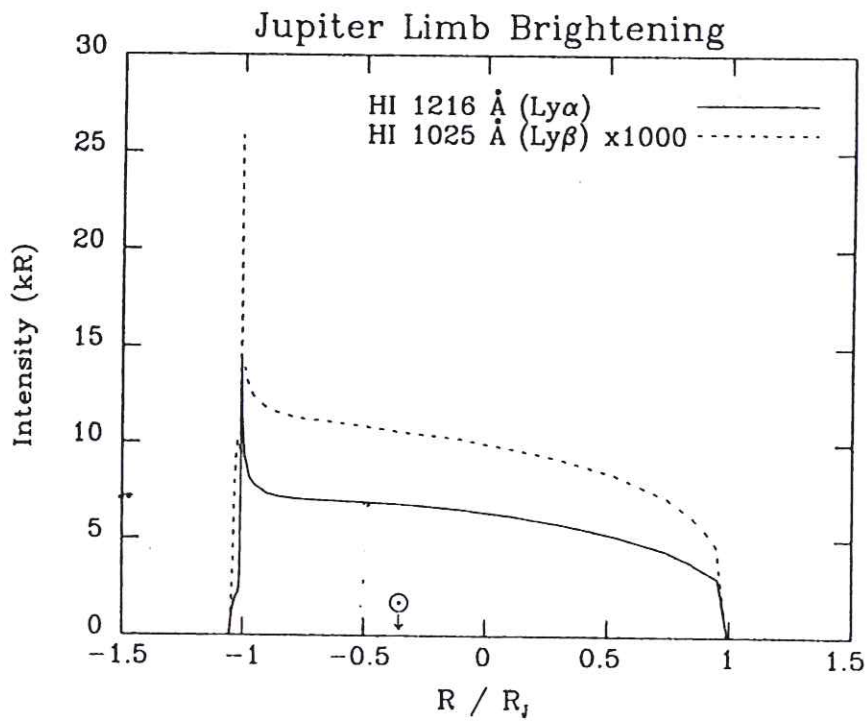


Figure 21 : variation centre limbe calculée par Gladstone (1988).

On peut remarquer par ailleurs que si le code est linéaire avec le flux solaire, les résultats dépendent beaucoup du profil de la raie. Il conviendra donc, lorsque l'on voudra comparer à des mesures les profils des raies Lyman de Jupiter, d'avoir si possible le profil de la raie solaire au même moment.

La région du *bulge* présente une couche à très haute température (6050 K) (Seiff et al., 1997a) entre 2000 km et 2500 km. Cette couche joue un rôle important dans le cadre du transfert radiatif puisque qu'elle a été découverte grâce à une singularité dans le rayonnement Lyman alpha. L'intensité obtenue y est de 18 kR selon les mesures effectuées par Voyager (Emerich et al., 1993). L'intensité que nous obtenons est tout à fait comparable puisque nous obtenons 16,51 kR au centre du disque. Cela est très satisfaisant, compte tenu des incertitudes sur l'atmosphère neutre et sur l'intensité du flux solaire incident.

Dans le bulge, le profil de la raie présente un très fort *self reversal* au centre de la raie aussi bien au limbe qu'au centre du disque. Ce phénomène se produit quand la raie devient très épaisse. On le rencontre dans les milieux stellaires pour les raies de l'hydrogène. On le rencontre également en zones aurorales quand les sources internes sont très importantes (Rego, 1994). A cause de la très grande épaisseur optique, le centre de la raie est fortement absorbé, et les pics d'émission sont décalés essentiellement à cause des élargissements Doppler. Il est donc particulièrement compréhensible que dans le cas du *bulge*, où les températures deviennent très importantes sur une couche d'atmosphère, on identifie ce phénomène de self-reversal.

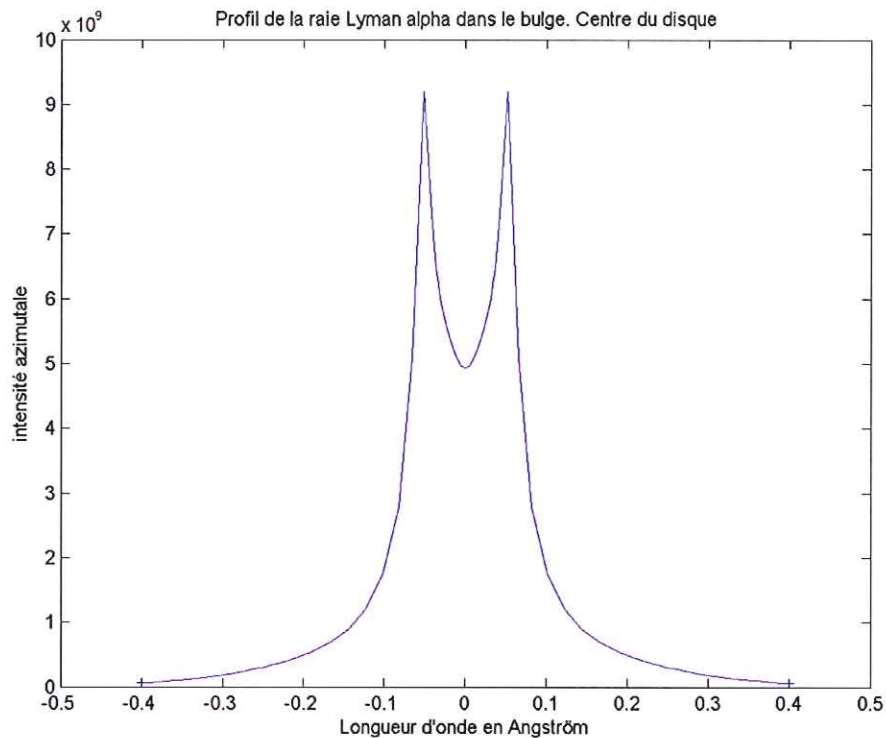


Figure 22 : profil de la raie Lyman alpha dans le bulge au centre du disque. On remarque l'auto-inversion au centre de la raie.

Si l'on compare les intensités que l'on obtient avec un flux de l'ordre de grandeur des flux incidents aux moments des mesures GHRS cités dans l'article de Emerich et al. (1996) soit entre $2,5 \cdot 10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et $3,10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, on obtient des intensités comprises entre 8,4 kR et 9,8 kR ce qui est très proche des intensités qu'ils ont obtenues.

Il faut remarquer que les flux solaires incidents peuvent être très variables surtout lorsque le soleil est calme. Les intensités obtenues peuvent donc varier assez franchement. Les mesures prises par GHRS pour le bulge datent des 27 et 28 mai 1994 (Emerich et al., 1996), le flux Lyman alpha solaire était alors de $2,6 \cdot 10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, alors que des mesures pour un Soleil à priori plus calme, prises le 15 septembre 1996 donnent $3,05 \cdot 10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (Lemaire et al., 1998). C'est pourquoi on indique un flux solaire compris entre $2,5 \cdot 10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et $3 \cdot 10^{11} \text{ ph.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Si l'on compare maintenant les profils, on constate que les observations effectuées semblent montrer que le self-reversal n'existe pas. Il y a donc un problème dans ce cas. On peut envisager plusieurs possibilités pour expliquer ce phénomène :

- La très brusque variation de température dans la couche chaude pose des problèmes d'échantillonnage et il faut alors augmenter sensiblement le nombre de couches autour de la transition de température.
- On peut également envisager que la couche a une épaisseur ou une température surestimée. Il faut alors changer le modèle d'atmosphère correspondant. Il semble malgré tout que les températures de cette couche turbulente soient confirmées par plusieurs sources (Romani, 1996 ; Seiff et al., 1997). Malgré cela les ajustements obtenus sur les profils de raies avec les modèles de transfert radiatif adding-doubling sur le cas du bulge ne sont pas plus convaincants (figure 23).

Fig. 4. Comparison of one measured HST bulge spectrum with line profiles calculated using model parameters deduced from IUE measurements (22). The microturbulent model has $[H] = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ and a turbulent velocity of 7 km s^{-1} . The static model corresponds to a temperature of 1100 K and to $[H] = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. The discrepancies with the observations arise from the incompatibility between the assumed stationary models and a quickly evolving process.

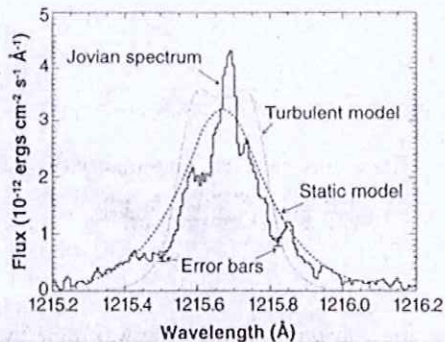


Figure 23 : profil de la raie Lyman alpha dans le bulge avec des ajustements calculés à partir des méthodes adding-doubling (Tiré de Emerich et al., 1996)

Les résultats que l'on obtient semblent correspondre de façon satisfaisante aux précédentes études (observations et modélisation) sur Lyman alpha, nous considérerons que le code est validé au moins pour les régions hors du bulge. Dans le bulge, il conviendra de rester très prudent sur les résultats obtenus mais il paraît intéressant de faire tout de même des simulations avec ce code dans le bulge même si les profils ne sont pour l'instant pas confirmés par les mesures.

2. Lyman beta.

2.1. Hors du bulge.

En soleil calme, les mesures de Soho donnent un flux solaire de l'ordre de $4,0 \times 10^9$ ph $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à 1 U.A. pour la raie Lyman beta. Nous retiendrons cette valeur dans nos modélisations.

Hors du bulge, on obtient dans le cas couplé une intensité intégrée de 23,0 R pour Lyman beta. Cette intensité est calculée au centre du disque avec un angle entre la ligne de visée et les rayons du Soleil de 20° . Au limbe, avec un point de visée à 1,008R_j, on obtient 48,1 R, le Soleil étant toujours dans la même position.

Si on compare ces intensités aux résultats obtenus pour la raie Lyman beta seule, on obtient dans le cas simple une intensité intégrée de 20,63 R dans les mêmes conditions de géométrie. La différence est donc de 10,3%. Cette différence n'est pas complètement négligeable mais elle est beaucoup moins importante que ce que l'on pouvait prévoir. Il semble que la très forte auto-absorption de la raie de H₂ minimise les effets dus au chevauchement.

L'intensité émise par la planète au centre du disque représente environ 16% de l'intensité reçue du Soleil. Si l'on augmente le flux solaire, pour prendre des flux comparables à Liu et Dalgarno (8,1 kR à 1 U.A.) on trouve environ le double (41,26 R), ce qui est plus que leur prévision puisqu'ils prévoyaient une intensité totale de 28 R composée par 17,5 R de la raie Lyman beta seule et 10,4 R de la raie de H₂.

Les effets de transfert radiatif semblent augmenter la contribution de la raie Lyman beta seule. Cependant ces effets étant couplés à cause du chevauchement, il devient difficile de distinguer exactement ce qui provient de Lyman beta et ce qui provient de H₂. Il semble tout de même que la contribution de la raie de H₂ soit en proportion plus faible dans nos calculs que dans les prévisions (Liu and Dalgarno, 1996) ou que dans les mesures faites avec HUT à 3Å de résolution (Feldman et al., 1993). D'autre part, si l'on raisonne en terme de différence entre le cas simple et le cas couplé, alors il est clair que la contribution de H₂ est proportionnellement beaucoup plus faible que dans les études citées précédemment.

Si l'on compare maintenant les résultats que l'on obtient dans les cas simples (c'est à dire dans les conditions des précédentes études) avec les résultats dans les cas couplés au limbe, les intensités sont quasiment égales (48,1 R cas couplé, 49,6 R cas simple à 1,008R_j)

Comment interpréter ce résultat ?

Si l'on regarde au limbe, les couches traversées sont soumises à un fort flux solaire, si elles ne sont pas trop profondes. La diffusion y est donc beaucoup plus forte : c'est ce qui explique l'augmentation d'intensité au limbe. La forte auto absorption des raies de H₂ entraîne une forte absorption le long de la ligne de visée. Il est donc compréhensible que dans le cas de lignes de visée longues, l'intensité soit diminuée.

Pour mieux comprendre ce qui se passe, on a éliminé les effets de l'absorption de H₂. Même si les résultats n'ont pas de sens physique dans ce cas on pourra estimer la portion de flux solaire absorbé par fluorescence sur d'autres raies du système de Lyman. On trouve alors une intensité intégrée de 90,7 R au centre du disque avec un flux solaire de 4 kR à 1 A.U. Il semble donc que la raie de H₂ absorbe 67,7 R.

De la même manière, nous avons estimé l'absorption due à H en calculant l'émission obtenue avec un albédo de diffusion simple égal à 1 pour Lyman beta. Dans les conditions géométriques dans lesquelles on se trouve, on obtient une absorption de 57,2 R, due à la raie Lyman beta. On devrait retrouver ces photons au niveau de la raie de Balmer correspondante (transition 3p-2s). Par ailleurs ces 57,2 R donnent forcément à un moment ou un autre un photon Lyman alpha. Il faut pour cela que par collision l'on passe de l'état 2s à 2p, l'état 2s étant métastable. Si le flux entrant est constant dans le temps, l'absorption de Lyman beta ajoute 57,2 R à la raie Lyman alpha.

Finalement, si l'on compare les valeurs de l'absorption de H₂ à celle obtenues par Feldman et al. (1993), et à celle obtenues par Liu et Dalgarno (1996), on obtient, en prenant notre valeur du flux solaire comme référence (4 kR à 1 A.U.), une absorption de 67,7 R au centre du disque contre 67 R pour Feldman et 78 R pour Liu et Dalgarno.

Le bilan des 148 R issus du Soleil est donc :

23 R à la sortie de l'atmosphère autour de 1025 Å. (15,55 %)

67,7 R perdus en fluorescence vers le système de Lyman de H₂ (45,77%),

57,2 R perdus en fluorescence sur la série de Balmer (38,67%).

Attention, on ne peut ajouter ces intensités directement. Il faut tenir compte des effets géométriques, connaître la distribution en altitude de la source Lyman alpha provoquée par cette absorption et l'insérer dans le code en tant que source interne. Cependant cela nous donne une estimation de l'intensité supplémentaire que l'on peut obtenir grâce à ce processus. Nous étendrons la méthode à d'autres problèmes surtout dans les cas où il y a fluorescence sur

les systèmes de Lyman ou Werner pour l'hydrogène moléculaire. Nous considérerons que les raies de fluorescence sont chacune assez peu épaisses pour que l'intensité perdue par fluorescence se retrouve sur les autres raies. Cela n'est valable que dans des configurations où les effets géométriques sont assez faibles, c'est à dire au centre du disque. Il est évident qu'au limbe cela sera totalement faux, les effets géométriques étant alors très importants.

Si maintenant, on étudie le profil de la raie, des différences importantes apparaissent entre le cas simple et le cas couplé.

Dans le cas simple, les profils sont similaires à ceux de Gladstone (1988).

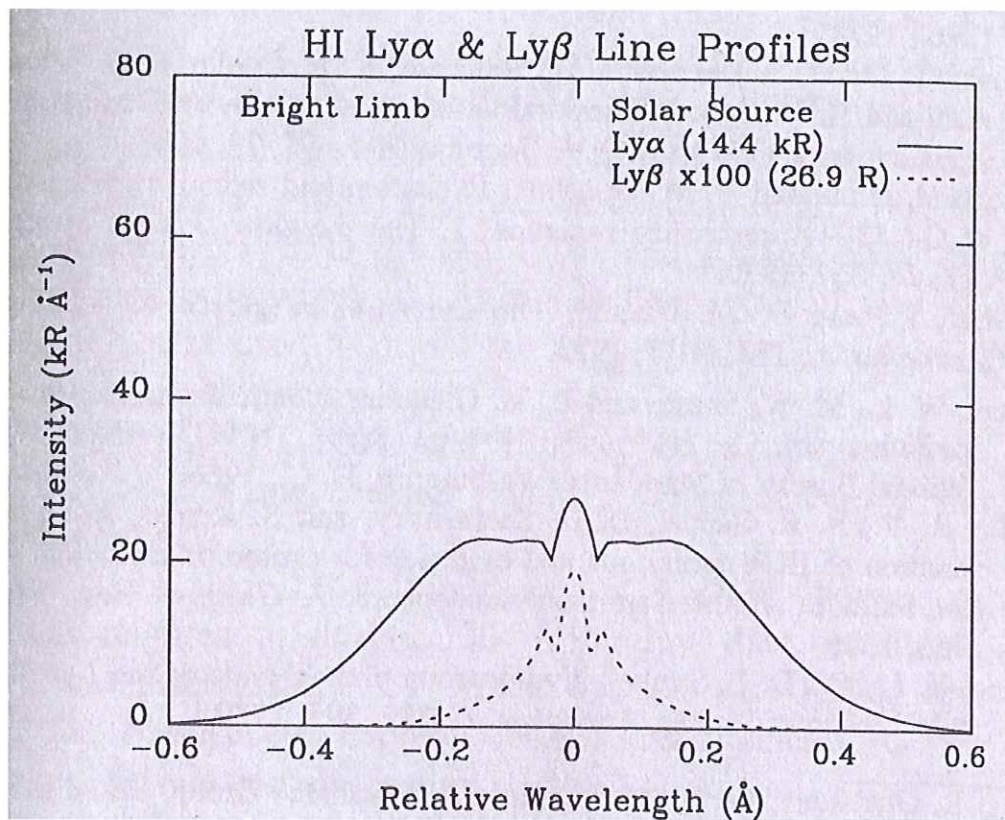


Figure 24 : Profils des raies Lyman alpha et beta issus des calculs de Gladstone (1988)

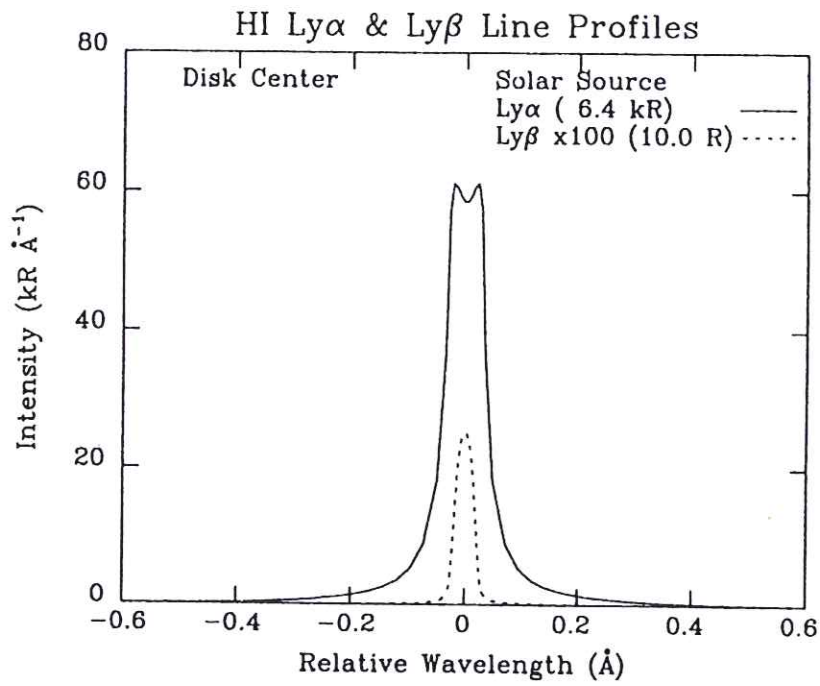


Figure 25 : profils issus des calculs de Gladstone pour les raies Lyman alpha et beta. Centre du disque.

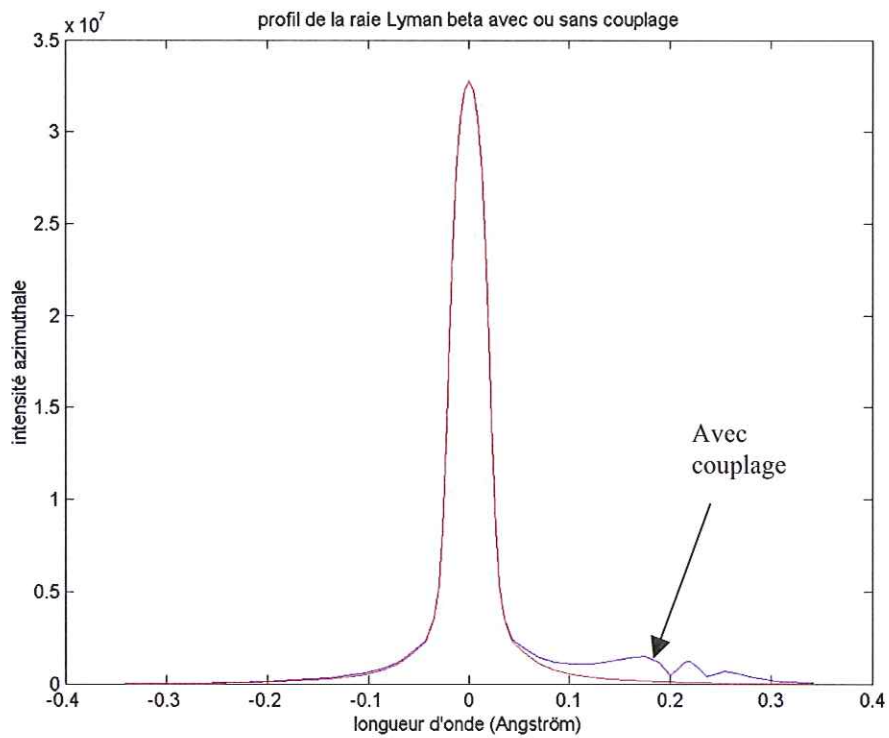


Figure 26 : profil de la raie Lyman beta avec ou sans couplage. Centre du disque.

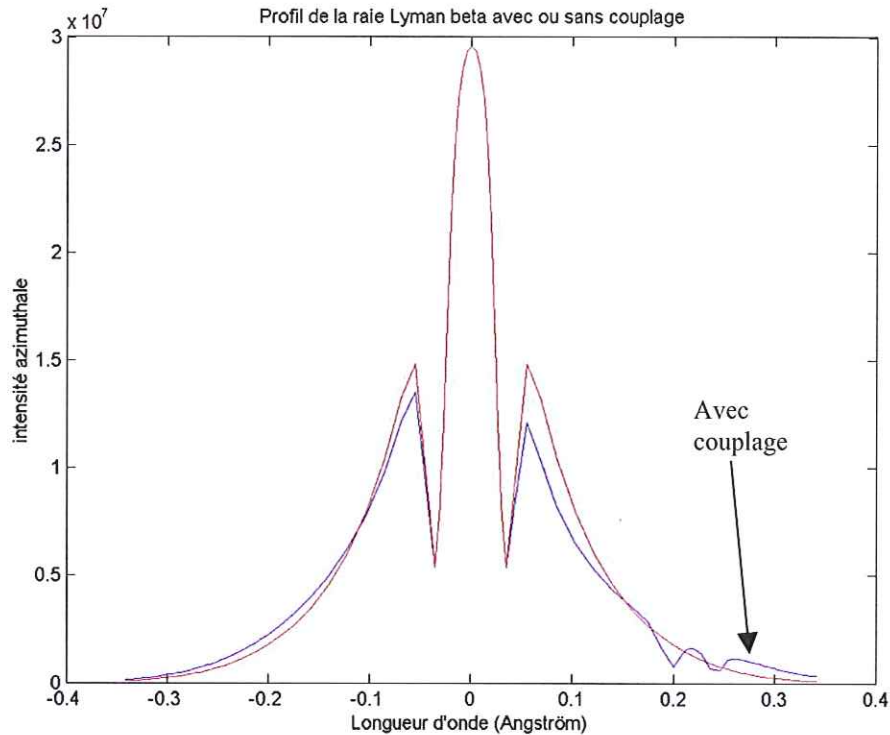


Figure 27 : profil de la raie Lyman beta avec (bleu) ou sans couplage (rouge). Limbe 1,008R_j.

Dans le cas couplé, on remarque un pic d'émission au voisinage de la raie de H₂. Ce pic apparaît dans toutes les configurations géométriques. En revanche, au limbe, on remarque les effets du pompage de l'intensité par H₂ puisque l'aile rouge de la raie est nettement moins intense que l'aile bleue. Cela s'explique par la grande longueur de la ligne de visée dans ce cas : les effets de l'absorption de H₂ sont bien plus importants.

Enfin, il est essentiel de remarquer que dans tous les cas que l'on a calculés, le centre de la raie n'est absolument pas affecté par les effets du chevauchement. Cela est dû à la redistribution que l'on utilise. Si on utilisait une redistribution complète, le centre de la raie serait affecté, mais le résultat aurait moins de sens physique.

Dans le cas où l'on considère que la raie de H₂ n'a pas d'auto-absorption, on constate un pic au niveau de la raie de H₂ particulièrement important, son maximum dépassant largement le pic central issu de Lyman beta lorsqu'il y a de l'auto-absorption. Si, en plus on enlève l'auto-absorption de la raie Lyman beta elle-même, on obtient le profil représenté sur la figure 28. Le pic principal a un profil similaire à celui de Lyman alpha (cas d'une raie conservative) et le pic de la raie de H₂ reste très important.

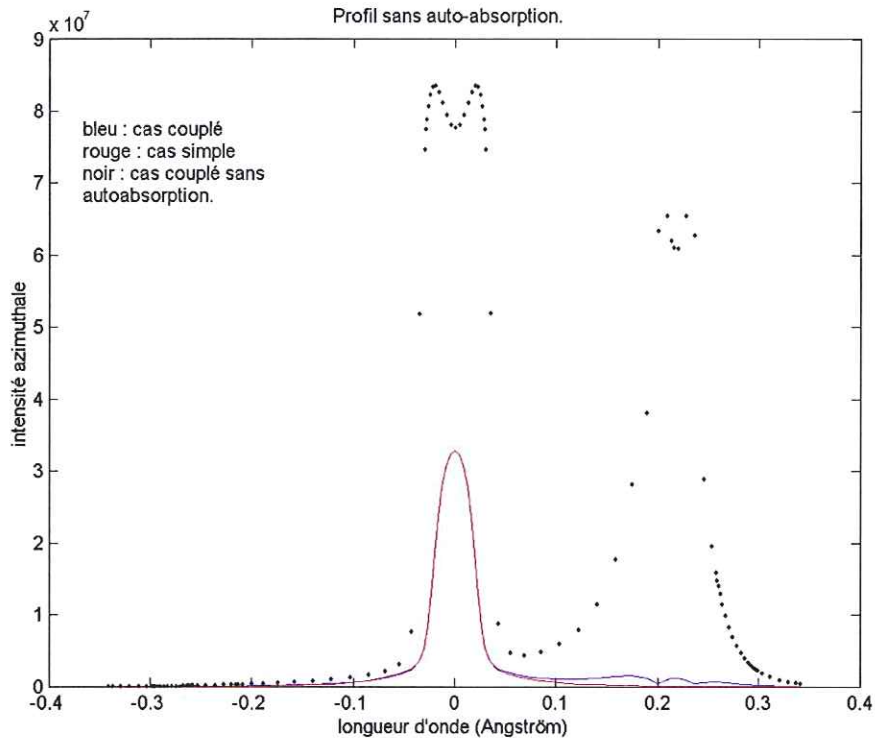


Figure 28 : profils de la raie Lyman beta avec ou sans auto-absorption. Comparaison au cas simple. Centre du disque. En bleu, la courbe représente le cas couplé, en rouge le cas simple. Les points noirs représentent la courbe sans auto-absorption. On remarque les deux pics : le pic principal dont la forme ressemble alors au cas Lyman alpha et le pic secondaire dû à la raie de H_2 autour de $0,22 \text{ \AA}$.

Un des résultats fondamentaux de Gladstone était l'explication de la variation centre-limbe et surtout la très forte intensité obtenue au limbe. Dans ses calculs, il obtenait une intensité au limbe 2,6 fois plus grande qu'au centre du disque. Dans nos calculs, dans le cas simple à $1,00864R_j$, l'intensité est multipliée par 3,06 (63,15 R) par rapport au centre du disque. Dans le cas couplé l'intensité maximale est très légèrement décalée par rapport au cas simple puisque le maximum est atteint à $1,0086R_j$. Il est à $53,25 R$, ce qui représente une multiplication par un facteur 2,31 par rapport au centre du disque. Dans ces conditions, le pic d'intensité est beaucoup plus faible dans le cas couplé, la différence atteignant presque 10 R. Les pics étant extrêmement marqués, il faudra être prudent lors de l'analyse de mesures. Une différence de $0,0002R_j$ représentant moins de 14 km sur le disque et donc une différence angulaire inférieure au centième de seconde d'arc lorsque l'on observe depuis la Terre. Il est évident que les mesures moyenneront sur une distance beaucoup plus large. L'instrument GHRS de Hubble a par exemple une résolution de pointage de $0,1''$ ce qui représente environ 350 km sur Jupiter. STIS a une meilleure résolution spatiale puisqu'elle atteint $0,024''$ ce qui représente encore entre 80 km et 90 km sur Jupiter. Il faudra encore gagner un facteur 6 pour

arriver à distinguer la différence entre le pic dans le cas couplé et celui dans le cas simple. Les mesures n'atteignant pas la résolution suffisante pour identifier très précisément la localisation du pic d'intensité, on ne pourra accéder qu'à des moyennes sur la plage de mesure. On ne pourra donc pas accéder au maximum absolu que l'on identifie avec nos prévisions. Il faut donc relativiser la valeur de l'intensité obtenue au limbe. C'est pour cette raison que retenir la valeur obtenue à $1,008R_j$ n'est pas aberrant. La courbe représentant la variation centre-limbe sera donc tracée avec le maximum correspondant à la valeur obtenue à $1,008R_j$ (figure 29).

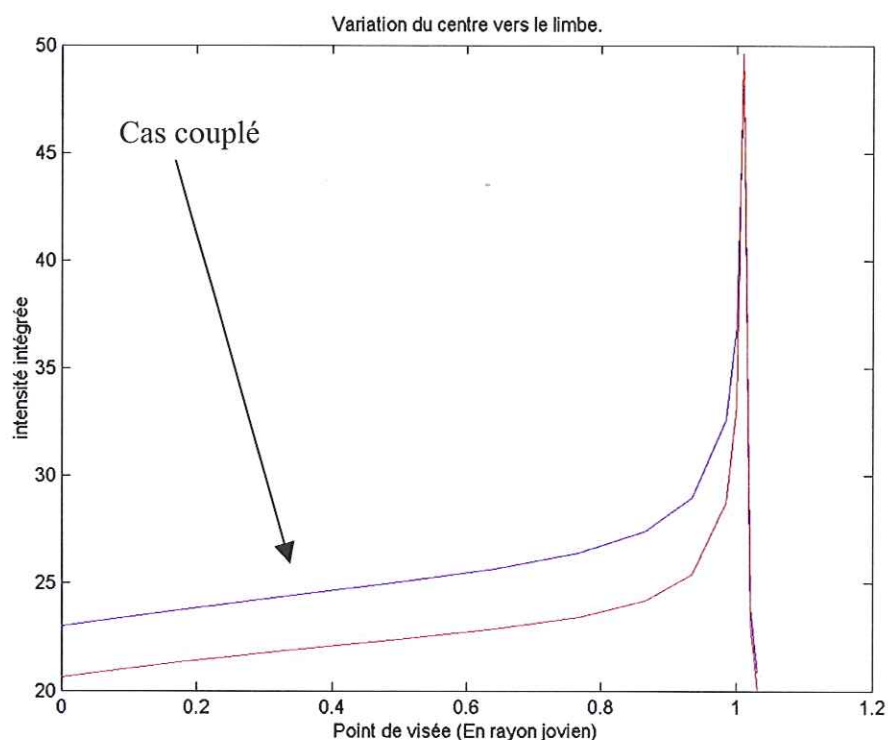


Figure 29 : variation du centre vers le limbe de l'intensité intégrée de la raie Lyman beta dans le cas simple et dans le cas couplé. Le pic est pris pour un point de visée à $1,008 R_j$.

D'autre part, on remarque que dans le cas Lyman beta, la brillance au limbe est proportionnellement plus forte que dans le cas Lyman alpha. Etant donné le caractère non conservatif de la raie Lyman beta, ce résultat peut paraître surprenant. En fait, ce n'est pas la grande longueur de la ligne de visée qui joue un rôle, mais l'importance accrue des couches supérieures de l'atmosphère lorsque l'on regarde au limbe.

Pour mieux comprendre les rôles joués par chacune des couches d'atmosphère, nous avons calculé le terme source pour différentes altitudes avec un angle solaire zénithal égal à 20° .

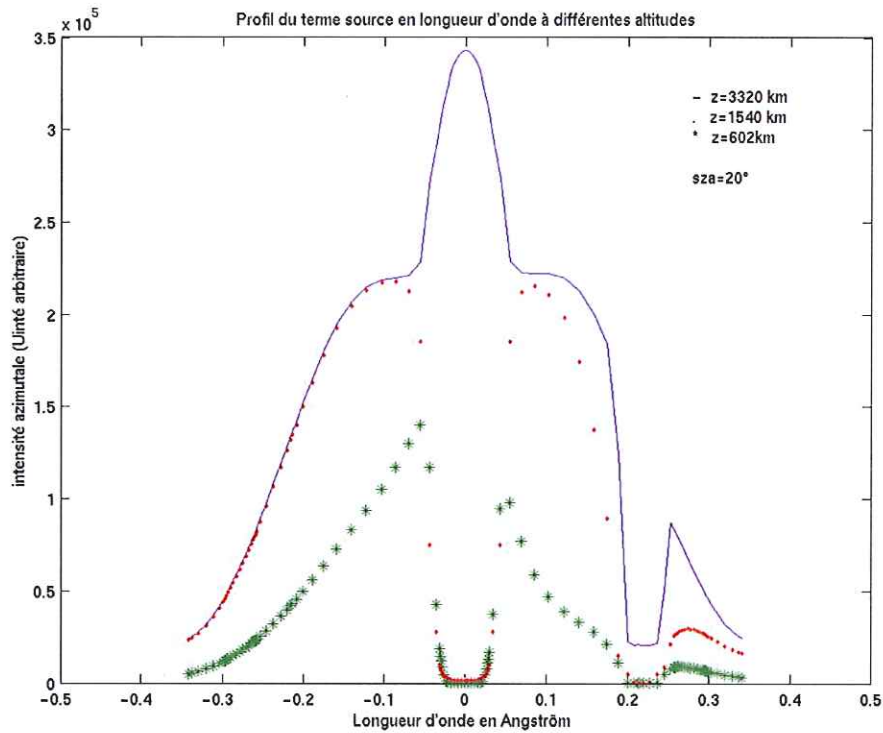


Figure 30 : profil du terme source en longueur d'onde à trois altitudes différentes.

Les profils de ce terme en fonction de la longueur d'onde sont toujours très dissymétriques. Les effets de l'absorption de H_2 provoquent un trou à toutes les altitudes y compris les plus hautes. A haute altitude on reconnaît encore un profil d'émission au centre de la raie, mais dès que l'on descend un peu dans l'atmosphère celui-ci n'est plus identifiable. Le centre de la raie est alors totalement absorbé. Le passage au centre de la raie d'un pic d'émission à une absorption se situe autour de 3000 km.

Les effets de l'absorption de l'hydrogène moléculaire se font sentir sur la totalité de l'aile rouge du terme source. A très basse altitude, dans les dernières couches, on constate surtout que le terme source devient très faible en intensité et que ces couches contribuent très peu au rayonnement diurne.

On a donc tracé en fonction de l'altitude, la valeur intégrée sur les fréquences du terme source (figure 31).

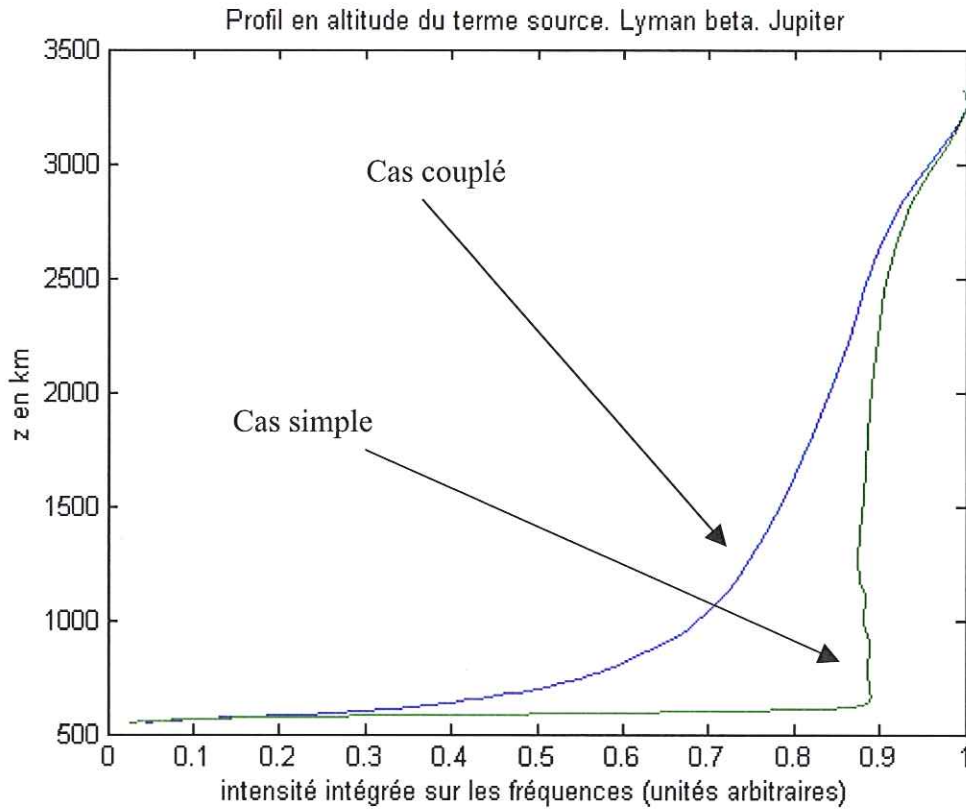


Figure 31 : profil du terme source en fonction de l'altitude pour la raie Lyman beta dans le cas couplé. Les intensités sont en unités arbitraires telles que le maximum d'émission soit égal à 1.

On constate que les couches de la haute atmosphère participent plus au terme source que les couches de la basse atmosphère. Si on compare cela au cas Lyman alpha (figure 32), on remarque que ce n'est pas le cas avec Lyman alpha puisque la presque totalité de l'atmosphère présente un terme source équivalent. La raie Lyman beta permet donc d'explorer préférentiellement les couches de la très haute atmosphère. Cela s'explique par le caractère non conservatif de cette raie. Le couplage avec H_2 augmente encore cet effet puisqu'il entraîne une absorption supplémentaire.

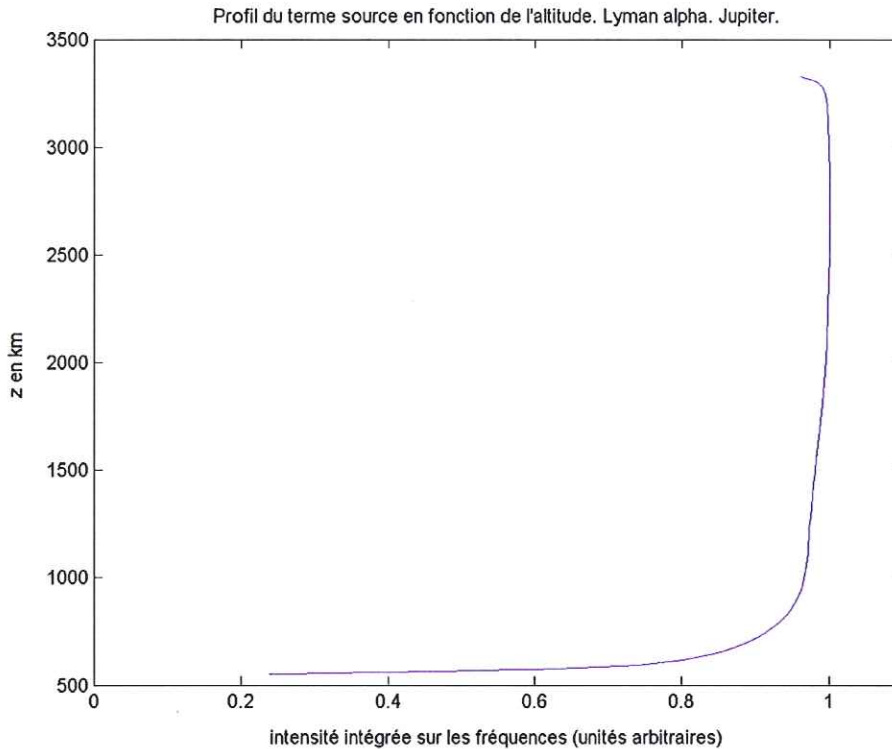


Figure 32 : profil en altitude du terme source pour la raie Lyman alpha. On remarque que le terme source est quasiment constant sur toute l'épaisseur de l'atmosphère.

Il semble donc que les couches les plus importantes pour les deux raies soient les couches de la haute atmosphère. Cela se comprend bien puisque contrairement à Lyman alpha, les deux raies que l'on étudie présentent de l'auto-absorption. On peut remarquer qu'après 6 diffusions de la raie de H_2 , l'albédo de diffusion étant égal à 0,1356, la probabilité qu'un photon soit perdu est de $1 - 0,1356^6$ soit 0,99999378.

On a donc calculé les effets du chevauchement de la raie Lyman beta avec la raie 6-0 P(1) du système de Lyman de l'hydrogène moléculaire. Les effets obtenus font varier l'intensité que l'on obtient d'environ 10% au centre du disque. Les profils sont assez fortement modifiés. Dans tous les cas, un pic d'émission dû à H_2 est observé. Au centre du disque, l'aile rouge de la raie est alimentée par ce chevauchement ce qui provoque une augmentation globale de l'intensité puisque l'on obtient 23,01 R dans le cas couplé au centre du disque contre 20,63 R dans le cas simple. Au limbe, l'aile rouge de la raie est pompée par la raie de H_2 et on obtient une intensité moindre dans le cas couplé que dans le cas simple.

A flux solaires comparables, les intensités que l'on obtient sont plus grandes que celles obtenues par Liu et Dalgarno (1996). Par contre, cela rentre dans la plage de mesure obtenue

par Feldman et al. (1993). La différence avec Liu et Dalgarno provient très certainement de l'utilisation d'un transfert radiatif.

2.2. Bulge.

Nous avons calculé l'intensité émise dans le bulge pour le couple de raies. De manière à simplifier le problème, nous considérons que les températures sont les mêmes quels que soient les degrés de liberté pris en compte et quelles que soient les particules prises en compte. Il semble que cette hypothèse soit fautive et que les températures vibrationnelles ne soient pas égales aux températures cinétiques (Parkinson 2002).

L'intensité au centre du disque est plus faible dans le bulge que hors du bulge. On obtient 22,03 R contre 23,01 R hors du bulge. La baisse représente environ 1 R ce qui est faible mais sans doute mesurable.

Si on compare maintenant les cas simples, dans le bulge et hors du bulge, on obtient 20,41 R dans le bulge contre 20,63 R hors du bulge. La baisse de 0,22 R paraît donc insignifiante et très difficilement mesurable.

Le couplage a tendance à amplifier légèrement la baisse de l'intensité dans la zone du bulge.

Il n'y a donc pas de bulge pour Lyman beta contrairement au cas Lyman alpha, on observerait plutôt une baisse de l'intensité de la raie. Cela est dû à l'auto-absorption de la raie Lyman beta. De plus l'absorption de la raie de H₂ implique une autre baisse de l'intensité et amplifie cet effet. Il serait très important de pouvoir vérifier ceci à l'aide de mesures.

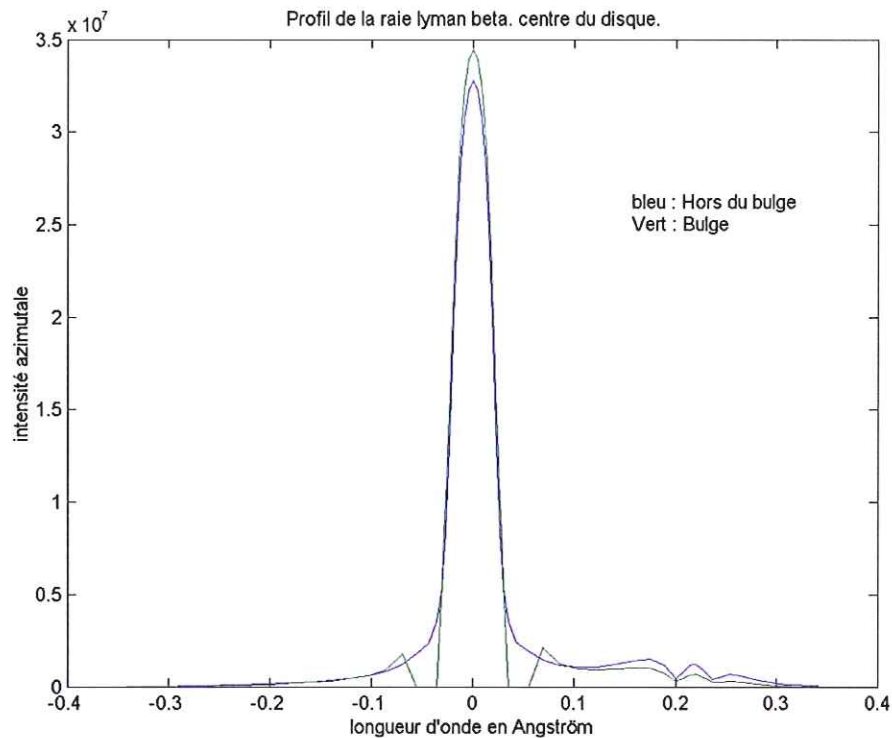


Figure 33 : profil de la raie Lyman beta dans le bulge et hors du bulge au centre du disque.

Les profils obtenus au niveau du bulge, présentent des absorptions autour du pic central très importants puisqu'on obtient une intensité nulle autour de $\pm 0,05 \text{ \AA}$. Par ailleurs les effets de l'absorption autour du pic de la raie de H_2 paraissent plus marqués puisque les intensités deviennent là aussi nulles (figure 33).

Pour le pic central, la largeur est sensiblement la même que hors du bulge mais le pic est un peu plus haut dans le bulge. En fait au niveau de l'intensité globale, deux effets se concurrencent : l'augmentation de l'intensité du pic central et la forte absorption autour de ce pic. Il semble que les effets de l'absorption soient un peu plus importants.

On est donc dans le cas assez paradoxal où le bulge ne provoque pas d'augmentation de l'intensité au centre du disque pour Lyman beta tandis que le profil de la raie est modifié, puisque certaines longueurs d'onde sont totalement absorbées.

Attention : les simulations du rayonnement dans le bulge au limbe sont à prendre avec précaution. Nous considérons lors des calculs au bulge que l'ensemble de l'atmosphère présente cette couche à haute température. La ligne de visée traverse alors des couches qui correspondent au bulge et des couches qui ne correspondent pas au bulge. Ces simulations

peuvent donner des indications sur les effets de la couche à haute température mais ne pourront être comparées à des mesures que dans le cas d'une visée au zénith.

Pour mieux comprendre ce qui se passe, on a calculé, comme cela a été fait hors du bulge, le terme source en fonction de l'altitude et on a comparé avec la raie Lyman alpha (figures 34 et 35).

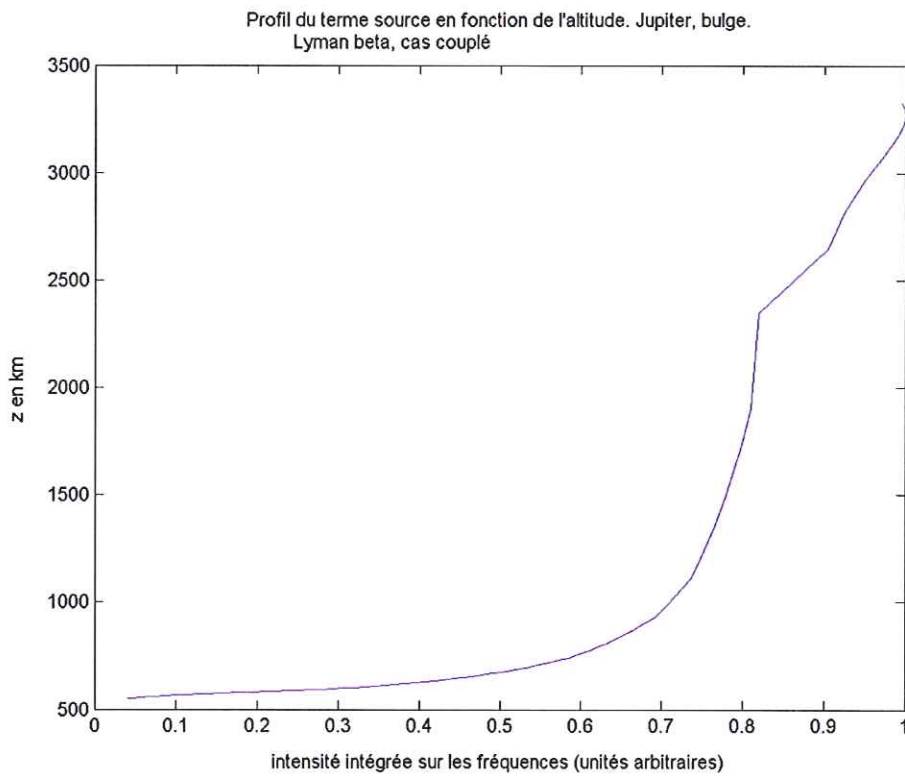


Figure 34 : profil en altitude du terme source dans le bulge pour la raie Lyman beta (cas couplé).

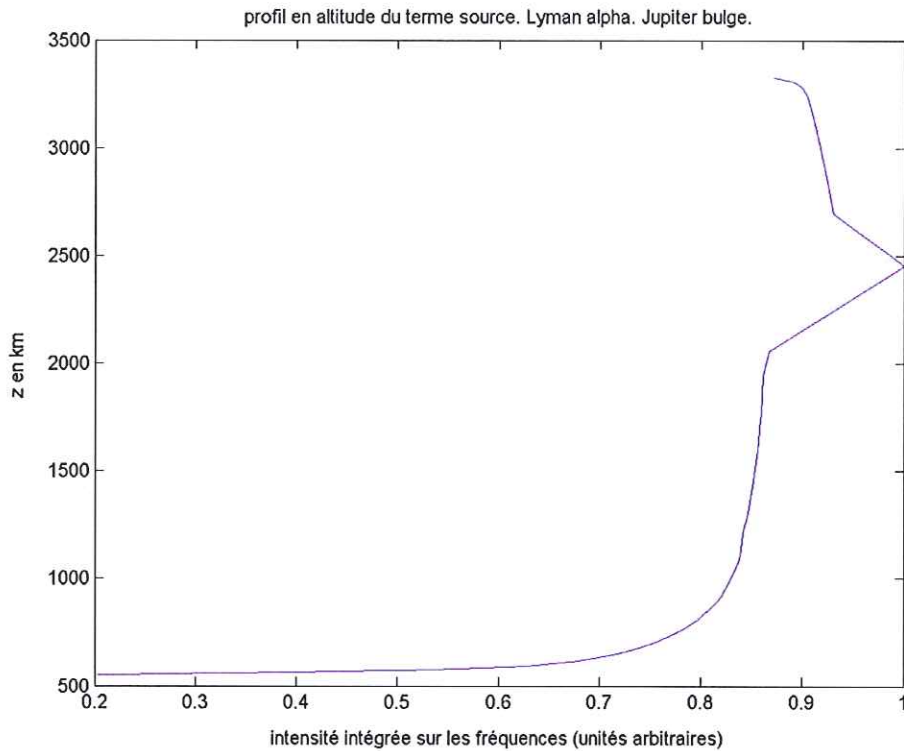


Figure 35 : Profil en altitude du terme source dans le bulge pour la raie Lyman alpha.

On remarque bien que, dans le bulge, les effets sont très différents dans le cas Lyman alpha et dans le cas Lyman beta. Le terme source Lyman alpha présente un pic aux altitudes du bulge, ce qui n'est pas vrai avec Lyman beta. On constate juste une croissance plus rapide avec l'altitude de ce terme source. Cela permet effectivement de confirmer que les effets du bulge sont peu ou pas marqués avec Lyman beta.

Pour conclure, il faut remarquer que de manière générale la couche chaude augmente les effets du transfert radiatif à cause de l'augmentation du chemin optique qu'elle provoque. L'augmentation de la température a tendance à élargir les profils d'absorption.

3. Lyman gamma.

3.1. Hors du bulge.

Le flux solaire pour Lyman gamma est estimé de telle manière que le rapport des flux Lyman beta sur Lyman gamma soit le même que dans l'article de Liu et Dalgarno (1996). On obtient donc une intensité intégrée issue du Soleil de 53 R au sommet de l'atmosphère jovienne.

Nous avons conservé, la forme en double gaussienne de Gladstone bien que les résultats de Meier (95) suggèrent pour Lyman gamma, un simple gaussienne. Pour Lyman gamma, les résultats de Meier semblent peu pertinents. En effet, la raie Lyman gamma est en coïncidence avec une zone d'absorption de N_2 et les données de Meier proviennent d'une fusée balistique qui n'est pas complètement sortie de l'atmosphère terrestre. De plus, les mesures de SUMER (Warren et al., 1998) suggèrent eux une raie Lyman gamma plus large que Lyman beta et ayant une forme de double gaussienne. Sans informations quantifiées sûres, nous avons choisi de conserver les mêmes largeurs pour Lyman gamma que pour Lyman beta.

Les intensités émises par l'atmosphère, pour la raie Lyman gamma, sont assez faibles à cause de la très forte absorption des raies de H_2 . On obtient 6,06 R au centre du disque dans les conditions géométriques dans lesquelles on a travaillé jusqu'à maintenant. Au limbe (1,008Rj), on récupère 9,23 R. Dans le cas simple, on obtient 6,32 R au centre du disque et 17,77 R au limbe

Si l'on compare l'intensité émise par la raie Lyman beta à l'intensité reçue par la planète, on obtient une intensité représentant environ 16% du flux solaire incident au centre du disque, contre 11% environ pour Lyman gamma. Cela est dû à la plus forte auto-absorption de la raie Lyman gamma et à la présence de deux raies de H_2 au lieu d'une dans le cas Lyman beta.

L'absorption des deux raies de H_2 est ici particulièrement importante. Si l'on compare l'intensité que l'on obtiendrait si Lyman gamma était seule avec nos résultats, on constate que les différences sont énormes, surtout au limbe quand les lignes de visées traversent l'atmosphère sur de grandes longueurs. Ainsi avec un point de visée à 1,008Rj, on obtient 9,23 R, dans le cas couplé contre 17,77 R dans le cas simple.

Cela va modifier de façon importante la variation du centre vers le limbe et le pic habituellement observé au limbe est beaucoup moins marqué (figure 36).

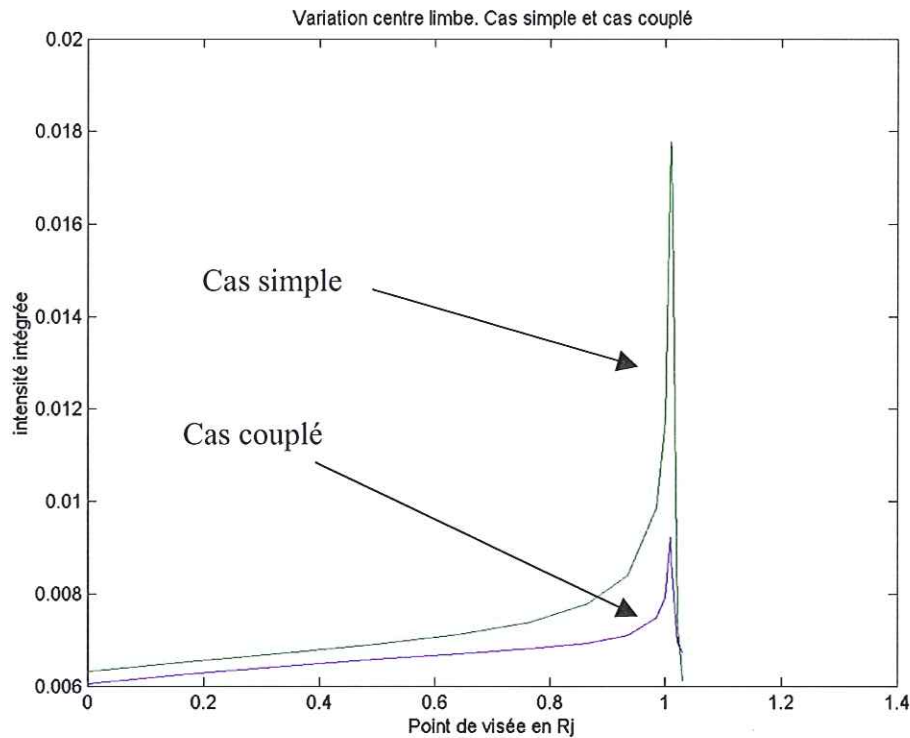


Figure 36 : variation centre limbe de la raie Lyman gamma. Cas simple (vert) et cas couplé (bleu).

Les intensités obtenues sont très inférieures à celles prévues par Liu et Dalgarno (1996) et Feldman et al. (1993) qui prévoient respectivement 17 R et 16 ± 5 R. Avec un flux solaire comparable à celui de Liu et Dalgarno (1996), on obtient au centre du disque 12,10 R dans le cas couplé et 12,64 R dans le cas simple, ce qui reste très inférieur aux 17 R prévus. Avec le flux de Feldman et al. (1993) on obtient 9,08 R dans le cas couplé et 9,48 R dans le cas simple ce qui est, là encore, plus faible que la valeur prévue. Même dans les cas simples l'intensité n'atteint que 12,64 R avec un flux égal à celui de Liu et Dalgarno.

Il faut remarquer que dans leurs calculs, Liu et Dalgarno n'ont pris en compte qu'une coïncidence avec une raie de H_2 et qu'ils n'utilisent pas de transfert radiatif avancé. Enfin le flux solaire que nous utilisons est très différent puisqu'ils prennent une simple gaussienne de 0,1 Å de large. Ce dernier point est susceptible d'expliquer beaucoup de choses car le fait d'avoir un maximum au centre de la raie incidente augmente le pic central au détriment des ailes.

Pour vérifier si nos résultats sont cohérents avec ceux de Liu et Dalgarno (1996), on a calculé l'intensité de la raie Lyman alpha avec une raie solaire en une simple gaussienne de 0,1 Å de large. On obtient alors 8,43 R dans le cas couplé (7,60 R dans le cas simple) au centre du

disque avec un flux solaire incident correspondant à un soleil calme. Dans les conditions de Liu et Dalgarno, on obtient alors 16,86 R (15,2 R dans le cas simple) ce qui est beaucoup plus proche des valeurs qu'ils avaient obtenues. Cela tend à confirmer que les différences que l'on observe entre nos résultats et ceux qu'ils ont obtenus sont dues au profil de la raie solaire incidente. Cependant les mesures de l'instrument SUMER (Warren et al., 1998) suggèrent bien une raie solaire Lyman gamma en double gaussienne. Ces mesures sont postérieures aux articles de Liu et Dalgarno (1996) et Feldman et al. (1993). On conservera donc les résultats obtenus avec une double gaussienne.

Les effets les plus visibles de l'absorption se repèrent, là encore, sur les profils de raie. Au centre du disque, aucun effet d'absorption autour du pic central ne se remarque, aussi bien dans le cas simple que dans le cas couplé. On identifie, dans le cas couplé, deux pics sur le côté rouge de la raie là où se trouvent les raies de H_2 . L'absorption se distingue nettement sur les ailes de la raie aussi bien du côté rouge que du côté bleu. La comparaison du cas simple et du cas couplé montre une nette décroissance de l'intensité émise dans les ailes de la raie.

C'est au limbe, lorsque la ligne de visée est très longue, que les effets sont particulièrement importants. Le cas simple montre un profil très similaire à celui de Lyman beta avec deux absorptions autour du pic central et deux pics secondaires. Le cas couplé ne présente plus de pics secondaires, on identifie juste sur l'aile rouge les deux pics d'émission des raies de H_2 . Cela explique la très grosse différence d'intensité entre le cas simple et le cas couplé dans cette configuration (figure 37).

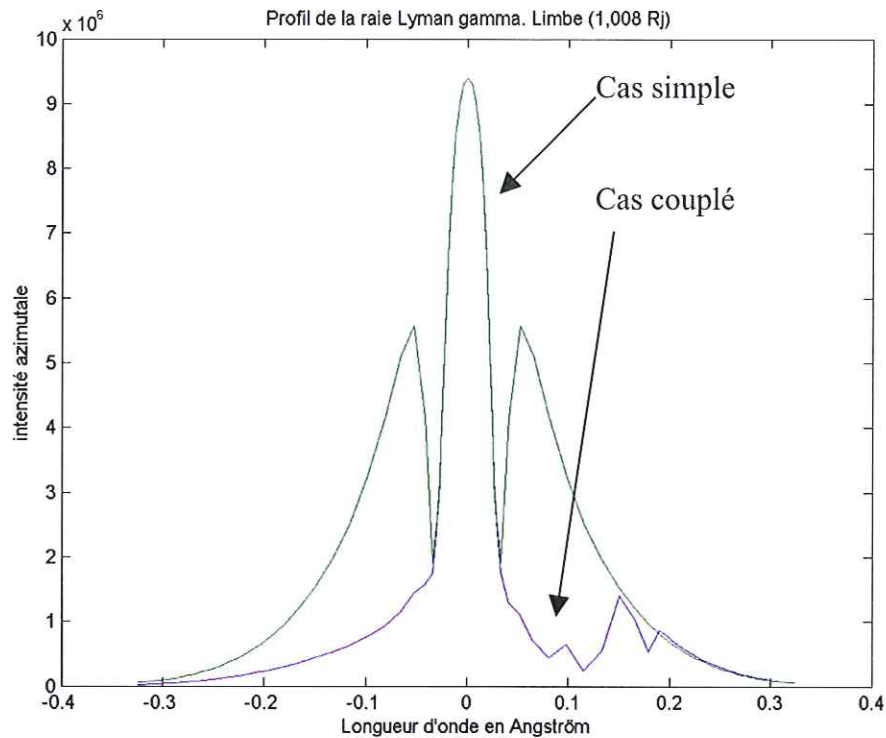


Figure 37 : profil de la raie Lyman gamma dans le cas simple et dans le cas couplé. On remarque l'absorption des pics secondaires due aux raies de H_2 dans le cas couplé.

Si l'on veut quantifier les effets de l'absorption de manière plus précise, on calcule l'intensité obtenue lorsque l'absorption des raies de H_2 est nulle. Nous allons procéder raie par raie.

Si on simule le problème avec un albédo de diffusion simple $\omega = 1$ pour la raie 12-0 P(4), on obtient une intensité de 22,59 R au centre du disque. En agissant de même avec la raie 11-0 R(1) on obtient une intensité de 31,59 R. Si on passe l'albédo de diffusion simple des deux raies de H_2 à 1, on obtient une intensité de 49,58 R au centre du disque. On peut, par ailleurs, noter que dans ce cas, il n'existe plus de brillance au limbe.

L'analyse est plus complexe que dans le cas de Lyman beta. Les effets de couplage sont particulièrement importants et il y a deux raies de H_2 en chevauchement avec Lyman gamma. On peut dire malgré tout que les deux raies de l'hydrogène moléculaire absorbent 43,53 R au centre du disque ce qui représente 82,13 % du rayonnement incident.

Finalement, dans le cas de Lyman gamma, les effets de couplage sont extrêmement importants, beaucoup plus que dans le cas de Lyman beta, à cause de la présence de deux raies très absorbantes au voisinage de la raie Lyman gamma. Les profils sont très fortement modifiés et le pic d'intensité au limbe est très atténué. On obtient ainsi au limbe 9,23 R dans le cas couplé contre 17,77 R dans le cas simple. Les effets de pompages dus aux raies de H_2

affectent l'ensemble des ailes de la raie. On remarque comme dans le cas Lyman beta des pics d'intensité aux longueurs d'onde des raies de H₂. Les intensités sont globalement plus faibles que celle obtenues par Feldman et al. (1993) et Liu et Dalgarno (1996).

3.2. Bulge.

Les résultats obtenus avec Lyman gamma dans le bulge sont assez différents de ceux obtenus avec Lyman beta puisque l'intensité augmente. On obtient 7,3 R au centre du disque au lieu de 6,06 R

Cela peut paraître très paradoxal après les résultats obtenus avec la raie Lyman beta. L'auto-absorption de Lyman gamma est plus forte que celle de Lyman beta, on comprend donc assez mal qu'une augmentation d'intensité subsiste.

Si on calcule l'intensité dans le bulge de la raie Lyman gamma seule, on obtient au centre du disque 6,5 R ce qui représente une très légère augmentation par rapport à l'intensité hors du bulge qui est de 6,35 R (probablement immesurable et sans doute peu significative vu la précision de nos calculs). Il semble donc qu'il n'y ait pas de diminution même avec la raie Lyman gamma seule, ce qui est en contradiction avec les résultats de la raie Lyman beta.

L'explication provient des effets des raies de H₂ qui agissent ici à l'inverse des effets constatés dans le cas de la raie Lyman beta. Elles provoquent une partie de l'augmentation de l'intensité dans le bulge, alors que pour Lyman beta elles tendent à réduire l'intensité à cause de la forte absorption que l'on observe autour de la raie couplée dans ce dernier cas. On peut probablement l'expliquer par le relativement fort albédo de diffusion simple d'une des raies.

Si l'on étudie maintenant le profil des raies, on constate comme dans le cas Lyman beta que les effets d'absorption autour du pic central sont très importants. On constate également des zones où l'intensité émise devient nulle autour du pic central à $\pm 0,05 \text{ \AA}$. Le pic central est plus large dans le bulge ce qui contribue à une bonne partie de l'augmentation de l'intensité. On voit ici un effet de l'élargissement dû à la couche à haute température.

Par contre, les effets d'absorption autour des raies de H₂ sont beaucoup moins marqués que pour Lyman beta puisque l'on n'obtient plus une intensité nulle autour de ces longueurs d'onde. On constate même un pic d'intensité au niveau de la raie 11-0 R(1) alors que hors du bulge, il existe une absorption. Cela provoque l'autre partie de l'augmentation de l'intensité. Le pic dû à la raie 12-0 P(4) est complètement identique.

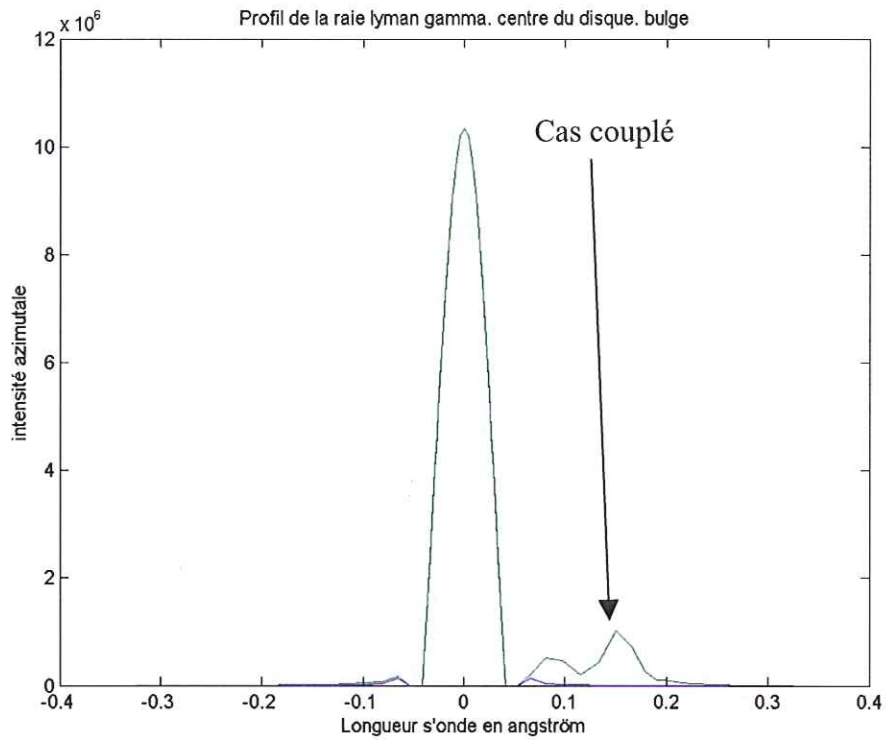


Figure 38 : profil de la raie Lyman gamma dans le bulge cas simple (bleu) et cas couplé (vert). Centre du disque.

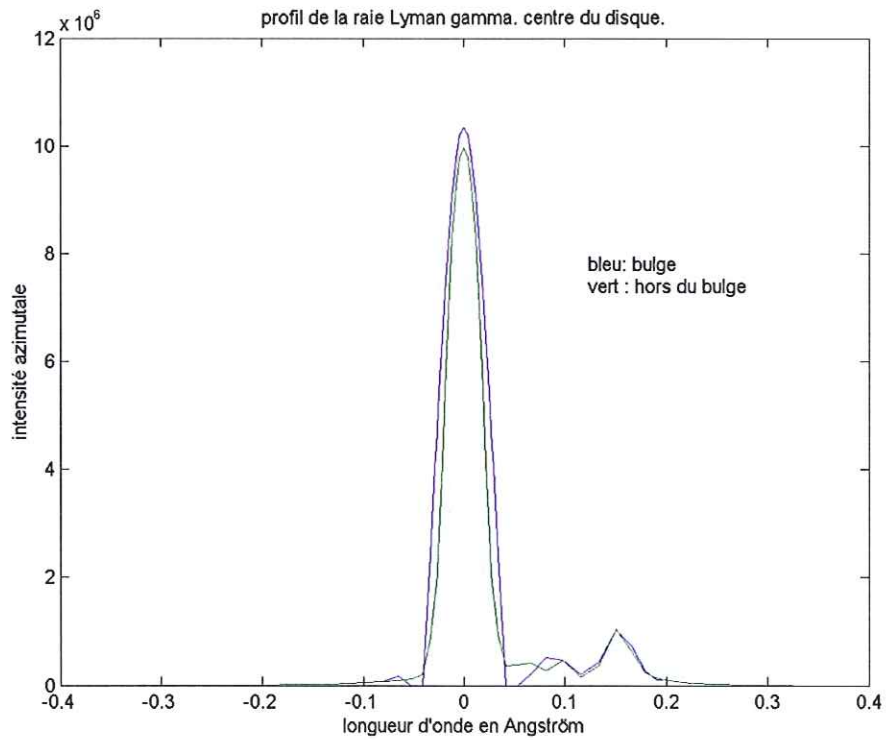


Figure 39 : Profil de la raie Lyman gamma dans le cas couplé hors du bulge et dans le bulge. Centre du disque.

On constate donc que dans le bulge, le cas de Lyman gamma est à l'origine de plusieurs effets modifiant l'intensité dans des sens opposés. Cependant au niveau global et vue la faiblesse des différences sur le profil de la raie, on note une augmentation de l'intensité de 6,06 R à 7,3 R. Cette augmentation sera l'effet le plus facilement mesurable. Elle représente environ 20 %. On peut penser que cet élargissement du pic central est dû à l'élargissement des profils de raie dans la couche chaude.

Conclusions.

Nous avons calculé dans les cas Lyman beta et gamma, les effets des chevauchements des raies des systèmes de Lyman de H_2 . Ces effets sont toujours importants au niveau de l'intensité. Cependant, ils le sont plus dans le cas Lyman gamma que dans le cas Lyman beta. Les comparaisons avec les calculs de Feldman et al. (1993) et de Liu et Dalgarno (1996) font apparaître des différences sensibles qui sont très probablement dues à l'utilisation d'un transfert radiatif et à des incertitudes sur les raies solaires incidentes. Les prévisions de notre modèle pourront être confirmées en partie par les mesures de FUSE même si sa résolution spectrale égale à $0,05 \text{ \AA}$ est un peu juste pour bien visualiser les caractéristiques précises des profils de raie.

Ces profils présentent dans tous les cas des marques importantes de l'effet des raies de H_2 . Là encore, ils sont particulièrement marqués dans le cas Lyman gamma. On constate que les visées au limbe permettent de mieux visualiser les effets de couplage puisque dans ce cas ils entraînent des dissymétries importantes des profils. La forte auto-absorption des raies de H_2 diminue de manière systématique l'intensité de l'aile correspondante dans le cas de visée au limbe. Dans le cas de la raie Lyman gamma, ce sont même les deux ailes de la raie qui sont absorbées par les raies de H_2 . Il sera donc particulièrement intéressant de disposer de mesures de l'émission des raies Lyman beta et gamma au limbe de manière à pouvoir confirmer ces prévisions.

Dans le bulge, il est intéressant de constater que, dans le cas Lyman beta, il n'y a pas d'élargissement notable du pic central alors que dans le cas Lyman gamma, celui-ci existe. Il semble que la raie Lyman gamma, malgré son albédo de diffusion simple plus petit, permette de voir les effets de couches plus profondes que Lyman beta. Cela serait confirmé par le fait que la raie Lyman gamma présente un petit bulge alors que la raie Lyman beta n'en présente pas du tout.

Ces prévisions permettront, si elles sont confirmées par des mesures, de recouper les informations données par la raie Lyman alpha. Comme les raies Lyman beta et gamma ne sont pas conservatives, elles permettront d'obtenir des informations sur la haute atmosphère en particulier. Enfin les couplages avec la raie de H₂ permettent d'obtenir des informations sur la concentration et l'état de l'hydrogène moléculaire à haute altitude. Nous en verrons un exemple au chapitre 5.

Lyman alpha	Cas simple. Hors du <i>bulge</i>	Cas simple. <i>Bulge</i>
Centre du disque	12,78 kR	16,51 kR
Limbe	19,72 kR	

Lyman beta	Cas simple		Cas couplé	
	Hors du <i>Bulge</i>	<i>Bulge</i>	Hors du <i>Bulge</i>	<i>Bulge</i>
Centre du disque	20,63 R	20,41 R	23,01 R	22,03 R
Limbe	49,6 R		48,1 R	

Lyman gamma	Cas simple	Cas couplé
Centre du disque	6,32 R	6,06 R
Limbe	17,77 R	9,23 R

Tableaux 9, 10 et 11 : tableaux récapitulatifs des intensités intégrées pour Jupiter.

Chapitre 4 : Le cas de Saturne.

1. Les précédents travaux.

1.1. Zones non aurorales.

La structure de la haute atmosphère de Saturne est assez similaire à celle de Jupiter. Il est donc assez immédiat, une fois les simulations effectuées sur Jupiter, de les transposer à Saturne. De plus, l'arrivée prochaine de la sonde Cassini-Huygens dans les environs de Saturne va permettre d'affiner les connaissances que l'on a de cette planète. Il est donc indispensable de disposer de simulations concernant son rayonnement Lyman.

Sur Saturne, les études du rayonnement Lyman datent de l'analyse des données Voyager. Les mesures de Voyager ont fourni un rayonnement diurne de 3,3 kR (Broadfoot et al. 1981b). IUE a par ailleurs permis de faire des mesures pendant 10 ans de 1980 à 1990 des émissions Lyman alpha de la planète (Mc Grath et Clarke, 1992). Les auteurs ont remarqué que la brillance de la planète dans le domaine Lyman alpha est dépendante de la densité d'atomes d'hydrogène dans le milieu interplanétaire. Emerich et al. (1992) réduisent alors à 3 kR le rayonnement Lyman alpha intrinsèque de la planète, mais finalement Ben Jaffel et al. (1995) reprennent les 3,3 kR calculés directement à partir des mesures Voyager. Les modèles de transfert radiatifs récents ne permettent pas avec le modèle d'atmosphère dit « standard » d'obtenir ces 3,3 kR (Ben Jaffel et al., 1995). Avec un flux solaire proche des valeurs obtenues lors du passage des sondes Voyager vers Saturne (soit un flux solaire de $4.10^{11} \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ à 1 U.A), les modèles donnent 1,5 kR ce qui est bien plus faible que les mesures. La question est de savoir quels sont alors les sources de ces photons supplémentaires.

Plusieurs hypothèses :

- Une contribution due au rayonnement Lyman interplanétaire. Celle-ci semble pouvoir atteindre au maximum 400 R pour Lyman alpha. Cela ne suffit pas.
- Des sources internes du type *electroglow*. Elles ne permettent pas d'expliquer la variation du centre vers le limbe (Ben Jaffel et al., 1995).
- Une densité colonne d'hydrogène plus importante.

Les dernières propositions (Ben Jaffel et al., 1995) semblent tendre vers cette troisième hypothèse. Ils proposent une densité colonne de 9.10^{16}cm^{-2} au lieu de 3.10^{16}cm^{-2} . Ce surplus

d'hydrogène que les modèles d'atmosphère n'expliquent pas pourrait provenir de la décomposition de l'eau issue des anneaux.

Parkinson et al. (1998) ont par ailleurs réexaminé le rayonnement diurne de la raie de l'hélium à 584 Å à partir des mesures de Voyager. Ils notent la très forte incertitude qui existe sur la valeur du coefficient de diffusion turbulente ce qui entraîne une forte incertitude sur le modèle d'atmosphère à utiliser. Les mesures que la sonde Cassini fournira, sont de ce fait, attendues avec une grande impatience.

1.2. Les zones aurorales.

La présence d'aurores sur Saturne a été suspectée dès les observations du photomètre UV de la sonde Pioneer 11 (Judge et al., 1980). IUE avait également détecté des augmentations de rayonnement Lyman alpha près des régions polaires (Clarke et al., 1981). Là encore, les mesures de Voyager ont permis d'être assuré de la présence d'aurores sur Saturne (Broadfoot et al., 1981b). Ces aurores ont été détectées dans les mêmes plages de longueur d'onde que pour Jupiter. Les intensités atteignent entre 10 et 100 kR pour les bandes de Lyman et Werner de H₂, et de 2 à 20 kR pour Lyman alpha. Là encore, les particules précipitées sont principalement des électrons autour de 10 keV mais il est également possible que des ions azote provenant de Titan précipitent (Barbosa, 1987).

Nous allons maintenant étudier comment le code que nous avons développé pour Jupiter doit être modifié pour s'adapter sur Saturne. Les modifications à apporter au code sont en fait minimales. Il suffit de changer les entrées, en particulier le modèle d'atmosphère.

2. Les entrées dans le cas Saturne.

2.1. Le modèle d'atmosphère.

Les modèles de la haute atmosphère de Saturne sont issus des mesures effectuées par la sonde Voyager. Un premier modèle sert de base de calcul à tous les autres (Smith et al., 1983). Le modèle finalement adopté est issu du modèle dit « standard » utilisé par Ben Jaffel et al. (1995) pour des calculs sur Lyman alpha.

Cependant, nous avons prolongé vers le haut le modèle précédent à l'aide du modèle de Smith et al. Le problème se posait surtout pour H₂, le raccord entre les deux modèles se faisant mal.

Nous avons choisi d'utiliser la variation telle que Smith et al. (1983) l'ont décrite mais avec un raccord correspondant aux valeurs de Ben Jaffel et al. (1995). Pour tenir compte des conclusions de ces derniers supposant une densité colonne de H, 3 fois plus grande, nous utiliserons également le même modèle d'atmosphère mais avec un facteur 3 sur la concentration en atomes d'hydrogène.

En comparant les modèles de Jupiter et de Saturne, on constate que l'hydrogène atomique est beaucoup moins abondant sur Saturne que sur Jupiter, quel que soit le modèle. Il n'y a pas de zone où la concentration d'hydrogène atomique est plus grande que celle d'hydrogène moléculaire, sauf pour des altitudes supérieures à 3000 km. L'importance du couplage entre les raies en sera donc renforcée.

Enfin, la couche de méthane semble beaucoup plus importante sur Saturne que sur Jupiter. Elle risque de provoquer une forte absorption dans les basses couches de l'atmosphère et donc de diminuer l'effet sur l'émission de ces basses couches.

La température est beaucoup plus faible sur Saturne que sur Jupiter. La température exosphérique est égale à 420 K. Elle a été calculée grâce à des mesures de Voyager (Smith et al., 1983). Ces basses températures vont diminuer la largeur des profils d'absorption et donc limiter les effets de couplage entre les raies. Il faut noter que des désaccords subsistent sur la température exosphérique de Saturne. Certains auteurs parlent d'une température entre 600K et 800K (Atreya et al., 1984). Ces incertitudes subsistant, nous calculerons les émissions des raies Lyman avec plusieurs modèles d'atmosphère.

- Un modèle dit « standard » avec une densité colonne de H de $3.10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et une température exosphérique de 420 K.

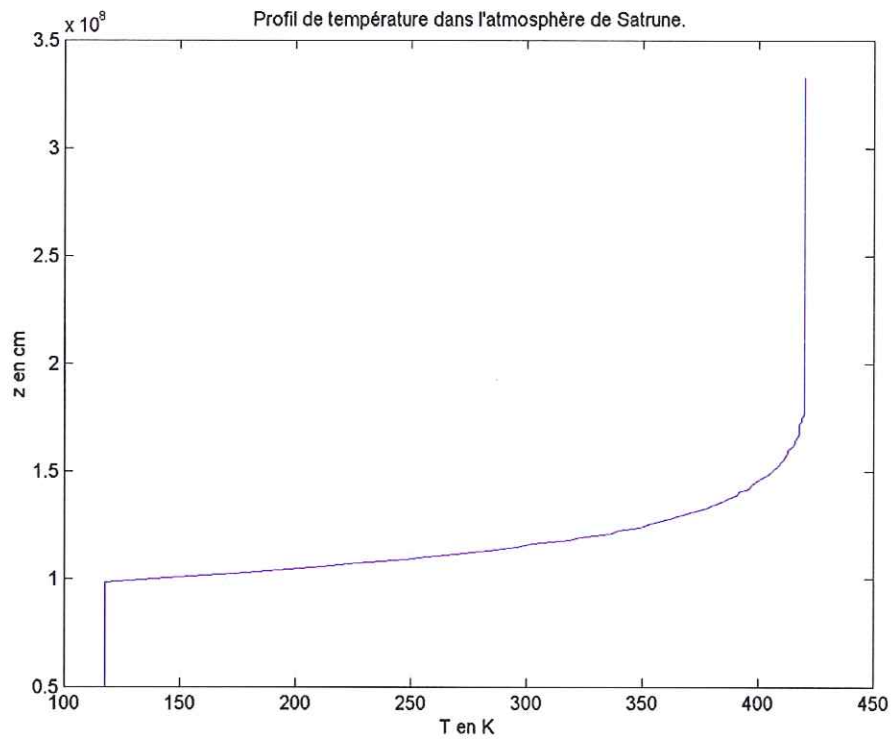


Figure 40 : profil de température du modèle standard

- Un modèle avec la même densité colonne mais avec une température exosphérique de 800 K.

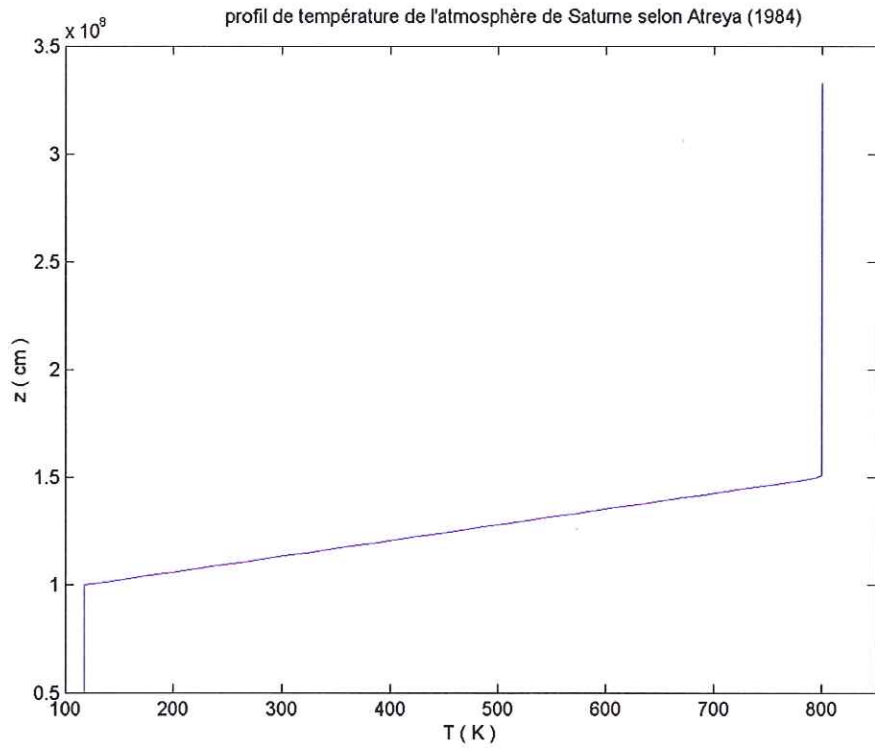


Figure 41 : profil de température de saturne selon Atreya (1984)

- Enfin un modèle avec une température exosphérique de 420 K mais avec une densité colonne de H de $9,10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

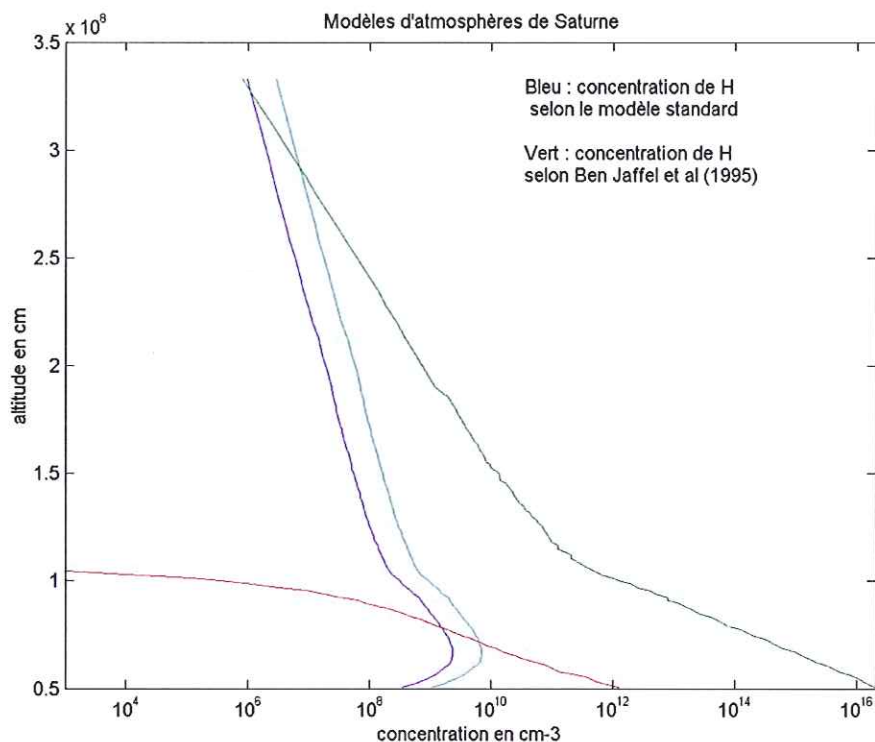


Figure 42 : modèles d'atmosphères. En bleu la concentration d'hydrogène atomique issue du modèle standard $[H] = 3.10^{16} \text{ cm}^{-2}$; en vert celle issue des calculs de Ben Jaffel et al. (1995). La densité colonne de H est alors égale à $9.10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

2.2. Les autres entrées.

Si la géométrie est quasi identique à celle de Jupiter, il convient cependant de modifier le rayon planétaire équatorial ($R=60268\text{km}$) et d'atténuer le flux solaire, Saturne étant plus loin que Jupiter ($D=9,24 \text{ A.U.}$).

Nous n'intégrerons pas ici l'éventuelle contribution du milieu interplanétaire. Elle sera éventuellement à ajouter mais elle ne rentre pas dans notre formulation de l'équation de transfert radiatif (cf. chapitre 2).

3. Les résultats sur Saturne.

3.1. Lyman alpha.

De manière à valider les résultats sur Saturne, nous allons tester des comparaisons entre les résultats de notre code dans le cas simple et les résultats des mesures et des simulations précédentes. Nous travaillerons dans un premier temps avec le modèle d'atmosphère dit « standard ».

Nous utilisons pour la raie solaire un Soleil calme et un profil en double gaussienne avec les paramètres de Gladstone (1988)

3.1.1. Modèle d'atmosphère standard.

L'intensité obtenue pour la raie Lyman alpha est de 1,43 kR au centre du disque. Au limbe, l'intensité est de 2,56 kR pour un point de visée à 1,019 Rs. Cela ne correspond pas aux mesures effectuées par Voyager mais c'est cohérent avec les résultats des calculs de Ben Jaffel et al. (1995) puisqu'il trouve avec le modèle standard 1,5 kR au centre du disque.

Le profil de la raie au centre du disque est assez simple, on constate juste le début d'une inversion (reversal) au centre de la raie. Au limbe, on commence à voir la raie s'élargir à cause du plus grand chemin optique. En revanche, il n'existe pas de pics secondaires tels que ceux que l'on remarque dans le cas Lyman beta sur Jupiter.

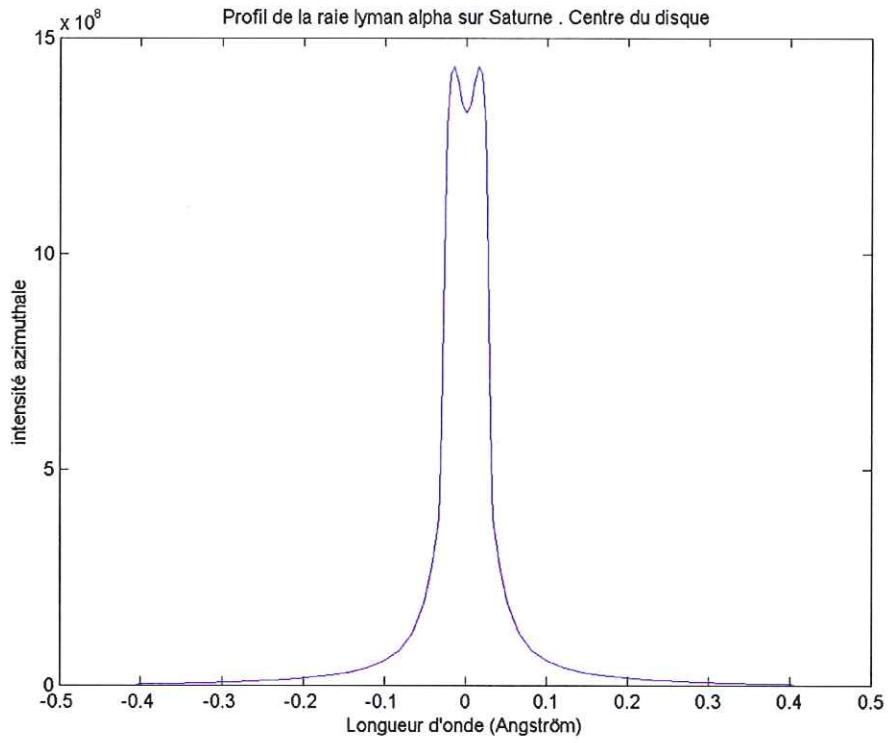


Figure 43 : profil de la raie Lyman alpha sur Saturne. Centre du disque.

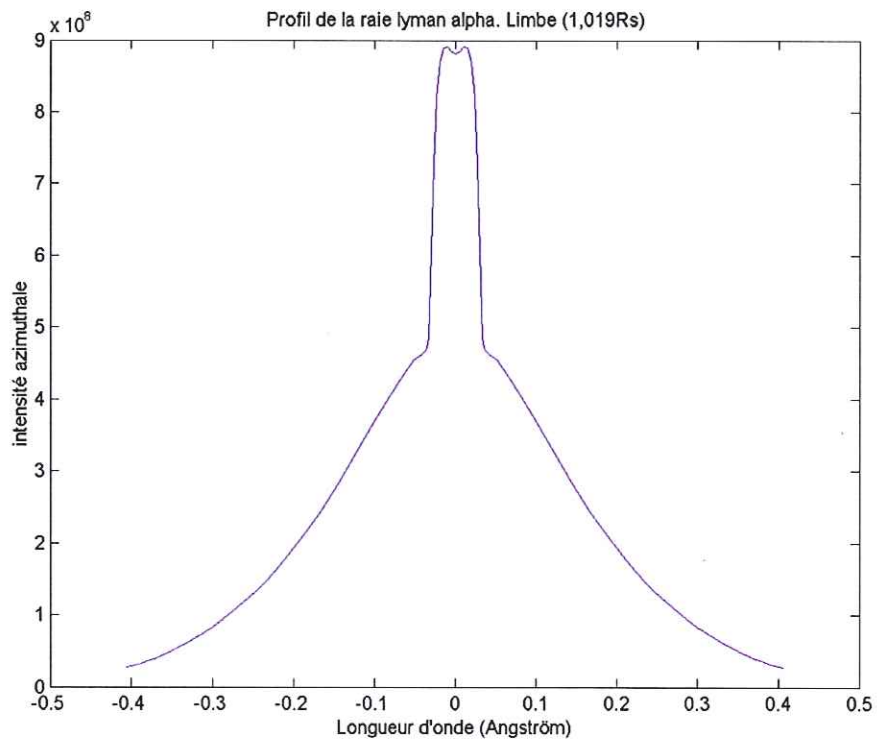


Figure 44 : Profil de la raie Lyman alpha sur Saturne. Limbe, point de visée à $1,019R_s$.

3.1.2. Modèle avec $T_{\text{exo}} = 800 \text{ K}$.

Si l'on utilise le profil de température proposé par Atreya et al. (1984), les intensités du rayonnement de la raie Lyman alpha restent très faibles devant les mesures Voyager. On obtient 1,63 kR au centre du disque et 2,04 kR au limbe. Ces intensités sont supérieures à celle obtenues avec le modèle standard mais elles ne suffisent pas à expliquer les mesures Voyager.

Les profils sont par contre très similaires à ceux obtenus avec le modèle standard.

3.1.3. Modèle issu de BenJaffel et al. (1995).

Avec le modèle, ayant une plus grande densité colonne d'hydrogène atomique, on obtient une intensité de 2,08 kR au centre du disque et de 3,04 kR au limbe (Point de visée à 1,019 Rs) inférieure à l'intensité qu'avaient calculée Ben Jaffel et al. (1995) qui prévoyaient une intensité de 2,7 kR au centre du disque avec cette densité colonne. En ajoutant, les 440 R prévus par ces mêmes auteurs pour le rayonnement issu du milieu interplanétaire, on atteint à peine 2,5 kR ce qui reste inférieur aux mesures de Voyager.

Quelles sont les causes de ces différences ?

La plus évidente est le modèle d'atmosphère qu'ils proposent, avec cette colonne densité de H. Ils ne précisent pas si l'hydrogène supplémentaire est uniformément réparti dans l'atmosphère ou si des différences existent en faisant varier l'altitude. De notre côté nous avons supposé une distribution homogène de l'accroissement relatif induit par cet hydrogène supplémentaire en multipliant simplement par 3 la concentration sur toute la hauteur de l'atmosphère.

Les profils ne présentent pas de particularités importantes et sont très similaires aux profils obtenus avec le modèle standard.

On constate bien la grande incertitude qui existe sur le modèle d'atmosphère de Saturne. Les résultats que l'on obtient ne correspondent pas aux mesures Voyager ni aux derniers calculs de Ben-Jaffel et al. (1995). Il est évident que les mesures que va pouvoir effectuer la sonde Cassini vont être du plus grand intérêt pour enfin avoir des modèles plus précis.

3.2. Lyman beta.

3.2.1. Modèle standard.

Nous avons calculé pour les raies Lyman beta et gamma le rayonnement diurne de Saturne. Les résultats des simulations sont assez différents de ceux obtenus pour Jupiter. La très forte proportion de H₂ par rapport à celle de H donne une importance toute particulière à ce couplage.

On constate d'emblée que H₂ double l'épaisseur optique d'une couche d'atmosphère. On obtient pour une verticale dans l'atmosphère, 5000 environ dans le cas simple et 11000 environ dans le cas couplé.

L'intensité est 3,43 R au centre du disque dans le cas simple et 5,99 R dans le cas couplé. Au limbe, on obtient 4,42 R dans le cas simple et 7,73 R dans le cas couplé.

Les intensités sont bien sûr plus faibles que sur Jupiter. Même à flux solaire égal, elles resteraient plus faibles en raison de la moindre concentration en hydrogène atomique sur Saturne. L'intensité récupérée représente 14% de l'intensité reçue contre près de 16 % sur Jupiter. Il est de plus probable que la forte concentration de H₂, qui génère beaucoup d'absorption, entraîne également une baisse de l'intensité. Il faudrait pour vérifier cela disposer des spectres de fluorescence dus à la raie 6-0 P(1) du système de Lyman pour H₂.

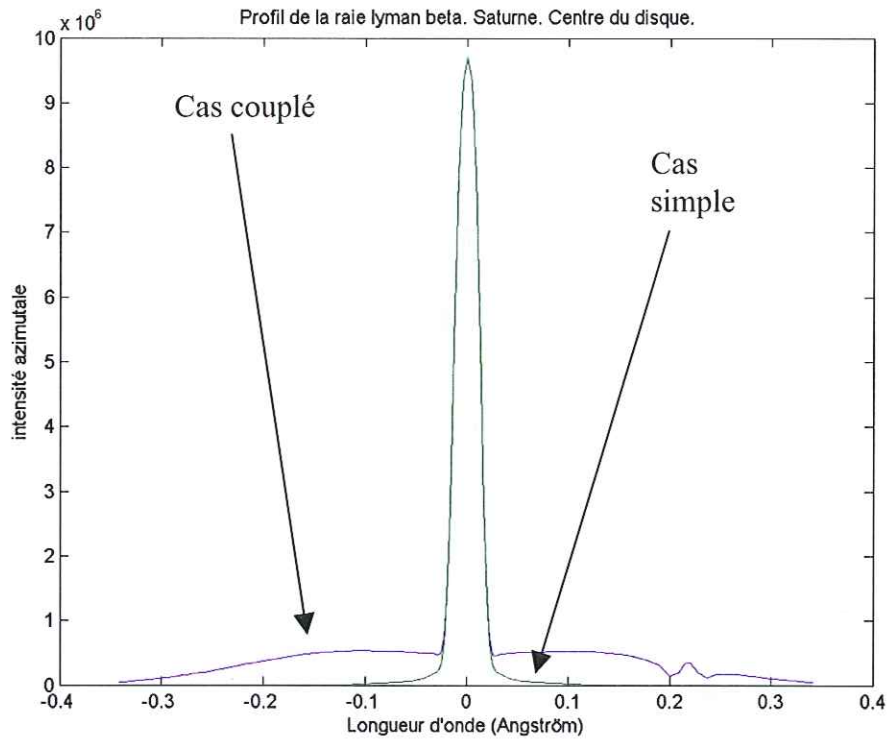


Figure 45 : profil de la raie Lyman beta dans le cas couplé (bleu) et dans le cas simple (Vert). On vise le centre du disque.

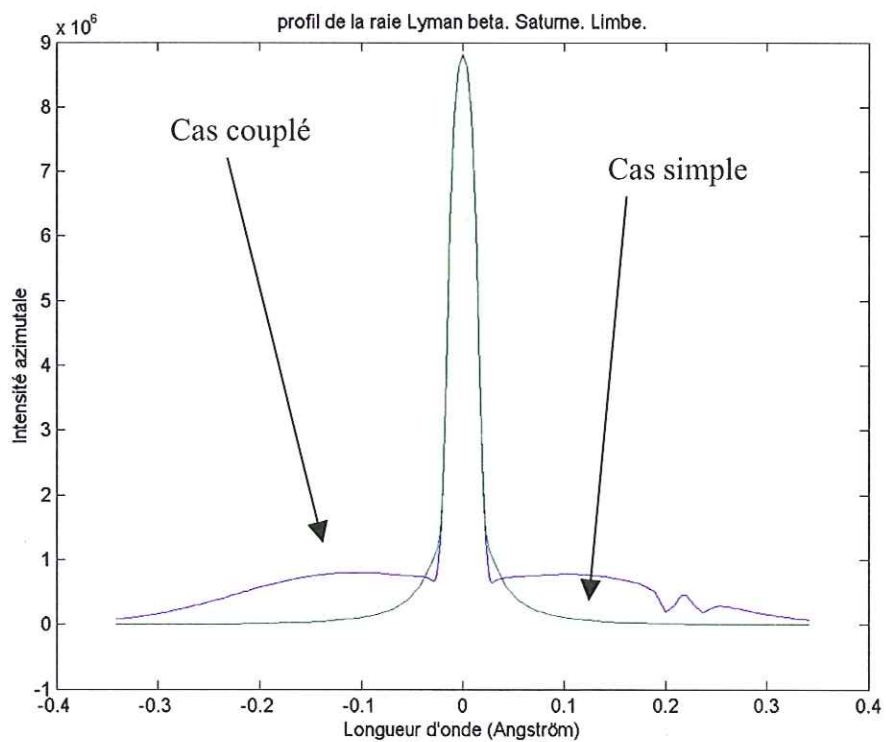


Figure 46 : profil de la raie Lyman beta dans le cas couplé (bleu) et dans le cas simple (Vert). On vise le limbe.

La différence la plus spectaculaire apparaît sur le profil des raies. Que l'on soit au centre du disque ou au limbe (point de visée à 1,019 Rs), les pics secondaires autour du pic central apparaissant sur Jupiter sont entièrement éliminés.

Dans le cas couplé, les ailes de la raie sont plus intenses. L'épaisseur optique est alors beaucoup plus grande et les effets de redistribution en fréquence dus au transfert radiatif deviennent visibles. Cependant, le pompage dû à la grande concentration de H₂ empêche les pics secondaires de se développer.

Par ailleurs, le pic d'émission de H₂ est toujours présent pour $\Delta\lambda=0,22 \text{ \AA}$ et l'absorption directe au voisinage de ce pic est toujours visible.

Si l'on regarde maintenant le terme source en fonction de l'altitude pour un soleil au zénith, on obtient des informations sur l'altitude d'émission de l'intensité. On remarque, à la fois sur Lyman alpha et beta, une diminution particulièrement forte du terme source vers 1000 km d'altitude. Si l'on compare Lyman alpha et beta, on remarque que le terme source est assez constant entre le haut de l'atmosphère et 2000 km dans le cas de Lyman alpha, alors qu'une diminution très nette est visible dans le cas de Lyman beta, à la fois dans le cas simple et dans le cas couplé à très haute altitude. On remarque par ailleurs que les différences entre le cas simple et le cas couplé sont très faibles.

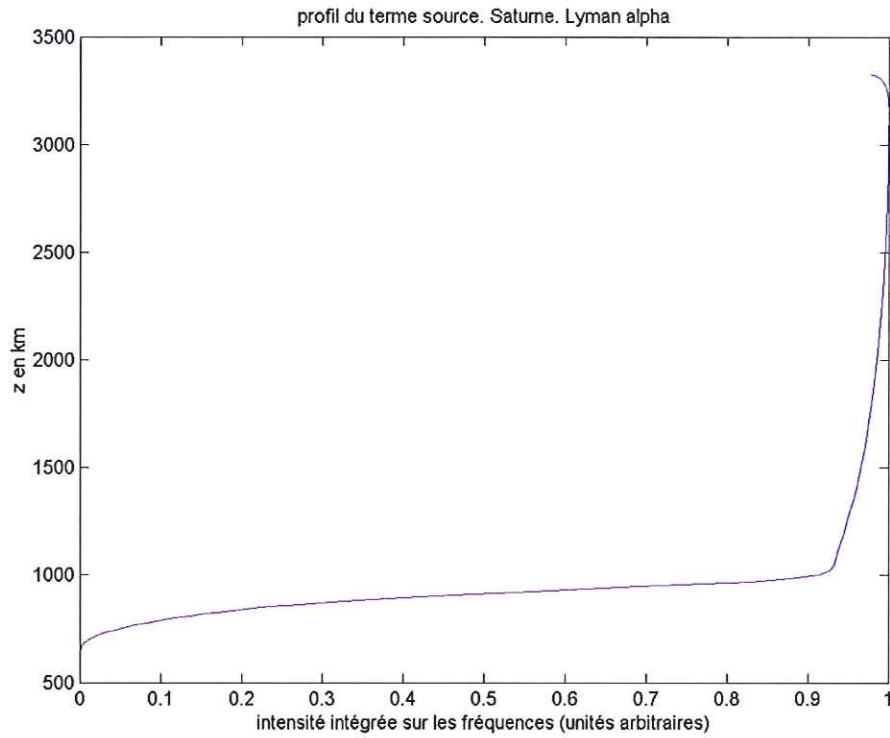


Figure 47 : Profil en altitude du terme source. Saturne. Lyman alpha. On remarque que le terme est quasi constant entre le haut de l'atmosphère et 1000 km.

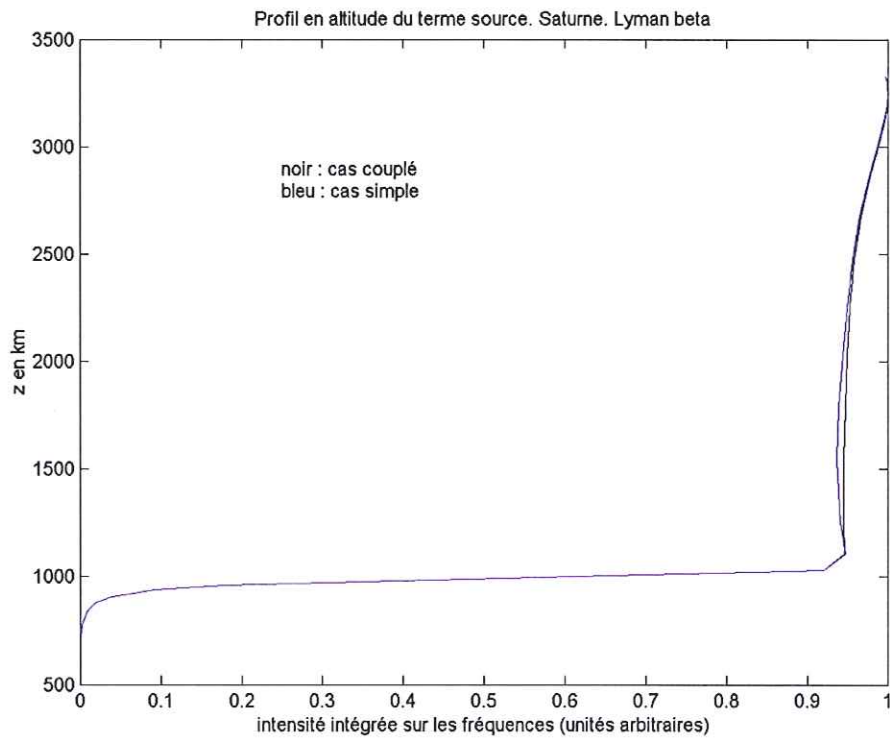


Figure 48 : profil du terme source en altitude. Lyman beta, cas couplé et simple. Saturne.

On peut remarquer que cette très forte diminution en dessous de 1000 km du terme source est due à la couche de méthane qui démarre à cette altitude. On peut donc obtenir avec les raies Lyman des informations concernant les couches au dessus de 1000 km.

3.2.2. Modèle avec $T_{\text{exo}} = 800 \text{ K}$.

Dans ce cas, l'intensité augmente encore de manière importante puisque l'on atteint 7,05 R au centre du disque et 8,66 R au limbe dans le cas couplé contre respectivement 4,59 R et 5,51 R dans le cas simple.

3.2.1. Modèle issu de Ben Jaffel et al. (1995).

Dans le cas simple, on obtient une intensité de 3,8 R au centre du disque et 5,95 R au limbe. Cette intensité est plus importante que celle obtenue avec le modèle standard mais plus faible que celle obtenue avec le modèle comportant une température exosphérique de 800 K.

Dans le cas couplé, on obtient 6,01 R au centre du disque et 8,18 R au limbe.

3.3. Lyman gamma.

Dans le cas Lyman gamma, nous ne simulerons les intensités que dans le cas du modèle standard. Les épaisseurs optiques commencent à devenir très faibles et les effets de couplage sont très diminués. Nous pourrions ainsi visualiser rapidement les effets des raies de H_2 sur un exemple de modèle d'atmosphère, mais il n'est pas utile de calculer les effets de l'ensemble des modèles. En plus, on ne dispose pour l'instant d'aucune mesure sur Lyman gamma sur Saturne ce qui rend impossible les comparaisons immédiates. Enfin, il est probable que la faiblesse des intensités dans ce cas, rende assez difficiles les observations de petites variations dues aux raies de H_2 .

3.3.1. Modèle standard.

On applique la même méthode dans le cas de Lyman gamma. L'intensité obtenue est de 1,46 R au centre du disque et 1,86 R au limbe.

Le profil de la raie au centre du disque est assez simple puisqu'il présente le pic principal, un pic secondaire à $+0,16 \text{ \AA}$, pour la raie qui a un albédo de diffusion simple assez grand

($\varpi = 0,2118$) et un pic d'absorption à la position de l'autre raie en coïncidence. Cette autre raie a un albédo de diffusion simple beaucoup plus petit ($\varpi = 0,09 \text{ \AA}$), ce qui provoque ce pic d'absorption.

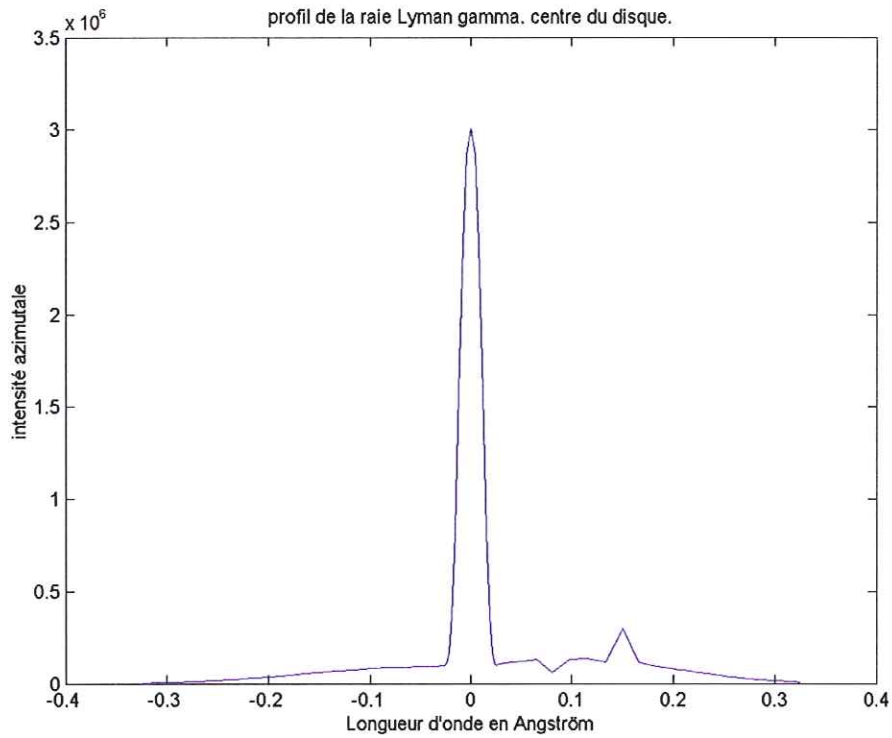


Figure 49 : Profil de la raie Lyman gamma au centre du disque pour Saturne

Au limbe, le profil est de forme très similaire, on constate juste une amplification du pic d'émission et du pic d'absorption due aux raies en chevauchement.

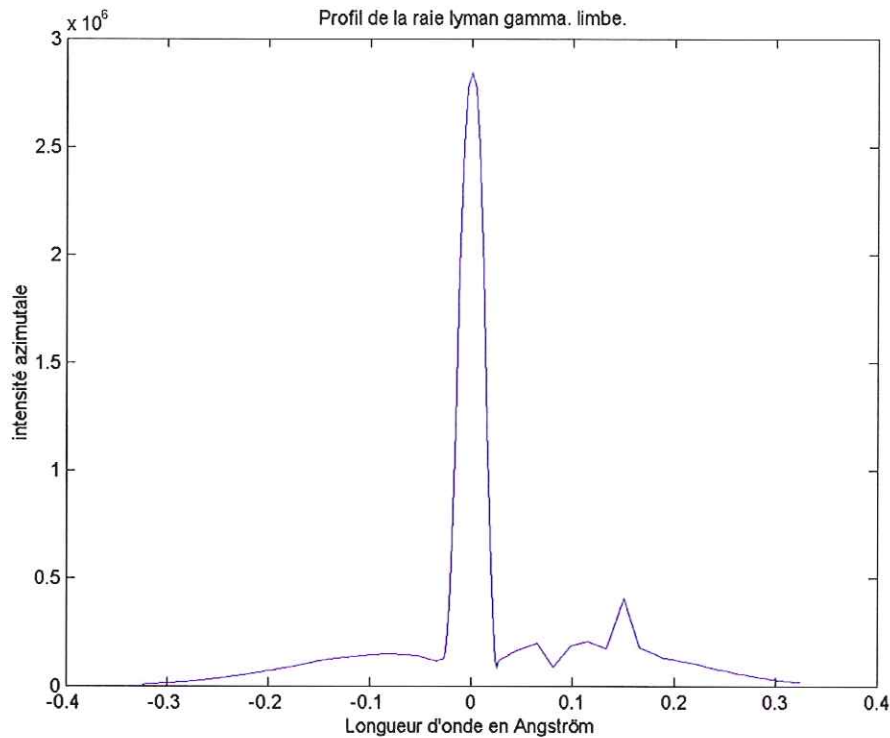


Figure 50 : profil de la raie Lyman gamma au limbe dans le cas de Saturne.

3.4. Conclusions des résultats sur Saturne.

On constate à nouveau que les mesures manquent beaucoup pour pouvoir confirmer ou non, l'utilisation d'un modèle d'atmosphère plutôt qu'un autre. Il est évident que si l'on veut multiplier les informations, il faudra prendre en compte à la fois Lyman alpha et les autres raies Lyman. Cela permet de coupler les résultats d'une raie conservative et d'une raie non conservative. Les chances d'avoir des informations sur l'atmosphère de la planète en seront multipliées.

D'autre part, les prévisions sur les raies Lyman beta et gamma permettent d'avoir des informations sur la concentration en dihydrogène. On a ainsi des possibilités de remonter aux rapports H/H_2 . Le problème sera d'être capable de mesurer de si faibles intensités et surtout d'obtenir les profils lorsque les intensités deviennent très faibles. Il est probable que cela ne posera pas trop de problème pour Lyman beta, les intensités restant de quelques Rayleigh. Le cas de Lyman gamma sera certainement beaucoup plus délicat. Par ailleurs, il faudra sans doute prendre en compte le rayonnement interplanétaire de ces deux raies. Il a été montré dans le cas Lyman alpha que ce rayonnement pouvait avoir des composantes non négligeables.

	Modèle standard		Modèle $T_{\text{exo}} = 800 \text{ K}$		Modèle [H] grand.	
Lyman alpha	1,43 kR (centre du disque)		1,63 kR (centre du disque)		2,08 kR (cd)	
	2,56 kR (limbe)		2,04 kR (limbe)		3,04 kR (lb)	
Lyman beta	Cas simple	Cas couplé	Cas simple	Cas couplé	Cas simple	Cas couplé
	3,43 R (cd)	5,99 R (cd)	4,59 R (cd)	7,05 R (cd)	3,8 R (cd)	6,01 R (cd)
	4,42 R (lb)	7,73 R (lb)	5,51 R (lb)	8,66 R (lb)	5,95 R (lb)	8,18 R (lb)
Lyman gamma	1,46 R (cd)					
	1,86 R (lb)					

Tableau 12 : tableau récapitulatif des intensités intégrées obtenues au chapitre 4.

Chapitre 5 : Les effets des coïncidences avec les bandes chaudes ; détermination des températures vibrationnelles pour H₂.

1. Le problème.

Si l'on détaille un peu plus la structure des systèmes de Lyman et de Werner pour l'hydrogène moléculaire, un grand nombre de raies se trouvent au voisinage des raies de la série de Lyman de l'hydrogène atomique.

Nous avons listé d'après Abgrall et al. (1993) l'ensemble des raies de H₂ des systèmes de Lyman et Werner en coïncidence avec les raies Lyman alpha et beta en prenant en compte les deux premiers niveaux vibrationnels. Nous avons éliminé le niveau v=3 qui se trouve à plus de 10000 cm⁻¹.

D'autre part, les raies du Deutérium sont toujours proches des raies correspondantes de l'hydrogène. Pour la série de Lyman, la différence entre les raies de l'hydrogène et du deutérium est de l'ordre de 0.3Å.

Raie	Longueur d'onde	$\Delta\lambda$ (Å)	Energie niveau fondamental	Force d'oscillateur	A(s ⁻¹)	$\bar{\omega}$
H Ly α	1215,69 Å		0 cm ⁻¹	0,4162	6,26.10 ⁸	1
Système de Lyman						
H ₂ R(6)1-2	1215,73 Å	0,04	6516 cm ⁻¹	3,5.10 ⁻²	0,14.10 ⁹	0,089
H ₂ P(5) 1-2	1216,07 Å	0,38	5848 cm ⁻¹	2,91.10 ⁻²	0,16.10 ⁹	0,083

Tableau 13 : raies en coïncidence avec la raie Lyman alpha. On se limite aux raies issues du niveau v = 2.

Raie	Longueur d'onde	$\Delta\lambda$ (Å)	Energie niveau fondamental	f	A(s ⁻¹)	ω
H Ly β	1025,72 Å	0	0 cm ⁻¹	0,0791	1,672x10 ⁸	0,8816
Système de Lyman						
P(1) 6-0	1025,93 Å	+0,22	0 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,13566
P(8) 9-0	1025,36 Å	-0,36	4142 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	0,65x10 ⁸	0,1040
10-1 R(2)	1025,39 Å	-0,33	4502 cm ⁻¹	0,102x10 ⁻⁰²	0,46x10 ⁷	0,0063
12-1 R(7)	1025,88 Å	+0,16	8127 cm ⁻¹	1,9x10 ⁻³	0,11x10 ⁸	0,0248
13-0 R(13)	1025,88 Å	+0,16	9855 cm ⁻¹	0,93x10 ⁻²	0,56x10 ⁸	0,0123
17-0 R(16)	1026,08 Å	+0,36	> 12000 cm ⁻¹	6,4x10 ⁻⁰³	0,43x10 ⁸	0,3454
Système de Werner						
2-1 R(9)	1025,42 Å	-0,30	9061 cm ⁻¹	1,8x10 ⁻⁰³	0,17x10 ⁸	0,007
3-0 P(15)	1025,36 Å	0,36	> 12000 cm ⁻¹	2,2x10 ⁻⁰²	0,10x10 ⁹	0,051
4-0 P(17)	1026,10 Å	0,38	> 12000 cm ⁻¹	2,53x10 ⁻⁰³	0,11x10 ⁹	0,062
4-1 R(15)	1025,45 Å	-0,27	> 12000 cm ⁻¹	7,1x10 ⁻⁰⁴	0,48x10 ⁷	0,003
Ly β deutérium	1025,44	-0,28	0 cm ⁻¹	1,673.10 ⁸	7,912.10 ⁻²	0,8816

Tableau 14 : raies en coïncidence avec la raie Lyman beta.

Les raies issues du deutérium sont détectables sur Jupiter pour Lyman alpha (Griffioen 2001, Parkinson 2002) mais elles entraînent peu d'auto-absorption. Il n'y a pas les effets de pompage constatés avec les raies de H₂. Nous ne les prendrons pas en compte dans les simulations des raies Lyman alpha et beta.

Nous avons procédé à des simulations en supposant au départ que la température vibrationnelle est proportionnelle à la température cinétique pour l'ensemble de l'atmosphère. Cette hypothèse est évidemment fautive, les mécanismes d'excitation et de relaxation des modes de vibration n'étant certainement pas identiques à toutes les altitudes. Cela nous

permettra cependant de tester la validité de la méthode et de trouver un facteur moyen sur l'ensemble de l'atmosphère.

Les populations des niveaux vibrationnels seront alors données par :

$$N_{\text{vib}}(v,z) = N_0(z) \frac{\exp(-E_v/kT_{\text{vib}})}{\sum_v \exp(-E_v/kT_{\text{vib}})} \quad 40$$

où N_0 est la population globale de l'espèce concernée.

$N_{\text{vib}}(v,z)$ est la population du niveau vibrationnel de l'espèce concernée.

E_v est l'énergie du niveau vibrationnel.

T_{vib} est la température vibrationnelle.

Pour chaque niveau vibrationnel, les populations des niveaux rotationnels sont données par:

$$N(vJ,z) = N_{\text{vib}}(v,z) \frac{(2J+1)g_s \exp(-E_J/kT_{\text{rot}})}{\sum_J (2J+1)g_s \exp(-E_J/kT_{\text{rot}})} \quad 41$$

$N(vJ,z)$ est la population du niveau rotationnel correspondant au niveau vibrationnel concerné.

E_J est l'énergie du niveau rotationnel. Le zéro d'énergie est le niveau $J=0$ du niveau vibrationnel concerné.

T_{rot} est la température rotationnelle.

Nous considérons que les températures rotationnelles sont identiques aux températures cinétiques.

Dans quelle mesure doit-on prendre en compte, ou non, une raie? Si l'on représente les niveaux d'énergies vibrationnels et rotationnels de l'état électronique fondamental, on remarque que nombre de ces raies sont à des niveaux très élevés et les populations correspondantes sont très faibles.

En se reportant aux tableaux des niveaux d'énergies du premier état électronique quelques constatations s'imposent d'entrée, 10000 cm^{-1} représentant une énergie $k_b T$ telle que $T=14382 \text{ K}$:

- les raies de très haut niveau rotationnel ($J > 10$) peuvent être éliminées, les niveaux concernés étant beaucoup trop hauts en énergie pour être significativement peuplés, d'autant plus que nous considérons ici que les températures rotationnelles sont égales aux températures cinétiques,
- seuls les premiers niveaux rotationnels du niveau vibrationnel $v=2$, peuvent être peuplés,
- certaines raies de H_2 sont assez éloignées du centre de la raie Lyman. Elles ne reçoivent donc que très peu d'intensité de la raie Lyman du Soleil. Elles ne peuvent donc jouer un

rôle qu'à deux conditions : le niveau fondamental doit être très peuplé et les paramètres spectroscopiques de la raie doivent être importants (grand coefficient d'Einstein et grande force d'oscillateur).

Dans le cas de Lyman alpha, par exemple à l'endroit de l'impact sur Jupiter de la comète SL9, des effets importants (~1100 R de fluorescence dans système de Lyman dont 600 R dus à la fluorescence de Lyman alpha) ont été signalés (Wolven et al., 1997). Les mêmes auteurs mesurent environ 100 R de fluorescence dans la même zone, la veille de l'impact, dans le système de Lyman pour l'hydrogène moléculaire. Il existe donc bien des transitions avec une bande chaude $v = 2$. A fortiori, il est probable que des effets des bandes chaudes $v=1$ puissent être constatés. Or il existe des coïncidences avec les raies Lyman beta et gamma. Les effets de ces bandes chaudes seront plus marqués encore dans le bulge. Cependant, pour Lyman beta, la seule, raie candidate est à niveau rotationnel assez élevé, ce qui risque de rendre la méthode moins sensible.

Le problème de la raie Lyman gamma va être très complexe à cause du grand nombre de raie à prendre en compte.

La détection des bandes chaudes de l'hydrogène moléculaire va nous permettre de résoudre le problème soulevé par la température vibrationnelle dans l'atmosphère de Jupiter. Des études récentes suggèrent que celles-ci peuvent être supérieures aux températures cinétiques. Selon Parkinson (2002), il pourrait y avoir un facteur 4 entre la température cinétique et la température vibrationnelle.

Il a donc fallu, pour prendre en compte ce problème, introduire dans le code, la possibilité de travailler avec un nombre de raies plus important. Pour l'instant, le maximum est à 7 raies puisque c'est le nombre de raies dont nous aurons besoin pour simuler le cas Lyman gamma.

2. Les résultats.

2.1. Lyman alpha.

Nous allons tout d'abord travailler avec des températures vibrationnelles égales aux températures cinétiques.

Pour Lyman alpha, les effets sont presque nuls. En prenant en compte les raies chaudes, on constate paradoxalement une très légère augmentation de l'intensité, puisqu'elle passe de 12,78 kR à 12,80 kR au centre du disque. En valeur absolue, cela est non significatif.

Même dans le bulge, la différence est très faible. L'intensité est de 16,21 kR avec les raies $\nu = 2$ et 16,51 kR sans ces raies au centre du disque. Cependant la différence est de 300 R. Même si elle ne se voit pas sur le profil, cette différence peut être mesurée par fluorescence.

Si l'on utilise maintenant des températures vibrationnelles 4 fois supérieures aux températures cinétiques, les différences deviennent beaucoup plus importantes. L'intensité est notablement diminuée, puisque l'on passe de 12,80 kR à 10,85 kR au centre du disque et de 19,74 kR à 17,96 kR au limbe. On perd donc 1,95 kR au centre du disque, ce qui représente une chute de 11,8%. Les effets des bandes chaudes $\nu=2$ deviennent alors non négligeables.

Les effets les plus visibles se retrouvent sur le profil de la raie.

Au limbe, des pics d'absorption deviennent visibles autour du pic central. Comme les bandes chaudes sont situées sur le côté rouge de la raie, ces pics d'absorption présentent en plus une dissymétrie marquée, le côté rouge étant plus absorbé que le côté bleu. Ce sont ces pics qui causent la diminution de l'intensité globale.

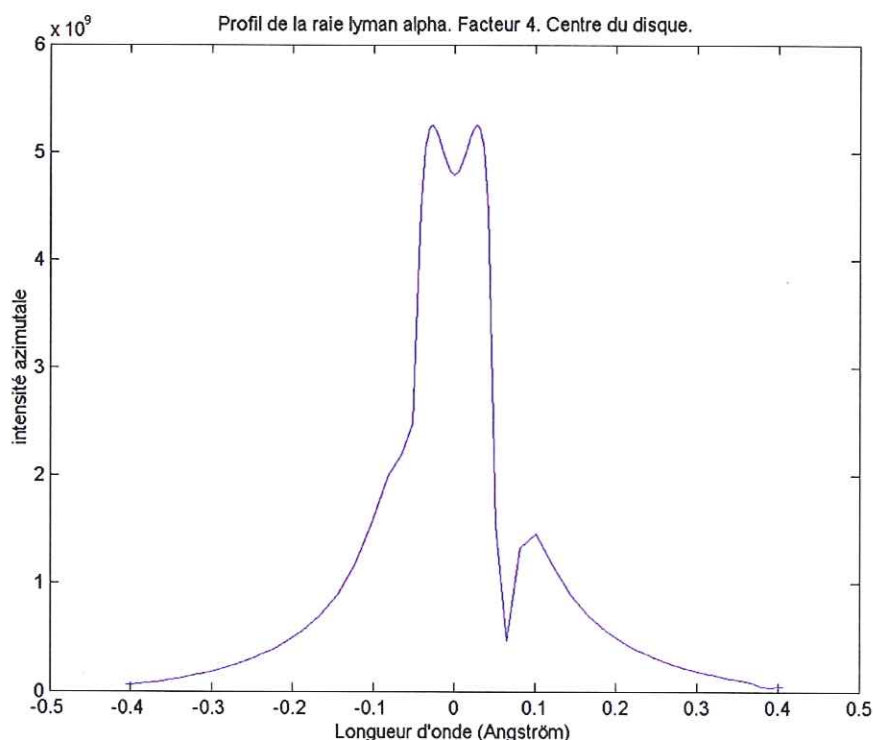


Figure 51 : profil de la raie Lyman alpha au centre du disque avec des température vibrationnelles 4 fois supérieures aux températures cinétiques. On remarque le pic d'absorption sur le coté rouge de la raie.

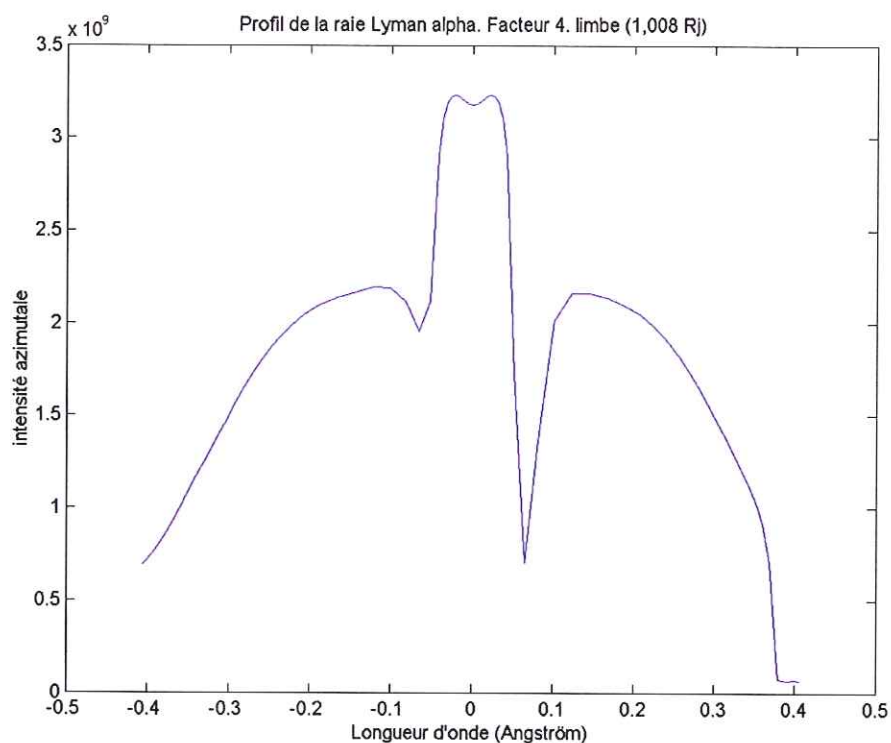


Figure 52 : profil de la raie Lyman alpha au limbe avec des températures vibrationnelles 4 fois supérieures aux températures cinétiques. On remarque la dissymétrie des absorptions autour du pic central.

Dans le cas où les températures vibrationnelles deviennent plus grandes que les températures cinétiques, on constate donc un effet important sur les intensités et surtout sur le profil de raie de la raie Lyman alpha.

De manière, à savoir s'il y a moyen de déterminer les températures vibrationnelles à l'aide de la raie Lyman alpha, nous avons calculé le profil de la raie Lyman alpha avec des températures égales à 1, 2, 3 et 4 fois les températures cinétiques.

Facteur multiplicatif	Intensité au centre du disque	Intensité au limbe (1,008 Rj)
1	12,80 kR	19,74 kR
2	12,08 kR	18,94 kR
3	11,14 kR	18,28 kR
4	10,85 kR	17,96 kR

Wolven et al. (1997) ont prédit une fluorescence issue de la raie Lyman alpha de 100 R. Nous avons donc calculé pour quel facteur l'intensité au centre du disque est diminuée de 100 R. Le

facteur donnant le meilleur résultat est finalement assez petit. Il ne dépasse pas 1,4 à 1,5, puisque l'on obtient pour ces facteurs entre 12,72 kR et 12,66 kR ce qui conduit à une fluorescence entre 80 R et 140 R. On peut donc penser que la température vibrationnelle est, en moyenne sur l'atmosphère, égale à 1,5 fois la température cinétique au maximum.

Si on essaye de retrouver exactement les 12 kR des mesures de Voyager (Emerich et al., 1993) le facteur pourrait atteindre 2. Pour faire la différence entre ces valeurs, il faudrait comparer les profils de la raie à haute résolution et connaître parfaitement la raie solaire incidente au moment des mesures Voyager.

Avec un facteur 2 (figure 54), le profil présente déjà un pic d'absorption marqué sur l'aile rouge de la raie surtout au limbe. Au centre du disque ce pic est de moindre importance (figure 53).

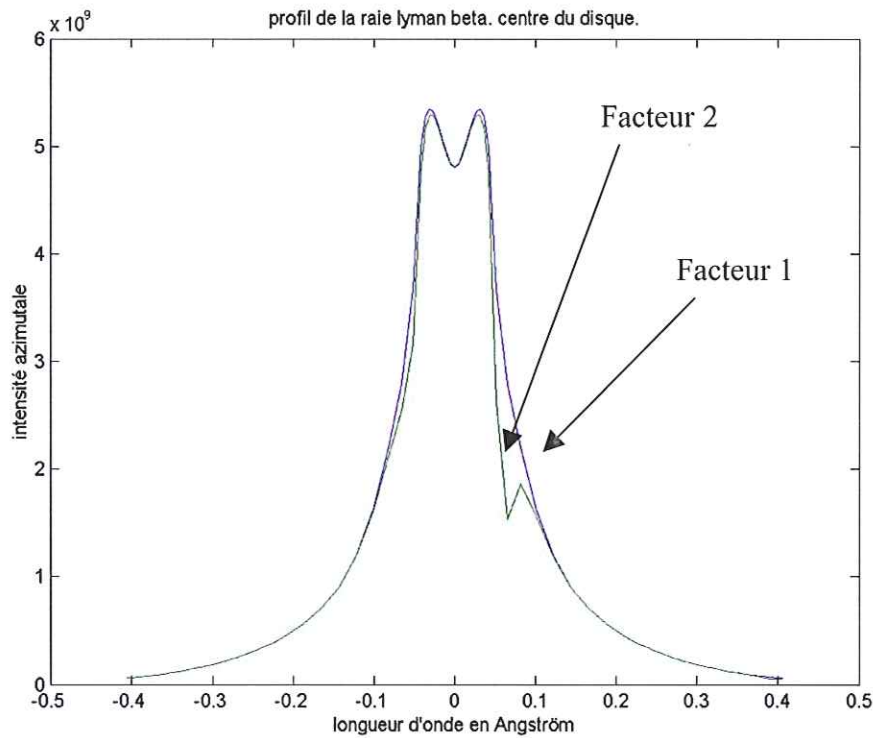


Figure 53 : profil de la raie Lyman alpha au limbe pour des températures vibrationnelles égales à 1 (bleu) et 2 (vert) fois les températures cinétiques.

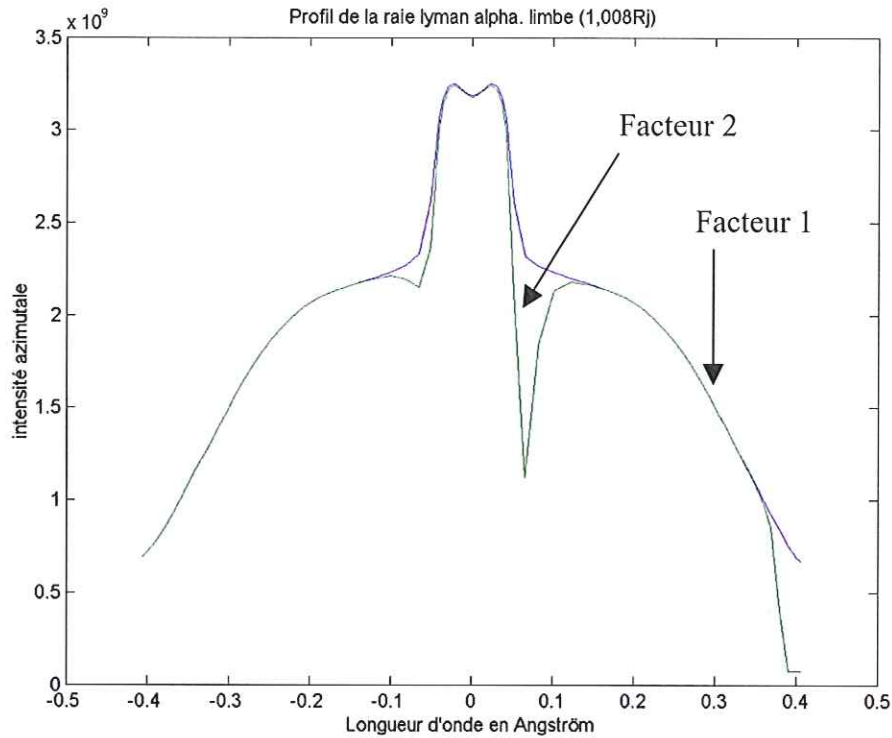


Figure 54 : profil de la raie Lyman alpha au limbe pour des températures vibrationnelles égales à 1 (bleu) et 2 (vert) fois les températures cinétiques. On remarque l'absorption dissymétrique autour du pic central lorsque le facteur est égal à 2.

En tout état de cause, la température vibrationnelle ne peut pas dépasser un facteur deux par rapport à la température cinétique, sinon la fluorescence des raies du système de Lyman atteindrait des valeurs trop importantes. Elles sont déjà de l'ordre de 700 R avec un facteur deux, ce qui est beaucoup plus que ce qu'ont proposés Wolven et al. (1997). C'est même plus qu'à l'endroit de l'impact de la comète SL9 où il a été mesuré une fluorescence de 600 R. Les valeurs autour de 1,5 sont donc beaucoup plus probables.

Il est en fait probable que la température vibrationnelle soit très différente de la température cinétique dans la très haute atmosphère où aucun équilibre thermodynamique local ne peut vraiment être réalisé à cause de la trop faible pression. En revanche, à basse altitude, lorsque la pression augmente, les températures vibrationnelles doivent être assez peu différentes des autres températures. Il faudra par la suite envisager une graduation en fonction de l'altitude du facteur multiplicatif entre les températures.

On peut donc conclure, grâce à l'étude des raies chaudes de Lyman alpha et en supposant une fluorescence due à Lyman alpha égale à 100 R, que la température vibrationnelle moyennée

sur toutes les altitudes est entre 1,4 et 1,5 fois plus grande que la température cinétique en zone équatoriale hors du bulge.

Dans ces conditions, le profil de la raie présente très peu de marques de la raie chaude au centre du disque. En revanche, on identifie un léger pic d'absorption au limbe.

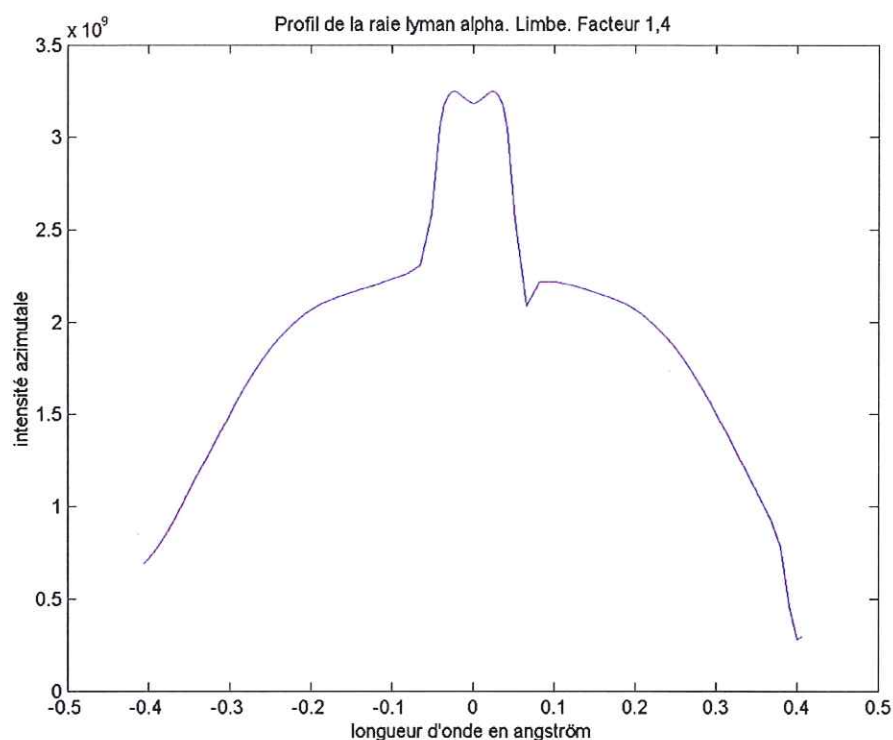


Figure 55 : profil de la raie Lyman alpha au limbe avec des températures vibrationnelles égales à 1,4 fois les températures cinétiques. On remarque le pic d'absorption sur l'aile rouge de la raie.

Pour conclure sur ce problème, il faut insister sur le fait que la méthode qui consiste à calculer la température vibrationnelle en comparant l'intensité que la raie Lyman alpha provoque en fluorescence à la diminution de l'intensité au centre du disque due à la bande chaude, ne permet pas d'avoir une valeur précise de cette température. Il faudrait, pour que cela soit plus précis, comparer les profils de raies à haute résolution.

Pour la raie Lyman alpha, les instruments GHRS et STIS, avec des résolutions spectrales maximales de l'ordre de $10 \text{ m}\text{\AA}$, peuvent permettre de visualiser ces phénomènes. Pour les autres raies Lyman, les instruments disponibles ont des résolutions spectrales un peu justes. FUSE, avec une résolution spectrale de $50 \text{ m}\text{\AA}$, risque de ne pas permettre de bien voir les phénomènes dus aux bandes chaudes.

2.2. Lyman alpha dans le bulge.

Si l'on simule la raie Lyman alpha dans le bulge en prenant en compte les deux raies chaudes issues de $v = 2$, on obtient une différence d'intensité de 60 R (16,45 kR au lieu de 16,51 kR). Cette différence est plus importante que hors du bulge. En revanche, les profils des raies sont quasi identiques, aucune différence significative ne pouvant être identifiée.

En faisant l'hypothèse de températures vibrationnelles deux fois plus grandes que les températures cinétiques, la différence d'intensité devient beaucoup plus significative. On obtient alors 15,35 kR au centre du disque ce qui représente une baisse de 1,1 kR.

Les différences sont également notables sur le profil de la raie, puisque les deux pics autour de l'auto-inversion deviennent dissymétriques. Le pic côté rouge est plus bas que le pic côté bleu à cause de l'absorption des raies chaudes de H_2 .

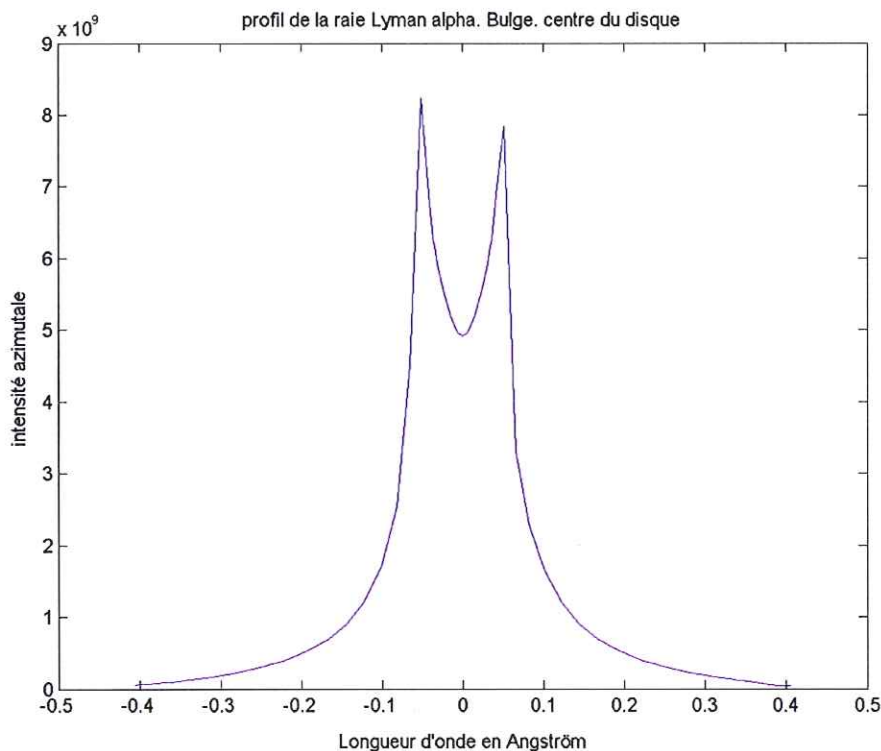


Figure 56 : profil de la raie Lyman alpha au centre du disque dans le bulge avec des températures vibrationnelles 2 fois supérieures aux températures cinétiques.

A cause des effets des vents présents dans le bulge sur la température, il est probable que les températures vibrationnelles ne soient pas les mêmes qu'ailleurs. Cependant, il est peu probable que celles-ci dépassent de plus d'un facteur deux les températures cinétiques. Si c'est le cas, cela signifierait qu'elles dépassent 12100 K ce qui semble irréaliste. Il faudrait un

mécanisme d'excitation particulier, en plus des vents pour atteindre de telles températures vibrationnelles. Si c'était cependant le cas, il faudrait prendre en compte les raies chaudes issues du niveau 3.

Il convient de garder à l'esprit, que les simulations des profils de raie dans le bulge ne correspondaient pas aux mesures dans le cas Lyman alpha. Il faut, par conséquent, prendre avec précautions les profils prévus, dans ce cas, par nos calculs.

Nous avons précédemment montré que la raie Lyman beta permettait d'obtenir des informations privilégiant la haute atmosphère. Il est donc particulièrement intéressant de voir si dans le cas de Lyman beta, le facteur que l'on obtient entre les températures cinétiques et vibrationnelles est le même qu'avec Lyman alpha. Si ce n'est pas le cas, cela confirmerait une forte hétérogénéité des températures vibrationnelles avec l'altitude.

2.3. Lyman beta.

Le problème est très intéressant dans le cas de Lyman beta. Il existe en effet, en coïncidence, une raie du système de Lyman partant d'un niveau $v = 1$. Il s'agit de la raie 12-1 R(7) du système de Lyman. L'écart en longueur d'onde est de 0,16 Å. Son albédo de diffusion simple est de 0,025. La raie est donc presque quasiment absorbante. Si elle agit, on devra remarquer un trou dans le profil Lyman beta sortant de l'atmosphère. Cette raie présente un assez haut niveau rotationnel. Elle devrait donc présenter une sensibilité intéressante lorsque les températures cinétiques sont assez élevées donc surtout pour le haut de l'atmosphère.

Une autre raie chaude serait une très bonne candidate au diagnostic des températures vibrationnelles mais elle se trouve loin du centre de la raie Lyman beta et assez proche de la raie du deutérium. Il s'agit de la 10-1 P(2). Il est probable que le niveau soit peuplé mais son coefficient d'Einstein est très petit, ce qui entraîne une faible activité. Il n'est donc pas nécessaire de la prendre en compte. Le problème est le même pour la raie 2-1 R(9) du système de Werner.

On suppose d'abord que les températures vibrationnelles sont égales aux températures cinétiques.

Le couplage de la raie Lyman beta avec les raies chaudes issues de H_2 provoque une toute petite baisse de l'intensité du profil à l'endroit prévu, puisque l'on trouve une intensité de 23,00 R au lieu de 23,01 R. Cette diminution n'a aucune chance d'être détectable, même sur

le profil émergeant de la raie Lyman beta. Au limbe, on obtient une intensité de 48,0 R, ce qui est extrêmement proche de la valeur sans prise en compte de la raie chaude (48,1 R).

En revanche, si les températures vibrationnelles sont 4 fois plus grandes que les températures cinétiques, on constate une légère baisse de l'intensité intégrée (22,68 R) au centre du disque. Au limbe, l'intensité est de 47 R ce qui représente une baisse 1 R.

L'étude du profil au limbe met à jour des différences particulièrement intéressantes. La petite baisse globale d'intensité cache en fait deux phénomènes :

- au limbe, une baisse très marquée de l'intensité aux longueurs d'onde concernées par la bande chaude soit $\Delta\lambda = +0,16 \text{ \AA}$ (figure 57).
- au limbe, une très légère diminution de la dissymétrie des pics secondaires du profil de raie. Cette dissymétrie est due à la raie froide 6-0 P(1). La diminution caractérise donc une perte d'importance de la raie froide due au dépeuplement du niveau $v = 0$ à cause de l'augmentation de température. La faiblesse de cette diminution la rendra sans doute invisible lorsque l'on effectuera des mesures.

On peut toutefois remarquer que le pic d'émission de la raie froide à $0,22 \text{ \AA}$ du centre est toujours présent.

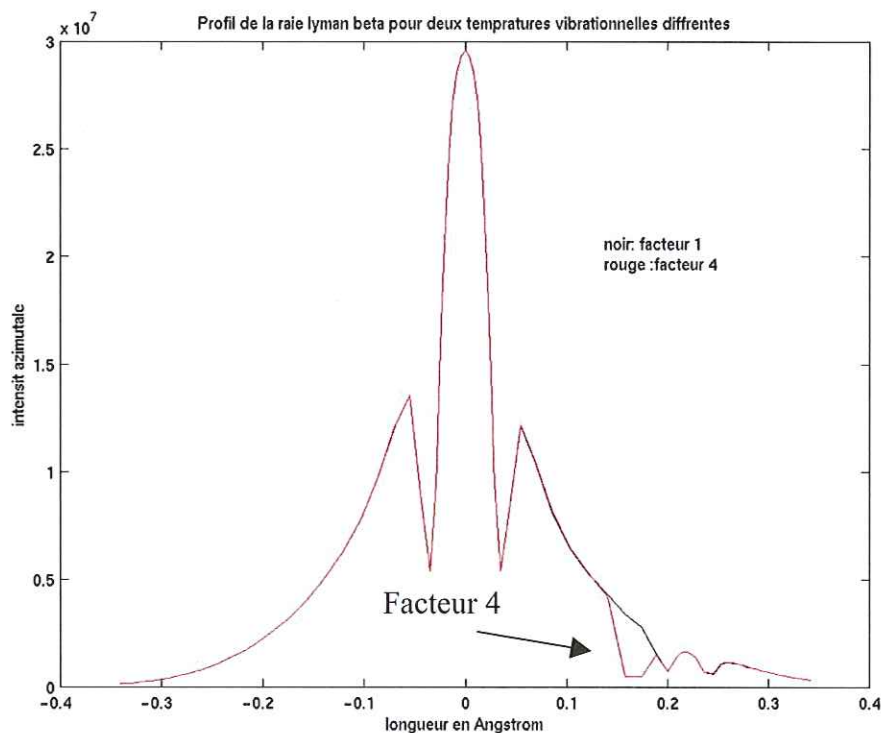


Figure 57 : profil de la raie Lyman beta pour des températures vibrationnelles supérieures aux températures cinétiques. $T_{\text{vib}} = \text{facteur} \cdot T_{\text{cinétique}}$. Les facteurs sont égaux à 1 et 4.

Pour être en mesure d'avoir une estimation du facteur de proportionnalité entre les températures vibrationnelles et cinétiques, nous avons calculé le profil de la raie au limbe avec des facteurs 1,3 ; 1,6 ; 2 et 3. La superposition de ces simulations permettra d'obtenir une estimation de ce facteur.

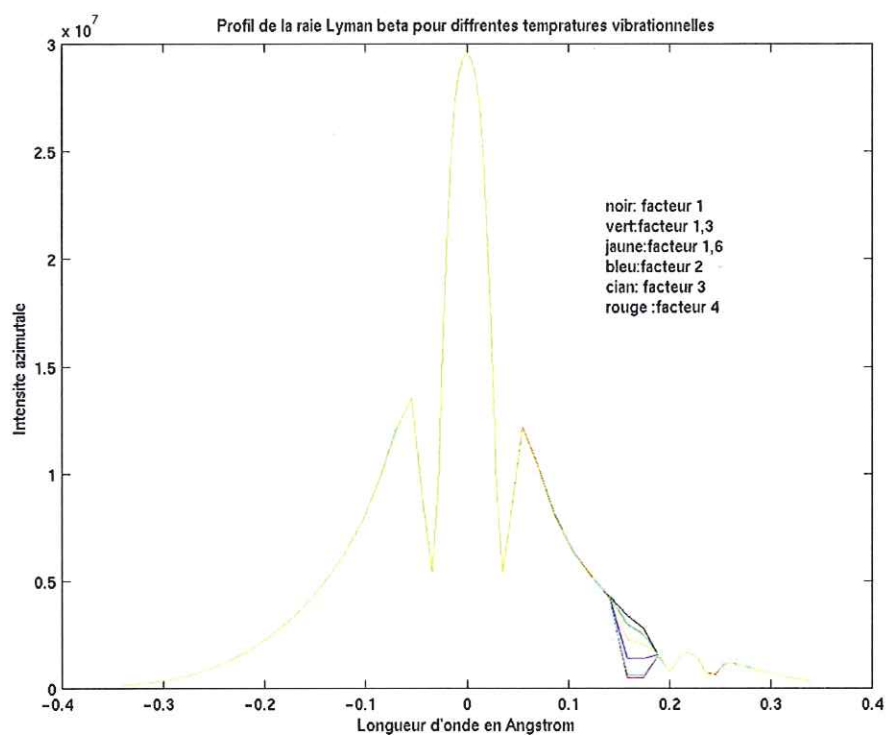


Figure 58 : profils de la raie Lyman beta pour des températures vibrationnelles supérieures aux températures cinétiques. $T_{\text{vib}} = \text{facteur} \cdot T_{\text{cinétique}}$. Les facteurs sont échelonnés de 1 à 4

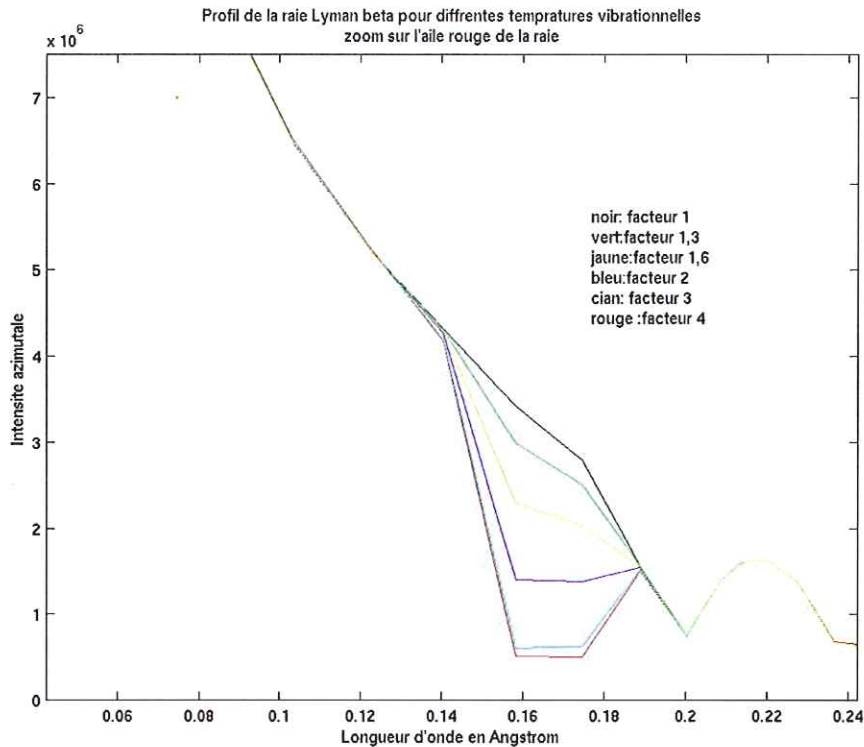


Figure 59 : aile rouge de la raie lorsque les températures vibrationnelles évoluent. Les températures vibrationnelles sont égales aux températures cinétiques multipliées par un facteur entre 1 et 4.

On constate que l'absorption créée par la raie chaude a un effet qui s'échelonne selon le facteur multiplicatif que l'on applique entre la température cinétique et la température vibrationnelle.

Là encore, il semble possible d'avoir une estimation de cette température vibrationnelle en ajustant nos simulations sur des mesures. La meilleure sensibilité pour cette raie se trouve entre 1,3 et 3. Au-delà de 3, le pic d'absorption présent sur le profil n'évolue plus, ce qui rend difficilement détectables des facteurs plus grands.

Cependant comme la raie Lyman beta provoque déjà de la fluorescence sur les raies du système de Lyman, il faudra, pour comparer aux mesures, visualiser le profil de la raie Lyman beta.

On peut remarquer que les instruments dont on dispose pour la raie Lyman beta ainsi que pour la raie Lyman gamma ont des résolutions un peu limitées pour visualiser de manière franche les effets des raies chaudes. La diminution d'intensité s'étend sur $0,05 \text{ \AA}$ au maximum, ce qui correspond à la limite de résolution de l'appareil.

2.4. Lyman beta dans le bulge.

Nous supposons d'abord que la température vibrationnelle est la même que la température cinétique.

Nous avons calculé, dans le bulge, l'intensité de la raie Lyman beta couplée aux raies de H₂ que nous avons déjà prises en compte. L'intensité obtenue au centre du disque est alors de 22,04 R, ce qui est quasiment identique à celle obtenue dans le bulge sans la raie chaude. Cette dernière ne joue donc pas de rôle lorsque les températures vibrationnelles sont égales aux températures cinétiques.

Si $T_v = 2.T_{kin}$ alors on obtient une intensité de 21,93 R. Le profil est quasiment le même.

2.5. Lyman gamma.

Là encore nous avons listé les raies des systèmes de Lyman et Werner en coïncidence avec Lyman gamma

Raie	Longueur d'onde	$\Delta\lambda$ (Å)	Energie niveau fondamental	f	A(s ⁻¹)	ω
H ly γ	972,54Å	0	0 cm ⁻¹	0,0791	1,672x10 ⁸	0,8357
Système de Lyman						
R(1) 11-0	972,63 Å	+0,09	119 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,2118
P(4) 12-0	972,69 Å	+0,15	1189 cm ⁻¹	0,912x10 ⁻⁰²	1,7x10 ⁸	0,09798
17-1 R(5)	972,39 Å	-0,15	5848 cm ⁻¹	0,237x10 ⁻⁰²	0,14x10 ⁸	0,0293
18-1 P(6)	972,39 Å	-0,15	5848 cm ⁻¹	0,299x10 ⁻⁰²	0,25x10 ⁸	0,0706
18-0 P(11)	972,22 Å	-0,32	6215 cm ⁻¹	0,165x10 ⁻⁰²	0,13x10 ⁸	
Système de Werner						
3-0 Q(9)	972,67 Å	+0,13	5125 cm ⁻¹	0,28x10 ⁻⁰¹	0,2x10 ⁹	
3-0 R(10)	972,75 Å	+0,21	6215 cm ⁻¹	0,22x10 ⁻⁰²	0,14x10 ⁸	
6-0 P(15)	972,89 Å	+0,35	> 12000 cm ⁻¹	0,70x10 ⁻⁰³	0,53x10 ⁸	

4-1 P(3)	972,29 Å	-0,25	4502 cm ⁻¹	0,30x10 ⁻⁰³	0,30x10 ⁸	0,0134
5-1 R(9)	972,78 Å	+0,24	9061 cm ⁻¹	0,116x10 ⁻⁰²	0,74x10 ⁷	
Ly deutérium	γ 972,27 Å	-0,27	0 cm ⁻¹	2,901x10 ⁻²	6,824x10 ⁷	

Tableau 15 : raies en coïncidence avec la raie Lyman gamma.

Il convient de remarquer que la différence du nombre quantique Λ n'étant pas nulle, les transitions Q ($\Delta J=0$) sont autorisées pour le système de Werner.

On remarque qu'il y a des raies froides du système de Werner : les raies 3-0 P(9), 3-0 Q(10) et 6-0 P(14) qui proviennent de niveaux rotationnels assez hauts. On peut, dans un premier temps, les négliger. On peut de même négliger une raie froide du système de Lyman, la 18-0 P(10) et une raie chaude du système de Werner, la 5-1 R(9).

Trois raies sont donc intéressantes pour notre problème :

La 18-1 P(6) et la 17-1 R(5) du système de Lyman et la 4-1 P(2) du système de Werner. Cette dernière raie est très proche de la raie Lyman gamma du deutérium. Il faudra absolument prendre en compte la raie du deutérium.

Ces trois raies sont des bandes chaudes. Elles devraient donc permettre une évaluation des températures vibrationnelles.

Elles proviennent de hauts niveaux rotationnels. Elles pourraient donc être candidates à l'évaluation de températures rotationnelles différentes des températures cinétiques, tout en étant découplées des températures vibrationnelles puisque ce sont des raies froides.

Avec les raies précédemment sélectionnées, on obtient une intensité intégrée de 6,77 R au centre du disque, si les températures vibrationnelles sont égales aux températures cinétiques. Cette intensité atteint 13,49 R au limbe. L'intensité est donc légèrement supérieure mais c'est essentiellement dû à l'introduction du Deutérium dans la simulation. Au limbe en revanche, la différence est marquée : les raies chaudes jouent un rôle important, même lorsque les températures vibrationnelles sont égales aux températures cinétiques.

Sur le profil de la raie (figures 60 et 61), on constate que le côté rouge, dominé par les bandes froides, est très similaire à celui que l'on obtenait sans les bandes chaudes. On remarque à $-0,3$ Å le pic du au Deutérium. Au limbe, on remarque en plus, autour de $-0,15$ Å, l'absorption due aux bandes chaudes 17-1 R(5) et 18-1 P(6). Les effets de la raie chaude du système de Werner ne sont pas pratiquement pas visibles. On remarque juste au limbe une légère dissymétrie de la raie du Deutérium. Finalement, il semble que seul le pic d'absorption

des deux raies chaudes autour de $-0,15 \text{ \AA}$ soit candidat à une détermination des températures vibrationnelles. Il semble complètement illusoire de déterminer les températures vibrationnelles uniquement en étudiant l'évolution de l'intensité intégrée dans le cas Lyman gamma. On ne pourra donc espérer avoir une idée de ces températures qu'en étudiant les profils de la raie. Comme il n'y a pas de différences visibles au centre du disque, il faudra travailler au limbe.

Si on fait évoluer maintenant la température vibrationnelle entre un facteur 1 et un facteur 2, on remarque que l'intensité évolue extrêmement peu. Paradoxalement, elle augmente très légèrement pour atteindre 6,79 R avec un facteur de 1,8. Cette variation de 0,02 R sera indétectable. Pour le profil, l'évolution est assez peu sensible, même si, au limbe, on voit que les raies absorbantes creusent certaines absorptions (figures 60, 61 et 62). Il est probable que ces différences seront assez difficiles à voir à cause de la faible intensité de Lyman gamma.

La détermination des températures vibrationnelles à l'aide de la raie Lyman gamma paraît particulièrement délicate. Il est en effet très difficile de visualiser les effets sur l'intensité à cause des faibles variations et de la très faible intensité. La détermination à partir des profils de raies sera sans doute également problématique, mais elle nous laisse un espoir quant à la possibilité de déterminer les températures vibrationnelles à l'aide de Lyman gamma.

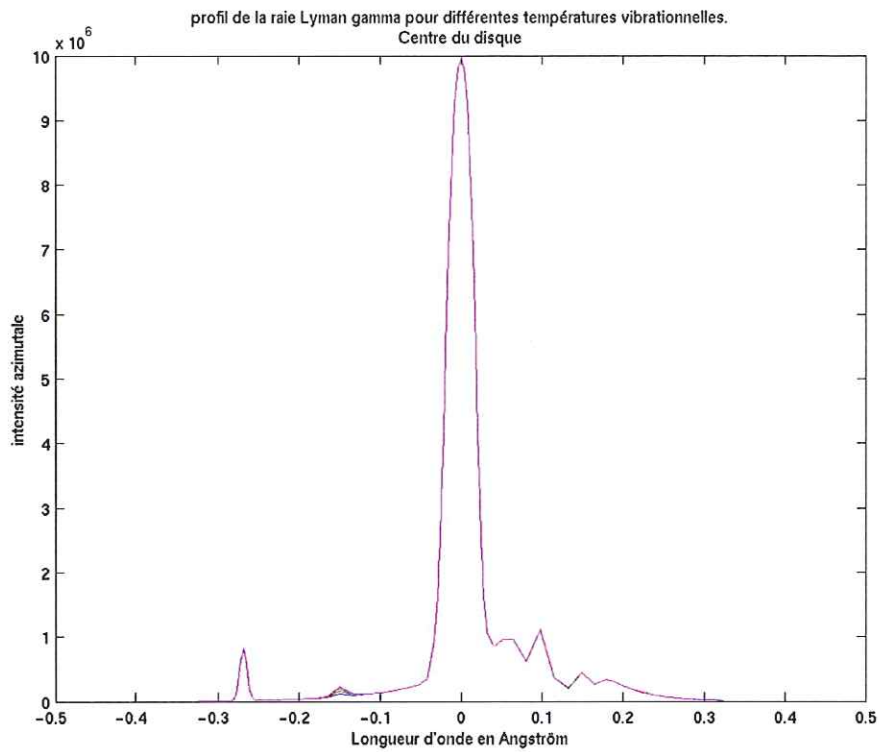


Figure 60 : profil de la raie Lyman gamma au centre du disque. Les températures vibrationnelles sont comprises entre 1 et 1,8 fois les températures cinétiques (bleu :1 ; vert :1,2 ; rouge :1,4 ; cyan :1,6 ; violet :1,8).

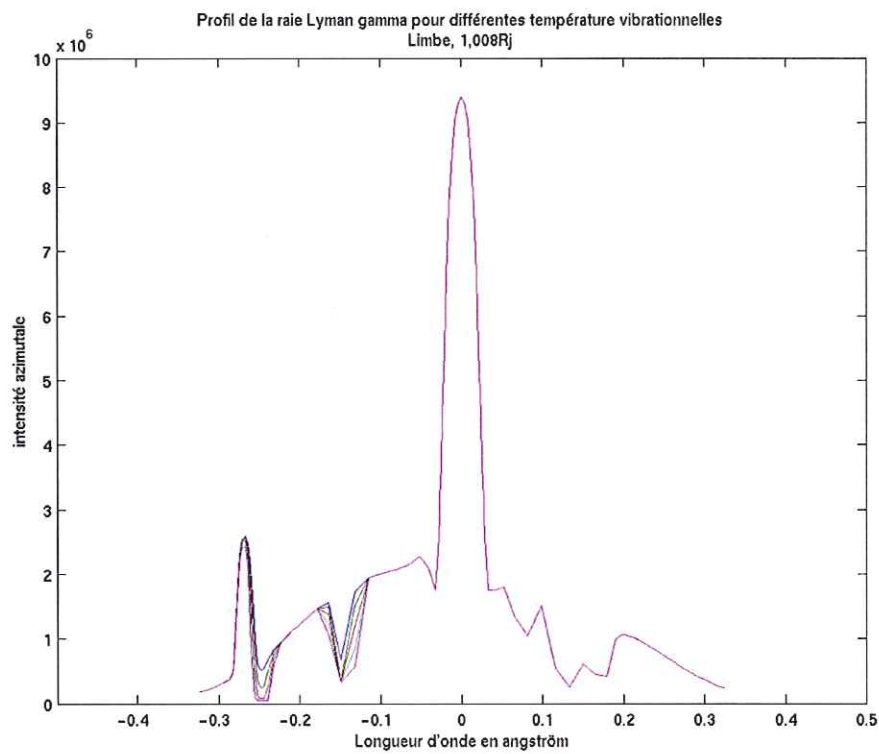


Figure 61 : Profil de la raie Lyman gamma au limbe. Les températures vibrationnelles sont comprises entre 1 et 1,8 fois les températures cinétiques (bleu :1 ; vert :1,2 ; rouge :1,4 ; cyan :1,6 ; violet :1,8).

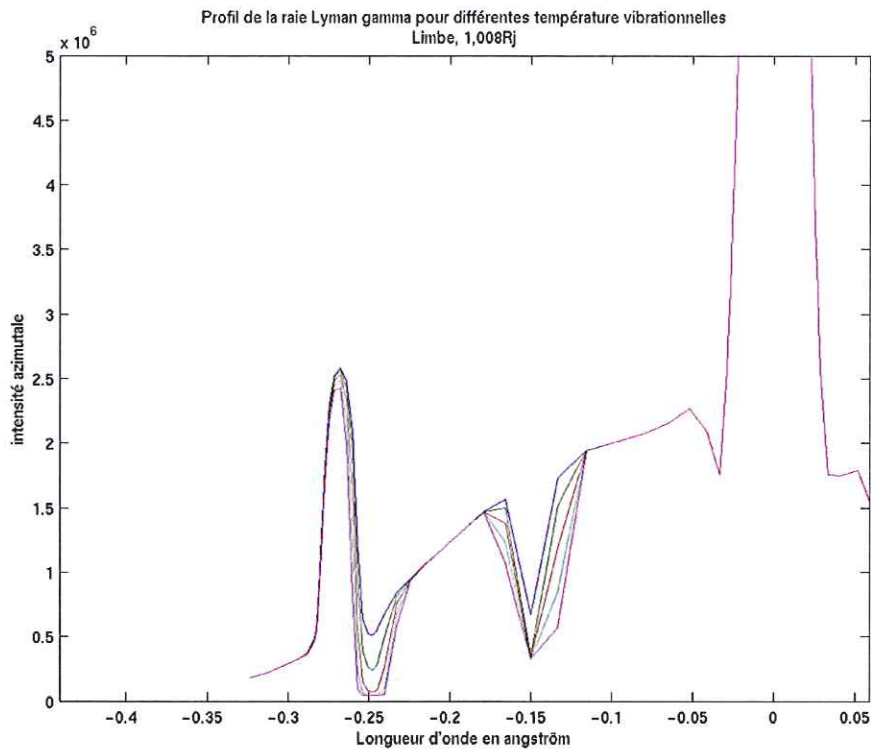


Figure 62 : profil de la raie Lyman gamma au limbe. Zoom sur l'aile bleu de la raie. Les températures vibrationnelles sont comprises entre 1 et 1,8 fois les températures cinétiques (bleu :1 ; vert :1,2 ; rouge :1,4 ; cyan :1,6 ; violet :1,8)

3. Conclusions.

Cette méthode semble être un moyen intéressant d'estimer les températures vibrationnelles pour l'ensemble de l'atmosphère. Les informations obtenues en calculant ces températures pour Lyman alpha et beta permettent d'avoir une idée de l'hétérogénéité des températures vibrationnelles avec l'altitude. Cependant, il faut remarquer que l'analyse fine des profils ne peut se faire, dans le cas Lyman beta, qu'avec des facteurs de proportionnalité allant de 1,3 à 3. En deçà et au-delà, on n'observe presque rien. Sur les intensités, le cas Lyman beta présente des effets paradoxaux et rend complexe l'analyse des températures vibrationnelles sans avoir accès aux profils. Le cas Lyman gamma est, lui, particulièrement complexe à analyser à cause de la profusion de raies présentes en coïncidence et de la faiblesse des intensités mises en jeu.

Si l'on veut être en mesure d'analyser également les températures rotationnelles, il est très facile d'étendre la méthode à des températures rovibrationnelles ou à des températures rotationnelles pures. Il suffit pour cela de recalculer les populations des niveaux d'énergie.

En couplant ces simulations à des mécanismes d'excitation des degrés de libertés vibrationnels et rotationnels, il sera possible de déterminer leur importance et leur rôle dans le chauffage de l'atmosphère. Par ailleurs, si l'on sait qu'un des mécanismes d'excitation est localisé à une altitude donnée, on pourra limiter le facteur de proportionnalité à une ou plusieurs couches d'atmosphère, voire simuler un facteur individuel par couche.

Cette technique de détection des bandes chaudes, surtout pour la raie Lyman alpha, présentera très certainement un grand intérêt pour l'étude des planètes extra-solaires dites « Jupiter chaudes ». Ces planètes récemment découvertes (Mayor et Queloz, 1995) semblent présenter des structures similaires à Jupiter mais avec des températures beaucoup plus élevées. Il est évident que, si de l'hydrogène sous forme moléculaire reste présent malgré la température, on trouvera des bandes chaudes pour les niveaux $v=1$ et $v=2$. Il y aura alors possibilité de les détecter à l'aide respectivement des profils des raies Lyman beta et alpha. Là encore un diagnostic des températures vibrationnelles pourra être fait.

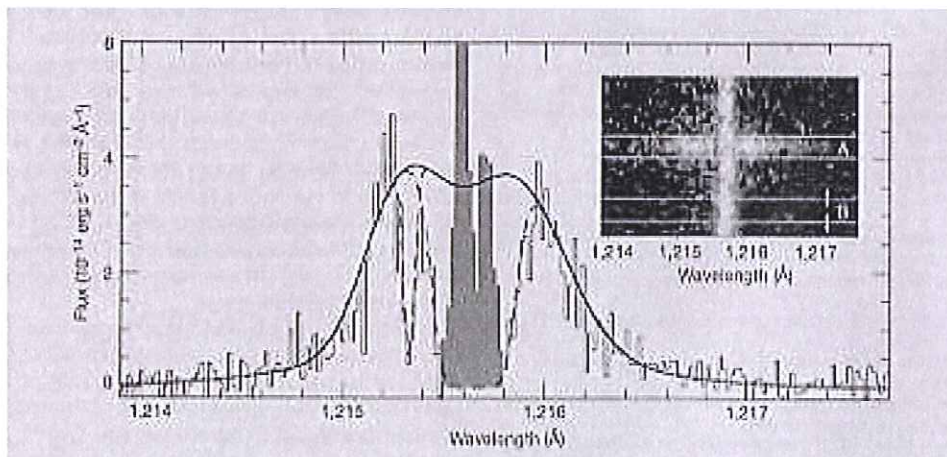


Figure 63 : spectre Lyman alpha ayant permis la détection de l'atmosphère de la planète du système HD2094458b (Vidal-Madjar 2003).

Cependant la détection Lyman alpha faite pour la planète du système HD209458b (Vidal-Madjar 2003) a été faite en absorption par occultation de l'étoile mère à l'aide de l'instrument

GHRS sur le télescope spatial Hubble (figure 63). Plusieurs points vont poser problème si l'on veut être en mesure de déterminer les températures vibrationnelles.

- Il faudra adapter la géométrie du problème.
- Le spectre Lyman alpha enregistré (figure 63) présente un effet de self reversal très marqué et la raie de H_2 ayant le plus d'effets (1-2 R(6)) est alors trop près du centre de la raie pour jouer un rôle important. De plus, si les températures sont suffisantes, il faudra en plus prendre en compte les raies chaudes issues du niveau $v=3$.
- Etant données les faibles intensités concernées, la perturbation due à l'hydrogène géocoronal est très importante au centre de la raie et ne permet pas de visualiser les effets que l'on a décrits avec le HST.
- La présence dans le milieu interstellaire d'hydrogène atomique et moléculaire perturbe fortement le spectre et risque de rendre les effets des bandes chaudes difficiles à détecter.

Il n'est pas encore certain que la technique sera applicable aux planètes extrasolaires, mais la piste fournie par ces simulations sur Jupiter semble assez prometteuse et devrait permettre d'obtenir des informations rapidement si des instruments permettent de mesurer ces effets.

	Lyman alpha		Lyman beta		Lyman gamma	
	Centre disque	Limbe	Centre disque	Limbe	Centre disque	Limbe
a=1	12,80 kR	19,74 kR	23 R	48 R	6,77 R	13,49 R
a=2	12,08 kR	18,94 kR	Faibles variations		Très faibles variations	
a=3	11,14 kR	18,28 kR				
a=4	10,85 kR	17,96 kR	22,68 R	47 R		

Estimation de la température vibrationnelle :

$$1,4 T_{\text{kin}} < T_{\text{vib}} < 1,5 T_{\text{kin}}$$

Tableaux 16 et 17 : Résumé des résultats du Chapitre 5.

Chapitre 6 : Perspectives.

Sans que les questions soient toutes résolues dans le cas de l'albédo des planètes géantes, on peut raisonnablement penser appliquer les méthodes que l'on a abordées ici à d'autres problèmes.

1. Calcul des sources internes en zones équatoriales : Prise en compte de l'*electroglow*.

Les résultats que nous avons présentés au cours des précédents chapitres ne prennent pas en compte les sources internes sur Jupiter et Saturne. La prochaine étape sera de modéliser les sources internes éventuelles qui suscitent tant de polémiques. L'idée est de modéliser les rayonnements des raies Lyman alpha, beta et gamma, issues de l'intérieur de l'atmosphère en zone équatoriale. Selon Emerich et al. (1993) ces sources ne représentent pas plus de 10% du rayonnement global.

D'autre part, ces sources internes sont en partie à l'origine du rayonnement nocturne de la planète. Elles permettront d'obtenir des informations sur l'état de l'atmosphère côté nuit.

Le calcul de ces sources nécessite la connaissance des processus produisant de l'hydrogène atomique en fonction de l'altitude. Shemansky (1985) propose une liste de réactions provoquant un rayonnement Lyman. La principale, nommée *electroglow*, est issue de la décomposition de l'hydrogène moléculaire par les électrons thermiques. Cet *electroglow* a été réfuté par la suite, grâce aux nouvelles techniques de transferts radiatifs. Cependant, il est possible qu'il produise tout de même une partie des 10% de rayonnement issu de sources internes. Ces 10 % peuvent représenter 1,2 kR pour Lyman alpha ce qui est assez important et tout à fait détectable.

Ces sources internes seront par ailleurs particulièrement importantes dans les zones aurorales, ce qui nécessitera des traitements spéciaux dans ces cas.

2. Les zones aurorales.

Là encore, les codes de transfert radiatif sont indispensables pour comprendre les rayonnements auroraux. La modélisation du transfert de rayonnement doit être couplée à des modèles de dégradation des particules énergétiques injectées dans les ovals auroraux. Les codes utilisés par Rego (1994) sont des codes de dégradation continue d'énergie.

Dans le Lyman beta et gamma, la présence des bandes froides en coïncidence obligera à connaître aussi les sources issues des bandes de Lyman de l'hydrogène moléculaires qui, comme on la déjà mentionné, produisent des émissions aurorales supérieures en intensité à la raie Lyman alpha.

D'autre part, il est probable que les précipitations de particules dans les ovales auroraux ne permettent pas l'établissement d'équilibres thermodynamiques locaux. Les températures vibrationnelles seront donc probablement très différentes des températures cinétiques. Les calculs que nous avons faits au chapitre 4, nous permettrons alors d'avoir des estimations de ces températures.

L'étape suivante est d'améliorer la prise en compte de la dégradation de l'énergie des particules dans l'atmosphère. Un code couplant un transport fluide des particules à la résolution de l'équation de Boltzmann pour les particules suprathermiques a été appliqué avec un certain succès sur Terre et sur Mars (Lilensten et Blelly, 2002 ; Witasse et al., 2002). Il s'agit du code TRANSCAR.

3. Couplage avec TRANSCAR adapté aux planètes géantes.

Le code TRANSCAR appliqué aux planètes géantes devrait permettre d'obtenir les impacts de particules dans la haute atmosphère de Jupiter dans les zones aurorales. On pourra ainsi calculer des sources internes et donc connaître les émissions provoquées. Cela permettra d'avancer d'un pas par rapport au travail de Rego (1994) qui utilise un code de dégradation continue de l'énergie des particules (code CDSA). Une des grosses difficultés sera de connaître pour chacune des raies en coïncidence les taux d'excitation. On ne pourra pas considérer des bandes entières, voire les systèmes de Lyman et Werner en entier.

L'objectif est en revanche très intéressant puisque cela permettrait en étudiant une seule raie, d'avoir des informations sur l'hydrogène moléculaire et l'hydrogène atomique dans les zones aurorales. On pourrait ainsi définir des rapports de couleur sans balayer l'ensemble du système de Lyman ou de Werner.

Il est bien évident que ce ne sont pas les seules perspectives en vue. Des améliorations restent à apporter dans le code. De plus, pour confirmer les résultats obtenus ici, il faudra confronter les profils des raies avec les données FUSE dès que celles-ci seront disponibles. Enfin, un très gros travail à venir pourrait être de faire ces calculs à l'aide des méthodes inverses, de manière à pouvoir améliorer les comparaisons entre les prévisions et les mesures.

Conclusions.

Nous avons étudié les effets des chevauchements entre les raies de la série de Lyman pour l'hydrogène atomique et des raies des systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire. Ces chevauchements entraînent des couplages dans le cadre du transfert radiatif que l'on peut mettre en évidence sur les intensités des raies émises et sur les profils. En appliquant ces simulations à Jupiter et Saturne, on constate que les effets sont assez importants pour être visualisés aussi bien pour les raies Lyman beta que les raies Lyman gamma. On obtient ainsi une intensité de 23,01 R pour la raie Lyman beta sur Jupiter et de 6,35 R dans le cas de Lyman gamma. Ces intensités sont similaires à celles obtenues lors de précédents travaux (Feldman et al., 1993 ; Liu et Dalgarno, 1996) pour Lyman beta mais très différentes de celle obtenues pour Lyman gamma. Cette différence provient, pour Lyman gamma, du profil de la raie solaire utilisée lors de la modélisation. Les récentes mesures de SUMER sur la sonde SOHO suggèrent un profil en double gaussienne pour Lyman gamma alors que les précédents auteurs utilisaient un profil en simple gaussienne.

Pour Saturne, les grandes incertitudes sur les modèles d'atmosphère ne permettent pas d'avoir des résultats satisfaisants pour les intensités émises. Cependant, nous pourrions dès que les premières mesures de la sonde Cassini seront disponibles, contraindre des modèles d'atmosphère grâce à Lyman alpha bien sûr mais aussi grâce à Lyman beta et gamma.

En vue d'appliquer les simulations que nous avons faites à une détermination concrète de paramètres de l'atmosphère de Jupiter, nous avons calculé le rôle joué par les bandes chaudes de l'hydrogène moléculaire pour les 3 premières raies de la série de Lyman. Nous avons ainsi pu déterminer que les températures vibrationnelles sont, en moyenne sur l'atmosphère, entre 1,4 et 1,5 fois plus grandes que les températures cinétiques dans l'atmosphère de Jupiter.

De nombreuses incertitudes demeurent sur les divers paramètres de l'atmosphère de Jupiter et surtout de Saturne. On constate au cours de ces simulations que l'observation simultanée de plusieurs raies de la série de Lyman permettrait sans doute de lever un certain nombre d'incertitudes sur les atmosphères des planètes géantes. Il serait en effet possible d'obtenir par deux biais différents la hauteur colonne de H. De plus, les couplages avec H₂ permettent d'avoir des informations sur l'état des molécules H₂ dans l'atmosphère. Ces émissions étant particulièrement corrélées au flux solaire, il faudrait, de manière à pouvoir travailler précisément sur les intensités, coupler aux mesures sur les planètes géantes, des observations des raies de la série de Lyman du soleil.

Si l'on prend en compte les divers instruments disponibles à l'heure actuelle pour observer ces émissions, on constate qu'il serait certainement possible de coupler des observations de la sonde SOHO sur les raies Lyman alpha et beta avec des observations de STIS sur Hubble (Lyman alpha) et des observations de FUSE (Lyman beta et gamma) pointant Jupiter. Le couplage de ces 3 instruments serait sans doute particulièrement précieux pour comprendre les mécanismes de la haute atmosphère des planètes géantes.

Il conviendrait cependant de tenir compte du décalage entre l'arrivée des photons sur la sonde SOHO (proche de 1 U.A.) et l'arrivée des photons solaires, sur Jupiter par exemple. Le temps de décalage serait alors de l'ordre de 35 minutes entre l'arrivée des photons solaires sur Jupiter et sur la sonde SOHO. En supposant que le temps de séjour des photons dans l'atmosphère de Jupiter est négligeable, le décalage pour le trajet entre Jupiter et les satellites Hubble ou FUSE serait à nouveau de 35 minutes si le soleil, la terre et Jupiter sont à peu près alignés. Au total, on pourrait donc raisonnablement mettre en œuvre le couplage de ces instruments en prenant en compte un temps de décalage entre les observations du soleil et celle de Jupiter de 1h10min dans le meilleur des cas. Ces propositions de mesures pourraient être également valables en zones aurorales, en tenant en plus compte du temps de parcours des particules chargées du vent solaire jusqu'à Jupiter.

La situation la plus favorable serait que Jupiter soit en opposition. Elle a lieu en moyenne tous les 398 jours. La prochaine aura lieu le 4 mars 2004.

Pour finir, on peut remarquer que ces méthodes de transfert radiatif concernant des raies en chevauchement peuvent très certainement être appliquées à d'autres objets du système solaire ou à des planètes extrasolaires. Les problèmes seront forcément différents, les éléments mis en jeu pourraient ne plus être uniquement l'hydrogène, mais l'expérience acquise ici nous donnera probablement la possibilité d'aborder de nombreux autres systèmes présentant des raies en chevauchement.

Annexe 1 : Rappel des notations en spectroscopie.

Nous allons juste rappeler dans cette annexe, les diverses notations spectroscopiques que nous utilisons dans ce travail.

1. Pour l'atome d'hydrogène.

La résolution du problème de l'atome d'hydrogène est très classique et a été décrite dans de nombreux ouvrages (Cohen-Tanoudji et al., 1977 ; Rybicki et Lightman, 1979 ; Bransden et Joachain, 1983). Cette résolution donne lieu à des valeurs propres de l'énergie et des fonctions propres caractérisées par plusieurs nombres quantiques. On distingue un nombre quantique principal n , deux nombres quantiques liés au moment cinétique, l pour le moment total et m pour sa projection sur l'axe des z , ainsi que deux nombres quantiques de spin m_s pour celui de l'électron et I pour le spin du noyau.

En terme de notation, n est caractérisé par un nombre,

les valeurs de l forcément inférieures à n correspondent à des lettres données dans le tableau suivant :

$l =$	0	1	2	3	4	5
Code	s	p	d	f	g	h

Tableau : 18.

Le nombre m compris entre $-l$ et $+l$ n'a pas d'importance tant que le champ magnétique ambiant est faible. Il n'entraîne qu'une dégénérescence. Ainsi l'état p est 3 fois dégénérés. S'il faut en tenir compte, on l'écrit en indice sous le code correspondant au nombre l . Ainsi l'état $2p_1$ a pour nombre quantique $n = 2$, $l = 1$, $m = 1$.

Les états de spin génèrent les structures fines et hyperfines. On considèrera que la structure fine est non résolue entraînant une dégénérescence supplémentaire. Les états p seront donc dégénérés 6 fois au total. Sur le plan des notations les nombres de spin sont également indiqués en indice sous le code correspondant au nombre l .

Il n'existe pas de risque de confusion avec m puisque les nombres de spin sont demi-entiers pour l'électron alors qu'ils sont entiers pour m .

2. La molécule d'hydrogène.

Dans le cas d'une molécule, les notations sont un peu plus complexes : il faut bien distinguer les degrés de liberté pris en compte. Il est bien évident que cela est dû à la plus grande complexité des spectres. En fait, on peut séparer les spectres moléculaires en 3 types de transitions. Les transitions électroniques, les transitions vibrationnelles et les transitions rotationnelles. La résolution du problème électronique fait appel en première approximation à l'hypothèse que les noyaux sont fixes.

2.1. Les états électroniques.

L'hamiltonien peut alors se résoudre en considérant l'ensemble des électrons, ce qui permettra de définir des nombres quantiques globaux ou en ne considérant qu'un seul électron ce qui nécessite la définition des nombres quantiques d'un électron.

Le nombre quantique lié au moment cinétique de l'ensemble des électrons suivant l'axe z est noté M_L . On définit souvent $\Lambda = |M_L|$. Les codes attribués à ces valeurs sont donnés dans le tableau suivant :

Valeur de Λ	0	1	2	3
Code	Σ	Π	Δ	Φ

Tableau : 19

Si par contre on parle d'électrons individuels, la valeur propre $\lambda = |m_L|$ est codé de la manière suivante :

Valeur de λ	0	1	2	3
Code	σ	π	δ	ϕ

Tableau : 20

Si la molécule est plane et qu'il y a symétrie des fonctions d'onde par rapport au plan contenant les noyaux, on note alors en exposant + derrière le code correspondant au nombre Λ . Si la symétrie n'existe pas, on indique -.

Dans le cas de molécules diatomiques homonucléaires, il existe une symétrie supplémentaire. Si on place l'origine des coordonnées au centre du segment liant les deux noyaux, certaines fonctions d'onde électroniques sont paires par inversion de r en $-r$ (r distance au centre de symétrie) d'autres sont impaires. Dans le cas de fonctions paires, on note en indice g (comme

gerade en allemand), dans le cas de fonctions impaires, on note u (comme ungerade en allemand)

Le nombre de spin total est noté en exposant devant le code correspondant à la valeur de Λ . Enfin, dans certains cas, la notation X est ajoutée devant pour indiquer qu'il s'agit du niveau fondamental. Cette dernière notation est facultative. De même, les états comportant les mêmes caractéristiques sont classés par les lettres A,B,C, etc

Le niveau fondamental de la molécule d'hydrogène est donc noté : $X^1\Sigma_g^+$.

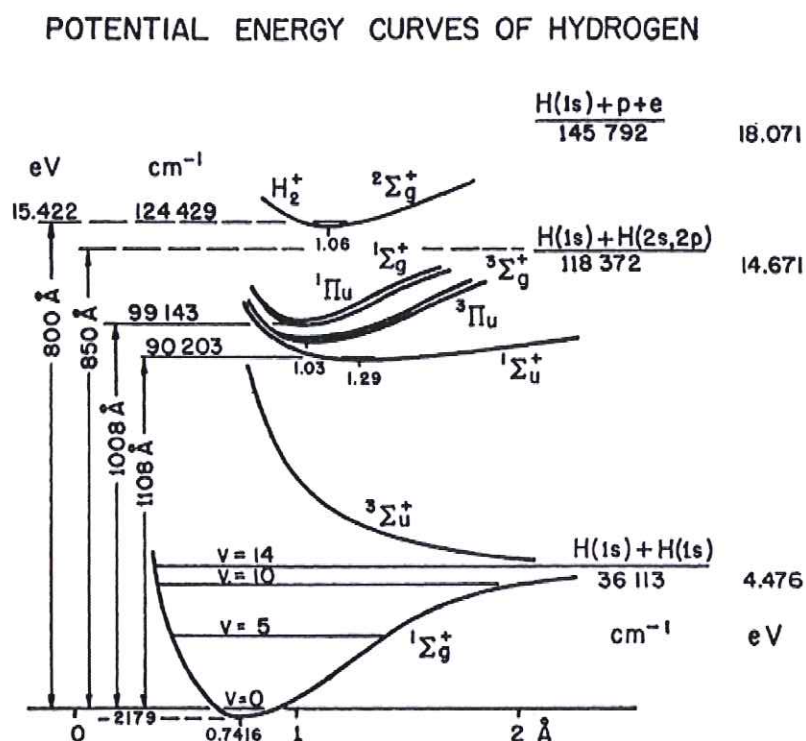


FIG. 1. Potential energy curves (schematic) of the ground state and lowest excited states of hydrogen. Excitation, dissociation, and ionization energies are shown relative to the $v=0$ level of the ground state.

Figure 64 : courbes de potentiel des états électroniques de H_2 . Les systèmes de Lyman et Werner sont les transitions entre l'état $1\Sigma_g^+$ et les états $B^1\Sigma_u^+$ et $C^1\Pi_u$. D'après Field et al. (1966).

2.2. Les états rotationnels et vibrationnels.

En abandonnant, maintenant l'hypothèse de l'immobilité des noyaux, il est possible de décrire des spectres de rotation-vibration. En première approximation, il est possible de découpler les

degrés de libertés de rotation et de vibration, mais les molécules diatomiques homonucléaires ayant un moment dipolaire nul ne présentent pas de spectre de rotation pur. Tous les calculs liés aux rotation-vibrations se font dans le référentiel du centre de masse de la molécule, ce qui permet d'éliminer les degrés de libertés de translation qui présentent des spectres continus.

Les nombres liés aux rotations sont nommés J. Ils sont associés aux valeurs propres de l'opérateur moment cinétique et à sa projection sur l'axe des z. Les énergies correspondantes sont égales à $E_J = \frac{h^2}{2\mu} \frac{J(J+1)}{R^2}$ où μ est la masse réduite et R la distance entre les noyaux qui est de 0,742 Å à l'équilibre pour H₂.

La constante de rotation $B = \frac{h^2}{2\mu} \frac{1}{R^2}$ est égale à 60,8 cm⁻¹ pour H₂.

Cependant les rotations sont liées aux vibrations à cause de l'allongement de la liaison qui sera provoqué par ces rotations. Si l'on découple, là encore, on obtient des énergies liées aux vibrations qui sont simplement les valeurs propres d'un simple oscillateur harmonique. On a donc $E_v = h\nu_0(v+1/2)$ où

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} (k/\mu)^{1/2}$$

ν_0 est égal à 4395 cm⁻¹ pour H₂.

Les spectres rovibrationnels qui couplent des transitions à la fois rotationnelles et vibrationnelles, sont structurés en bandes. Pour une transition vibrationnelle, on peut avoir des transitions rotationnelles à partir de plusieurs niveaux rotationnels. Les règles de sélection imposent $\Delta J = \pm 1$ si $\Lambda=0$ et $\Delta J = 0 ; \pm 1$ dans le cas contraire.

Les raies P sont telles que $\Delta J = -1$, les raies R telles $\Delta J = +1$ et les raies Q telles que $\Delta J = 0$.

Les règles de sélection pour les niveaux vibrationnels sont dans l'approximation du potentiel harmonique $\Delta v = \pm 1$. Les anharmonicités peuvent faire apparaître des raies $\Delta v = \pm 2$ ou $\Delta v = \pm 3$. Cela est vrai si on ne change pas de niveau électronique.

En réalité, les états électroniques, vibrationnels et rotationnels sont liés et on peut considérer des transitions rovibroniques telles que l'on change à la fois de niveau électronique, vibrationnel et rotationnel.

Les systèmes de Lyman et Werner pour l'hydrogène moléculaire font partie de cette catégorie de transitions. Les règles sont alors les mêmes pour les différences des nombres rotationnels. Par contre, il n'y a plus de règle de sélection sur les niveaux vibrationnels.

Annexe 2 : Photochimie et transport dans les atmosphères de Jupiter et Saturne.

Le but de cette annexe va être de comprendre comment sont construits les modèles d'atmosphère. Plusieurs points sont importants, tout particulièrement la chimie de l'atmosphère et le transport des espèces dans cette même atmosphère. Dans ces deux types de phénomènes, la température joue un rôle prépondérant. Il faut donc déterminer des profils en altitude pour la température. Enfin tout ces éléments étant réunis, il faut résoudre l'équation de continuité.

1. L'équation de continuité.

La distribution verticale d'un constituant minoritaire dans l'atmosphère est régie par l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \phi_i}{\partial z} = P_i - n_i L_i \quad 42$$

où

ϕ_i est le flux vertical de l'espèce i. Il peut être approximé par : $\phi_i = \phi_i^K + \phi_i^D$

ϕ_i^K est le flux de diffusion turbulente et représente les événements macroscopiques, ϕ_i^D est le flux lié à la diffusion moléculaire.

$$\phi_i^K = -K \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H_{av}} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right) \quad 43$$

et

$$\phi_i^D = -D_i \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{1+\alpha_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{n_i}{H_i} \right) n_i \quad 44$$

P_i est le taux de production en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$.

L_i est la fréquence de pertes (s^{-1})

n_i est la concentration de l'espèce i en cm^{-3} .

D_i est le coefficient de diffusion moléculaire.

K est le coefficient de diffusion turbulente pour le mélange vertical.

H_i et H_{av} sont respectivement les hauteurs d'échelle de l'élément i et du fond de l'atmosphère.

$$H_i = \frac{kT}{M_i g} \quad 45$$

$$H_{av} = \frac{kT}{M_{av} g} \quad 46$$

M_i et M_{av} sont respectivement la masse molaire de l'espèce i et la masse molaire moyenne du reste de l'atmosphère.

α_i est le coefficient de diffusion thermique.

Les paramètres importants, que les modèles résolvant cette équation génèrent, sont bien sûr la température et le coefficient de diffusion turbulente. Les compositions seront obtenues en couplant un modèle photochimique aux modèles de transport.

Une dernière remarque sur les modèles de transport utilisés : les particules chargées (partie ionosphère) n'étant pas prises en compte ici, les effets dus aux champs électriques et surtout magnétiques ne sont pas abordés. Des modèles ionosphériques spécifiques permettent de prendre en compte ces effets.

2. Création de l'hydrogène atomique : La photochimie.

L'hydrogène atomique n'est pas stable à long terme dans l'atmosphère. Il est produit par dissociation de l'hydrogène moléculaire par le flux solaire EUV et par les précipitations de particules dans la haute atmosphère. L'ensemble des réactions du mécanisme de dissociation de l'hydrogène moléculaire, permettant de créer de l'hydrogène atomique est décrit par Parkinson (2002).

On trouve :



Les photoélectrons ainsi produits permettent la réaction:



Les ions H_2^+ produisent avec H_2 des ions H_3^+ .



Puis par recombinaison des ions H_3^+ , on obtient



ou



Finalement un photon ionisant crée généralement quatre atomes d'hydrogène. Pour obtenir, une densité colonne de l'ordre de $3,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ sur Jupiter (Ben Jaffel et al., 1993) au-dessus

de la couche de méthane, il faut des productions de H de $15.10^9 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ avec les profils de températures adoptés.

Le processus décrit ci-dessus, bien qu'étant dominant dans la création d'hydrogène atomique, n'est pas le seul moyen d'obtention d'hydrogène atomique. La couche de méthane à basse altitude ($\sim 500\text{km}$) est modélisée par une chimie complète des hydrocarbures et certaines réactions produisent de l'hydrogène atomique (Romani et al., 1993 ; Romani et al., 1996 ; Gladstone et al., 1996 ; Parkinson, 2002)

Sur Saturne, Ben Jaffel et al. (1995) suggèrent que le surplus d'hydrogène atomique que leurs résultats impliquent est dû à la présence d'eau dans la haute atmosphère. Il existerait donc une photochimie de l'eau permettant de produire de l'hydrogène sous forme atomique.

Annexe 3 : Notion d'équilibre thermodynamique local.

1. Equilibre thermodynamique local complet et partiel.

La notion d'équilibre thermodynamique local peut paraître très paradoxale puisqu'un gaz à l'équilibre a une température uniforme. Cependant lorsque l'on étudie une atmosphère, des gradients de température sont présents et l'on ne peut parler d'équilibre thermodynamique au sens strict du terme. On définit alors localement une température qui sera constante sur des distances de quelques libres parcours moyens de manière à pouvoir identifier les propriétés locales de la matière tout en considérant que les distributions des vitesses et les populations des états quantiques soient régies par les lois de Maxwell.

Les populations sont alors données par l'équation 38.

Sur le plan radiatif, si l'équilibre local est strict, l'émission lumineuse est donnée par la loi de Planck. On peut l'exprimer de la manière suivante :

La densité d'énergie u_ν émise par unité de volume par unité d'angle solide ω et par unité de

$$\text{fréquence } \nu \text{ s'écrit } u_\nu(\omega) = \frac{2h\nu^3/c^3}{\exp(h\nu/kT)-1} \quad 52$$

Cependant, il arrive que des atmosphères soient à l'équilibre sur le plan de la coïncidence des températures mais que l'émission qui en résulte ne respecte pas du tout la loi de Planck. Cela vient du caractère auto-consistant du rayonnement. Il est déterminé par les conditions d'équilibre de l'atmosphère mais il modifie lui-même cet équilibre. Pour sortir de ce paradoxe, il faut résoudre le problème de rayonnement et simultanément le problème hydrodynamique. La résolution de ce système d'équations est particulièrement complexe et il faut envisager des simplifications.

D'autre part, si les densités de particules ne sont pas trop importantes, le parcours des photons peut atteindre de très grandes distances. Ces distances sont beaucoup plus grandes que les libres parcours moyens pour les autres particules. Le caractère délocalisé du rayonnement est alors incompatible avec la notion d'équilibre local.

A cause de cela, il est rarissime, dans les atmosphères, de pouvoir considérer des rayonnements à l'équilibre thermodynamique local. Il faut, pour que ce soit le cas, que la longueur moyenne de parcours d'un photon sans qu'il soit perdu (i.e : la longueur moyenne

avant de subir une diffusion incohérente) L , soit de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen. On parle alors de photons thermalisés et l'équilibre thermodynamique local est qualifié de complet. Si ce n'est pas le cas l'équilibre thermodynamique local sera qualifié de partiel.

Les E.T.L. (équilibres thermodynamiques locaux) partiels sont en fait les cas les plus courants dans les atmosphères. La plupart du temps, le rayonnement parcourt de grandes distances et la définition d'un équilibre thermodynamique local pour le rayonnement perd de son sens. Si, de plus, il existe une source de rayonnement externe comme c'est le cas pour les atmosphères planétaires, on ne peut espérer obtenir un rayonnement ayant le spectre du rayonnement du corps noir. Un dernier phénomène s'oppose à l'établissement d'un équilibre thermodynamique local complet : la présence de raies résonnantes avec une source externe.

Ce dernier cas est assez particulier puisque le traitement d'une raie isolée est incompatible avec un traitement du rayonnement du type corps noir. Dans ce cas, qui est celui qui nous concerne dans ce travail, on traite alors la raie de manière découplée de l'équilibre thermique. La raie ne participe pas à l'établissement de l'équilibre thermique. Celui-ci est supposé établi à priori et le transfert de rayonnement de la raie ne modifie pas cet équilibre. Cela nécessite une raie résonante avec des énergies très grandes devant les énergies d'agitation thermique de manière à ce que le niveau haut de la transition concernée ne soit pas peuplé. C'est le cas dans notre problème puisque Lyman alpha a une énergie correspondant à une température $1,18 \cdot 10^5$ K ou environ 10 eV.

Annexe 4 : Le problème des redistributions en fréquence.^{*3}

Lors des processus de diffusion, le photon diffusé peut avoir une fréquence légèrement différente de la fréquence du photon incident, même si la transition concernée est la même. Ce phénomène est nommé la redistribution en fréquence.

Pour le décrire, on distingue d'abord deux cas extrêmes :

- La redistribution cohérente dans le référentiel de l'observateur.
- La redistribution complète toujours dans le référentiel de l'observateur.

Il est bien évident que dans la réalité les redistributions ne sont ni complètes ni cohérentes, surtout dans le référentiel de l'observateur, puisque l'agitation thermique provoque forcément de l'effet Doppler. Des redistributions dites partielles ont été calculées de manière à prendre en compte le plus précisément possible ces phénomènes.

Par ailleurs, on sait que, lors d'une diffusion, un changement de direction du photon peut survenir. Les redistributions peuvent donc faire apparaître un couplage angle-fréquence. Nous allons étudier ces différents types de redistribution. Avant cela nous définirons la fonction de redistribution qui permet de décrire ces phénomènes.

1. La fonction de redistribution.

La probabilité conjointe qu'un photon incident arrive sur la particule diffusante avec une direction \mathbf{n}' dans l'angle solide $d\omega'$ et une fréquence ν' et qu'il reparte avec une direction \mathbf{n} dans l'angle solide $d\omega$ et une fréquence ν s'écrit :

$$dP = R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) d\nu' d\nu \frac{d\omega' d\omega}{4\pi 4\pi} . \quad 53$$

Cela définit la fonction de redistribution R .

La condition de normalisation s'écrit :

$$\frac{1}{(4\pi)^2} \int_{\text{shpère}} d\omega' \int_{\text{shpère}} d\omega \int_0^{+\infty} d\nu' \int_0^{+\infty} d\nu R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) = 1 . \quad 54$$

Il convient de remarquer que l'intégration se fait à la fois sur les angles fréquences incidents et sur les angles fréquences réfléchis, car il s'agit d'une probabilité conjointe que le photon incident arrive dans certaines conditions et qu'il reparte dans d'autres conditions.

³ * Cette annexe est très largement inspirée du livre de D. Mihalas (Mihalas , 1978).

La fonction R contient à la fois les profils d'absorption et d'émission. Ainsi, le profil d'absorption s'écrit :

$$\phi(\nu') = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sphère}} d\omega \int_0^{+\infty} d\nu R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) . \quad 55$$

Finalement le nombre de photons global émis dans l'angle solide $\omega + d\omega$, à la fréquence $\nu + d\nu$ et à la position \mathbf{r} est :

$$\eta^s(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu) d\nu d\omega = \sigma_0(\mathbf{r}) d\nu \frac{d\omega}{4\pi} \int_{\text{sphère}} \frac{d\omega'}{4\pi} \int_0^{\infty} d\nu' R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}', \nu') \quad 56$$

où $\sigma_0(\mathbf{r})$ est la section efficace intégrée sur toute la raie telle que :

$$\sigma(\mathbf{r}, \nu') = \sigma_0(\mathbf{r}) \phi(\nu') \text{ et } I \text{ est l'intensité azimuthale en } \text{ph.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{Å}^{-1}.$$

En intégrant sur les angles, on obtient la fonction de redistribution moyennée sur les angles ou encore *angle averaged redistribution function* en anglais (aapr).

En assumant une fonction de phase en angle isotrope, on peut écrire :

$$R(\nu, \nu') = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sphère}} R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) d\omega' = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sphère}} R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) d\omega . \quad 57$$

Si on nomme $J(\mathbf{r}, \nu')$ l'intensité intégrée sur tous les angles tel que

$$J(\mathbf{r}, \nu) = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sphère}} I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \nu) d\omega , \quad 58$$

on peut alors écrire :

$$\eta^s(\mathbf{r}, \nu) d\nu = \sigma_0(\mathbf{r}) d\nu \int_0^{\infty} d\nu' R(\nu' ; \nu) J(\mathbf{r}, \nu') . \quad 59$$

Tant que les diffusions restent isotropes ou presque, cette fonction de redistribution moyennée sur les angles est une très bonne approximation. Elle permet de découper les angles et les fréquences au moins dans cette fonction. Par contre si les diffusions deviennent fortement anisotropes on ne peut plus utiliser ce formalisme. Il est cependant parfois possible, lorsque les fonctions de phase en angles sont bien connues (diffusion Rayleigh par exemple), de conserver le découplage et d'écrire $R(\nu', \mathbf{n}' ; \nu, \mathbf{n}) = g(\mathbf{n}', \mathbf{n})R(\nu', \nu)$.

60

2. La redistribution cohérente.

Il est dans la réalité extrêmement rare que les redistributions soient strictement cohérentes. Il faut pour cela que la particule diffusante soit immobile dans le référentiel de l'observateur et que le niveau excité correspondant à la transition soit infiniment fin. Cependant lorsque l'on effectue des diffusions sur des grosses particules de type poussière qui auront des vitesses assez faibles pour que les effets Doppler soient négligeables, on pourra utiliser cette redistribution.

La fonction de redistribution R s'écrit alors :

$$R(\mathbf{v}', \mathbf{n}' ; \mathbf{v}, \mathbf{n}) = g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \phi(\mathbf{v}') \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}') . \quad 61$$

où δ est la fonction de Dirac. Le plus souvent, lorsque l'on utilise cette redistribution en fréquence, on considère une diffusion anisotrope. La fonction de phase angulaire $g(\mathbf{n}', \mathbf{n})$ prend alors des valeurs qui dépendent des angles de diffusion. Ainsi, lors de diffusions sur des dipôles (diffusion Rayleigh ou Thomson), la fonction de phase est égale à :

$$g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2\theta) \quad 62$$

où θ est l'angle entre \mathbf{n}' et \mathbf{n} . Si les particules sont plus grosses ($d \gg \lambda$), on calcule la fonction de phase en angle à l'aide de la théorie de Mie.

3. La redistribution complète.

A l'opposé de la redistribution cohérente, on considère la redistribution complète. Dans ce cas, on considère que le profil d'absorption est le même que le profil d'émission, quel que soit la fréquence du photon incident.

$$R(\mathbf{v}', \mathbf{n}' ; \mathbf{v}, \mathbf{n}) = g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \phi(\mathbf{v}') \phi(\mathbf{v}) \quad 63$$

si $g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) = 1$, quelque soit \mathbf{n}' et \mathbf{n} , (i.e. fonction de phase angulaire isotrope) alors la fonction de redistribution moyennée en angle s'écrit :

$$R(\mathbf{v}'; \mathbf{v}) = \phi(\mathbf{v}') \phi(\mathbf{v}) = R(\mathbf{v}', \mathbf{n}' ; \mathbf{v}, \mathbf{n}) . \quad 64$$

Cette redistribution est une bonne approximation lorsqu'il n'existe plus de corrélation entre le photon incident et le photon diffusé. Cela nécessite qu'il existe une collision pendant la durée de vie de l'état excité. Il faut cependant prendre garde que cette collision ne provoque pas de relaxation non radiative de la particule diffusante.

Lorsque l'on étudie les hautes atmosphères, cela n'est en général pas vérifié. Cela explique pourquoi les résultats obtenus avec des fonctions de redistribution complètes ne permettent pas d'expliquer les profils de la raie Lyman alpha, en particulier les variations centre-limbe.

La redistribution complète, telle qu'elle est présentée ici, ne permet pas de prendre en compte ce qui se passe dans le référentiel de l'observateur. D'autre part, les hypothèses faites ici sont particulièrement sévères et ne permettent pas de décrire ce qui se produit dans les atmosphères. On est donc contraint d'utiliser des représentations plus fines de la redistribution.

4. La redistribution partielle.

On doit les premières descriptions des redistributions partielles à Hummer (1962). Des descriptions précises ont été effectuées par Mihalas (1978). Nous nous inspirerons dans cette annexe de sa description et de ses notations.

On raisonne sur un système à deux niveaux. Plaçons-nous d'abord dans le référentiel de la particule diffusante.

Soit ξ la fréquence du photon diffusé dans le référentiel de la particule diffusante et ξ' celle du photon incident.

On définit $p(\xi', \xi)$ comme la probabilité que le photon absorbé dans la plage $\xi'+d\xi'$ soit émis dans la plage $\xi+d\xi$. De plus, on définit le profil d'absorption $f(\xi')$.

Les conditions de normalisation donnent :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi') d\xi' = 1 \quad 65$$

et

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi', \xi) d\xi' = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\xi', \xi) d\xi = 1 . \quad 66$$

La probabilité conjointe qu'un photon (ξ', \mathbf{n}') soit absorbé et qu'un photon (ξ, \mathbf{n}) soit réémis est :

$$dP = f(\xi') p(\xi', \xi) d\xi' d\xi g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{d\omega' d\omega}{(4\pi)^2} . \quad 67$$

On distingue alors 4 cas qui permettent d'exprimer f et p .

- Cas I : Les niveaux de l'atome sont infiniment fins.

- Cas II : L'atome a un état fondamental infiniment fin et un état excité présentant une certaine largeur. On considère, de plus, une redistribution cohérente dans le référentiel de l'atome.
- Cas III : Un atome ayant les mêmes propriétés qu'au cas II, mais en considérant une redistribution complète dans le référentiel de l'atome.
- Cas IV : Un atome ayant deux niveaux élargis.

4.1. Le cas I.

Il s'agit d'un cas complètement idéalisé. Les deux niveaux sont supposés infiniment fins et il n'y a pas de redistribution dans le référentiel de la particule. Ainsi :

$$f(\xi') d\xi' = \delta(\xi' - \xi_0) d\xi' \text{ et } p(\xi', \xi) = \delta(\xi' - \xi) \quad 68$$

où ξ_0 représente la fréquence du centre de la raie.

Ce cas n'est absolument pas réaliste mais il permet d'isoler les redistributions dues aux effets Doppler.

4.2. Le cas II.

Ici, la particule a un niveau fondamental infiniment fin et un niveau excité présentant une certaine largeur. La redistribution est alors supposée cohérente.

$$f(\xi') = \frac{\frac{\delta}{\pi}}{[(\xi' - \xi_0)^2 + \delta^2]} \quad 69$$

$$\text{où } \delta \equiv \Gamma_R / 4\pi \quad 70$$

Γ_R est la largeur de l'état haut.

Comme la redistribution est cohérente,

$$p(\xi', \xi) = \delta(\xi - \xi') . \quad 71$$

4.3. Le cas III.

Les états de la particule sont de la même largeur que dans le cas II, mais la redistribution est alors complète dans le référentiel de la particule.

$$p(\xi', \xi) d\xi = f(\xi) d\xi = \frac{\frac{\delta}{\pi} d\xi}{[(\xi' - \xi_0)^2 + \delta^2]} . \quad 72$$

4.4. Le cas IV.

Dans ce cas, les deux niveaux de la particule sont élargis. L'expression du produit $p(\xi', \xi)f(\xi')$ est alors particulièrement longue à établir et la fonction de redistribution $n'a$, à notre connaissance, jamais été utilisée dans ce cas.

4.5. La redistribution dans le référentiel de l'observateur.

4.5.1. Formulation générale.

Si la particule diffusante se déplace à une vitesse \mathbf{v} dans le référentiel de l'observateur alors l'effet Doppler implique :

$$\xi' = v' - v_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}')/c \quad 73$$

$$\xi = v - v_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})/c . \quad 74$$

La fonction de redistribution R devient alors :

$$R_v (\mathbf{v}', \mathbf{n}'; \mathbf{v}, \mathbf{n}) = f(v' - v_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}')/c) p[v - v_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}')/c, v' - v_0 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n})/c] g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) . \quad 75$$

Si on pose un repère $(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3)$ tel que :

- \mathbf{n}_1 et \mathbf{n}_2 soient coplanaires avec \mathbf{n} et \mathbf{n}' ,
- \mathbf{n}_1 soit le vecteur bissecteur de \mathbf{n} et \mathbf{n}' ,

$$\mathbf{n}' = \cos(\theta/2)\mathbf{n}_1 + \sin(\theta/2)\mathbf{n}_2 \text{ et } \mathbf{n} = \cos(\theta/2)\mathbf{n}_1 - \sin(\theta/2)\mathbf{n}_2 . \quad 76$$

$$\text{En définissant } u = \frac{v}{v_{th}} = v \left(\frac{m_a}{2kT} \right)^{1/2} , \quad 77$$

où m_a est la masse de la particule.

La distribution des vitesses est en supposant un ETL :

$$p(u_1, u_2, u_3) du_1 du_2 du_3 = \pi^{3/2} \exp[-(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)] du_1 du_2 du_3 . \quad 78$$

En écrivant la largeur doppler $w = \Delta v_D = \frac{v_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_a} \right)^{1/2}$ on déduit que :

$$\begin{aligned} R(\mathbf{v}', \mathbf{n}'; \mathbf{v}, \mathbf{n}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} du_1 \int_{-\infty}^{+\infty} du_2 \int_{-\infty}^{+\infty} du_3 p(u_1, u_2, u_3) R_v(\mathbf{v}', \mathbf{n}'; \mathbf{v}, \mathbf{n}) \\ &= \frac{1}{\pi} g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \int_{-\infty}^{+\infty} du_1 \exp(-u_1^2) \int_{-\infty}^{+\infty} du_2 \exp(-u_2^2) f[v - w(\cos(\theta/2)u_1 + \sin(\theta/2)u_2)] \\ &\quad \cdot p[v' - w(\cos(\theta/2)u_1 + \sin(\theta/2)u_2), v - w(\cos(\theta/2)u_1 - \sin(\theta/2)u_2)] . \end{aligned} \quad 79$$

Si on change le repère et que \mathbf{n}_1 est parallèle à \mathbf{n}' on obtient :

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}' = v_1, \quad 80$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = v_1 \cos(\theta) + v_2 \sin(\theta). \quad 81$$

La fonction de redistribution s'écrit alors :

$$R(\mathbf{v}', \mathbf{n}', \mathbf{v}, \mathbf{n}) = \pi^{-1} g(\mathbf{n}', \mathbf{n}) \int_{-\infty}^{+\infty} du_1 \exp(-u_1^2) f(\mathbf{v}' - w\mathbf{u}_1) \int_{-\infty}^{+\infty} du_2 \exp(-u_2^2) \cdot p(\mathbf{v}' - w\mathbf{u}_1, \mathbf{v} - w(\cos(\theta)\mathbf{u}_1 + \sin(\theta)\mathbf{u}_2)). \quad 82$$

• Dans les cas I et II :

$$p(\xi', \xi) = \delta(\xi' - \xi) (\delta(v - v' + 2w \sin(\theta/2) u_2)). \quad 83$$

Finalement, on obtient si $\sin(\theta/2) \neq 0$:

$$R(\mathbf{v}', \mathbf{n}', \mathbf{v}, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{2\pi \sin(\theta/2) w} \exp\left[\frac{-(v-v')^2}{4 \sin^2(\theta/2) w^2}\right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-u^2) f\left[\frac{1}{2}(v + v') - w \cos(\theta/2) u\right] du. \quad 84$$

Si l'on détaille, on obtient,

dans le cas I :

$$R_I(\mathbf{v}', \mathbf{n}', \mathbf{v}, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{2\pi \cos(\theta/2) \sin(\theta/2) w^2} \exp\left[\frac{-(v-v')^2}{4 \cos(\theta/2) \sin(\theta/2) w^2}\right] \cdot \exp\left[\frac{-(v + v' - 2v_0)^2}{4 \cos^2(\theta/2) w^2}\right]. \quad 85$$

Si l'on exprime les fréquences en unités doppler, on écrit :

$$R_I(x', \mathbf{n}', x, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{\pi \sin(\theta)} \exp[-x^2 - (x' - x \cos(\theta))^2 \csc^2(\theta)]. \quad 86$$

Dans le cas II, la fonction de redistribution s'écrit :

$$R_{II}(\mathbf{v}', \mathbf{n}', \mathbf{v}, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{2\pi \cos(\theta/2) \sin(\theta/2) w^2} \exp\left[\frac{-(v-v')^2}{4 \cos(\theta/2) \sin(\theta/2) w^2}\right] \left(\frac{\delta}{\pi \cos(\theta/2) w}\right) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-u^2] \left[\left(\frac{v' + v - 2v_0}{2 \cos(\theta/2) w} - u\right)^2 + \left(\frac{\delta}{\cos(\theta/2) w}\right)^2\right]^{-1} du. \quad 87$$

Si l'on exprime les fréquences en unités doppler, cela donne :

$$R_{II}(x', \mathbf{n}'; x, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{\pi \sin(\theta)} \exp[-x^2 - (x - x')^2 \csc^2(\theta/2)] H[a \sec(\theta/2), \frac{x + x'}{2} \sec(\theta/2)] \quad 88$$

où $a \equiv \frac{\delta}{w}$ et $H(a, v)$ est le profil de Voigt.

- Dans le cas III.

Dans ce cas $p(\xi', \xi)$ est indépendant de ξ' . Dans ce cas on obtient :

$$R_{III}(v', \mathbf{n}'; v, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-u^2] \left(\frac{\delta}{\pi}\right) [(v' - v_0 - wu_1)^2 + \delta]^{-1} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} du_2 \exp[-u_2^2] \left(\frac{\delta}{\pi}\right) \frac{1}{[v - w(u_1 \cos(\theta) + u_2 \sin(\theta)) - v_0]^2 + \delta^2} \cdot \quad 89$$

Si l'on convertit en unités doppler et que l'on suppose un profil de Voigt :

$$R_{III}(x', \mathbf{n}'; x, \mathbf{n}) = \frac{g(\mathbf{n}', \mathbf{n})}{\pi^2} \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-u^2) H(\sigma, x \csc(\theta) - u \cotn(\theta))}{(x' - u)^2 + a^2} du \quad 90$$

où $\sigma \equiv a \csc(\theta)$ et $a \equiv (\delta/w)$.

4.5.2. Fonction de redistribution moyennée en angle.

En calculant la fonction de redistribution moyennée en angle, on obtient dans les différents cas en raisonnant en unités doppler pour les fréquences :

- cas I

$$R_{I,A}(x', x) = \frac{1}{\pi^2} \int_{u'_{\min}}^{+\infty} \exp(-u^2) du \quad 91$$

où $u'_{\min} = \max(|x|, |x'|)$,

- cas II

$$R_{II,A}(x',x) = \pi^{3/2} \int_{|x'-x|/2}^{\infty} du \exp(-u^2) \left[\frac{1}{\tan\left(\frac{\min(|x|, |x'|) + u}{a}\right)} - \frac{1}{\tan\left(\frac{\max(|x|, |x'|) - u}{a}\right)} \right], \quad 92$$

- cas III

$$R_{III,A}(x',x) = \pi^{-5/2} \int_0^{\infty} \exp[-u^2] \left[\frac{1}{\tan \frac{x'+u}{a}} - \frac{1}{\tan \frac{x'-u}{a}} \right] \left[\frac{1}{\tan \frac{x+u}{a}} - \frac{1}{\tan \frac{x-u}{a}} \right] du. \quad 93$$

4.6. Interprétations.

Le cas de la redistribution partielle est très particulier. Les conditions d'application sont assez strictes, puisque dans les cas I et II, la redistribution dans le référentiel de la particule est cohérente. Cependant, des interprétations (Thomas 1957) permettent de dire que la redistribution partielle ou plutôt la prise en compte des effets doppler dans la redistribution pour les cas I et II, correspond à une redistribution quasiment complète au centre de la raie ($x \leq 2,5$ sdu par rapport au centre de la raie) et à une redistribution quasiment cohérente sur les ailes de la raie. Cela correspond donc bien à un cas intermédiaire entre la redistribution complète et la redistribution partielle. Il est cependant évident que cela correspond à une approximation assez importante puisque cela ne permet pas de décrire précisément l'ensemble des phénomènes qui se produisent lors de la diffusion. Les résultats correspondants aux redistributions sont donc à interpréter avec prudence.

Si l'on résume, on peut utiliser le cas II lorsque la densité de particules n'est pas trop importante. Il convient donc pour savoir quelle redistribution utiliser lors d'un calcul de transfert radiatif de savoir si des collisions peuvent avoir lieu pendant la durée de vie de l'état excité.

Bibliographie.

Les trois premières références sont issues de la base de données «GALICA» de la Bibliothèque Nationale de France (www.galica.fr).

Galilei, Galileo, 1564-1642.

Dialogo di Galileo Galilei Linceo, matematico straordinario dello studio di Pisa, e filosofo e matematico primario del serenissimo gr. duca di Toscana, doue ne i congressi di quattro giornate si discorre sopra i due massimi sistemi del mondo tolemaico e copernicano, proponendo indeterminatamente le ragioni filosofiche e naturali tanto per l'una quanto per l'altra parte.

Titre abrégé : [Dialogo dei massimi sistemi]

Fiorenza, Per Gio: Batista Landini, 1632

Société hollandaise des sciences. Oeuvres complètes de Christiaan Huygens.

Tome XV. Observations astronomiques. Systèmes de Saturne. Travaux astronomiques, 1658-1666. Republié en 1925.

Le Verrier, Urbain-Jean-Joseph (1811-1877)

Sur la planète Neptune par U.-J. Le Verrier

Compte rendu de la séance du 11/09/1848 à l'Académie des sciences.

Num. BNF de l'éd. de [Paris] : Bachelier, [ca 1850]

Autres références anciennes (avant 1900) :

Riccioli, Giovanni Battista

Almagestum novvm astronomiam veterem novamqve complectens observationibvs aliorvm Bononiae, ex typographia haeredis Victorij Benatij, 1651.

00/1651

Huggins, W.

On the Spectrum of Mars, with some Remarks on the Colour of that Planet.

Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 27, p.178.

03/1867

Draper, H.

on a photograph of Jupiter's spectrum, showing evidence of intrinsic light from that planet

Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 40, p.433

05/1880

Références classiques :

1. Abgrall, H.; Roueff, E.
Wavelengths, oscillator strengths and transition probabilities of the H₂ molecule for Lyman and Werner systems.
Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 79, no. 3, Sept. 1989, p. 313-328.
09/1989
2. Abgrall, H.; Roueff, E.; Launay, F.; Roncin, J. Y.; Subtil, J. L.
Table of the Lyman Band System of Molecular Hydrogen.
ASTRON. AND ASTROPHYS. SUPPL. V.101, NO.2/OCTII, P. 273, 1993
10/1993
3. Abgrall, H.; Roueff, E.; Launay, F.; Roncin, J. Y.; Subtil, J. L.
Table of the Werner Band System of Molecular Hydrogen.
ASTRON. AND ASTROPHYS. SUPPL. V.101, NO.2/OCTII, P. 323, 1993
10/1993
4. Ajello, Joseph; Shemansky, Donald; Pryor, Wayne; Tobiska, Kent; Hord, Charles; Stephens, Stuart; Stewart, Ian; Clarke, John; Simmons, Karen; McClintock, William; Barth, Charles; Gebben, Jeremy; Miller, Deborah; Sandel, Bill. Galileo orbiter ultraviolet observations of Jupiter aurora.
Journal of Geophysical Research, Volume 103, Issue E9, August 30, 1998, pp.20125-20148
09/1998
5. Atreya, S. K.; Donahue, T. M.; Nagy, A. F.; Waite, J. H., Jr.; McConnell, J. C.
Theory, measurements, and models of the upper atmosphere and ionosphere of Saturn.
IN: Saturn (A85-33976 15-91). Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1984, p. 239-277. Research supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada.
00/1984

6. Atreya, Sushil K.
 Atmospheres and Ionospheres of the Outer Planets and their Satellites.
 Springer-Verlag.
 00/1986
7. Barbosa, D. D.
 Titan's atomic nitrogen torus - Inferred properties and consequences for the Saturnian
 aurora.
 Icarus, vol. 72, Oct. 1987, p. 53-61.
 10/1987
8. Ben Jaffel, L.; Magnan, C.; Vidal-Madjar, A.
 The Lyman alpha albedo of Jupiter. Astronomy and Astrophysics, vol. 204, no. 1-2, Oct.
 1988, p. 319-326.
 10/1988
9. Ben Jaffel, L.; Vidal-Madjar, A. New developments in the discrete ordinate method for
 the resolution of the radiative transfer equation. Astronomy and Astrophysics, vol. 220,
 no. 1-2, Aug. 1989, p. 306-312. 08/1989
10. Ben Jaffel, Lotfi; Clarke, John T.; Prange, Renee; Gladstone, G. R.; Vidal-Madjar, Alfred
 The Lyman alpha bulge of Jupiter - Effects of non-thermal velocity field
 Geophysical Research Letters, vol. 20, no. 8, p. 747-750.
 04/1993
11. Ben Jaffel, L.; Prange, R.; Sandel, B. R.; Yelle, R. V.; Emerich, C.; Feng, D.; Hall, D. T.
 New analysis of the Voyager UVS H Lyman-alpha emission of Saturn.
 Icarus, vol. 113, no. 1, p. 91-102
 01/1995
12. Berkowitz, J. Photoabsorption, photoionization and photoelectron spectroscopy.
 Academic press. New York, 1979.
13. Bhardwaj, Anil; Gladstone, G. Randall
 Auroras on Saturn, Uranus, and Neptune.
 Advances in Space Research, Volume 26, Issue 10, p. 1551-1558.
 00/2000
14. Bowen, I. S.
 Excitation by Line Coincidence.
 Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 59, No. 349, p.196
 08/1947

15. B.H. Bransden ; C.J. Joachain. Physics of atoms and molecules. Longman Scientific and technical. New york, 1983.
16. Broadfoot, A. L.; Belton, M. J.; Takacs, P. Z.; Sandel, B. R.; Shemansky, D. E.; Holberg, J. B.; Ajello, J. M.; Moos, H. W.; Atreya, S. K.; Donahue, T. M.; Bertaux, J. L.; Blamont, J. E.; Strobel, D. F.; McConnell, J. C.; Goody, R.; Dalgarno, A.; McElroy, M. B.
Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Jupiter.
Science, vol. 204, June 1, 1979, p. 979-982
06/1979
17. Broadfoot, A. L.; Sandel, B. R.; Shemansky, D. E.; McConnell, J. C.; Smith, G. R.; Holberg, J. B.; Atreya, S. K.; Donahue, T. M.; Strobel, D. F.; Bertaux, J. L. Overview of the Voyager ultraviolet spectrometry results through Jupiter encounter.
Journal of Geophysical Research, vol. 86, Sept. 30, 1981, p. 8259-8284.
09/1981a
18. Broadfoot, A. L.; Sandel, B. R.; Shemansky, D. E.; Holberg, J. B.; Smith, G. R.; Strobel, D. F.; McConnell, J. C.; Kumar, S.; Hunten, D. M.; Atreya, S. K.; Donahue, T. M.; Moos, H. W.; Bertaux, J. L.; Blamont, J. E.; Pomphrey, R. B.; Linick, S. Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn.
Science, vol. 212, Apr. 10, 1981, p. 206-211.
04/1981b
19. Bruner, E. C., Jr.; Rense, W. A. Rocket Observations of Profiles of Solar Ultraviolet Emission Lines.
Astrophysical Journal, vol. 157, p.417 07/1969
20. Burke, B. F.; Franklin, K. L.
Observations of a Variable Radio Source Associated with the Planet Jupiter.
Journal of Geophysical Research, Vol. 60, p.213.
06/1955
21. Cannon, C. J.
The transfer of spectral line radiation.
Cambridge: University Press, 1985
00/1985
22. Carr, Thomas D. Radio frequency emission from the planet Jupiter.
Astronomical Journal, Vol. 64, p. 39 (1959)
03/1959

23. Clarke, J. T.; Moos, H. W.; Atreya, S. K.; Lane, A. L.
 Observations from earth orbit and variability of the polar aurora on Jupiter.
 Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, vol. 241, Nov. 1, 1980, p. L179-L182.
 11/1980
24. Clarke, J. T.; Weaver, H. A.; Feldman, P. D.; Moos, H. W.; Fastie, W. G.; Opal, C. B.
 Spatial imaging of hydrogen Lyman-alpha emission from Jupiter. Astrophysical Journal.
 Part 1, vol. 240, Sept. 1, 1980, p. 696-701. 09/1980
25. Clarke, J. T.; Moos, H. W.; Atreya, S. K.; Lane, A. L.
 IUE detection of bursts of H Ly-alpha emission from Saturn.
 Nature, vol. 290, Mar. 19, 1981, p. 226, 227.
 03/1981
26. Clary, R. S.; Hunter, J. H., Jr.
 Hydrogen-alpha auroral activity on Jupiter.
 Astrophysical Journal, vol. 199, July 15, 1975, pt. 1, p. 517-521(4 ff.). 07/1975
27. Cohen-Tannoudji C.; Diu B.; Laloe F. Mécanique quantique. Hermann. 1977. Paris.
28. Curiel, Salvador; Raymond, John C.; Wolfire, Mark; Hartigan, Patrick; Morse, Jon;
Schwartz, Richard D.; Nisenson, Peter. Molecular H 2 Emission in HH 47A: Hubble
 Space Telescope GHRS and FOC Observations.
 Astrophysical Journal v.453, p.322
 11/1995
29. Dols, V.; Gérard, J. C.; Clarke, J. T.; Gustin, J.; Grodent, D.
 Diagnostics of the Jovian Aurora Deduced from Ultraviolet Spectroscopy: Model and
 HST/GHRS Observations.
 Icarus, Volume 147, Issue 1, pp. 251-266 (2000).
 09/2000
30. Dols, V.; Gerard, J. C.; Paresce, F.; Prange, R.; Vidal-Madjar, A. Ultraviolet imaging of
 the Jovian aurora with the Hubble Space Telescope Geophysical Research Letters, vol. 19,
 no. 18, p. 1803-1806.
 09/1992
31. Dopita, M. A.; Sutherland, R. S.
 Astrophysics of the diffuse universe.
 Berlin, New York: Springer, 2003. Astronomy and astrophysics library.
 00/2003

32. Drake, F. D.; Hvatum, S.
 Non-thermal microwave radiation from Jupiter.
 Astronomical Journal, Vol. 64, p. 329.
 00/1959
33. Dulk, George A.; Eddy, John A.
 A New Search for Visual Aurorae on Jupiter.
 Astronomical Journal, Vol. 71, p. 160
 02/1966
34. Emerich, C.; Ben Jaffel, L.; Prange, R.. On the analysis of the H Lyman-alpha dayglow of
 Jupiter, Saturn and Uranus. Planetary and Space Science, vol. 41, no. 5, p. 363-371.
 05/1993.
35. Emerich, Claude; Ben Jaffel, Lotfi; Clarke, John T.; Prange, Renee; Gladstone, G.
Randall; Sommeria, Joel; Ballester, Gilda. Evidence for Supersonic Turbulence in the
 Upper Atmosphere of Jupiter.
 Science, Volume 273, Issue 5278, pp. 1085-1087.
 00/1996
36. Encrenaz T. Atmosphères planétaires. Origine et évolution. Belin CNRS. 2000
37. Feautrier, P. Etude du comportement à l'infini de l'intensité spécifique dans une
 atmosphère plane parallèle. Annales d'astrophysiques, vol 30, p 347. 02/1967.
38. Feldman, P. D.; McGrath, M. A.; Moos, H. W.; Durrance, S. T.; Strobel, D. F.; Davidson,
A. F. The spectrum of the Jovian dayglow observed at 3 A resolution with the Hopkins
 ultraviolet telescope.
 Astrophysical Journal, Part 1, vol. 406, no. 1, p. 279-284.
 03/1993
39. Field, G. B.; Somerville, W. B.; Dressler, K.
 Hydrogen Molecules in Astronomy. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol.
 4, p.207. 00/1966
40. Giordmaine, J. A.; Alsop, L. E.; Townes, C. H.; Mayer, C. H.
 Observations of Jupiter and Mars at 3-cm wave length.
 Astronomical Journal, Vol. 64, p. 332
 00/1959
41. Gladstone, G. R. Radiative transfer and photochemistry in the upper atmosphere of
 Jupiter. Ph.D. Thesis. California Inst. of Tech., Pasadena. 00/1983

42. Gladstone, G. Randall
 UV resonance line dayglow emissions on earth and Jupiter. Journal of Geophysical Research, vol. 93, Dec. 1, 1988, p. 14623-14630.
 12/1988
43. Gladstone, G. Randall; Allen, Mark; Yung, Y. L.
 Hydrocarbon Photochemistry in the Upper Atmosphere of Jupiter.
 Icarus, Volume 119, Issue 1, pp. 1-52.
 01/1996
44. Griffioen, Erik A pseudo three-dimensional resonance line radiative transfer model with overlapping lines. Journal of Geophysical Research, Volume 105, Issue E10, October 25, 2000, pp.24613-24620
 10/2000
45. Grodent, Denis; Waitè, J. Hunter, Jr.; Gérard, Jean-Claude
 A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure.
 Journal of Geophysical Research, Volume 106, Issue A7, July 1, 2001, pp.12933-12952
 07/2001
46. Holman, B. L.; Hunter, J. H., Jr.
 Hydrogen-alpha auroral activity on Jupiter.
 Astrophysical Journal, Part 1, vol. 213, May 1, 1977, p. 906, 907. 05/1977
47. Hubbard, W. B.
 Structure and composition of giant planet interiors.
 IN: Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres (A89-43776 19-90).
 Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1989, p. 539-563.
 00/1989
48. Hubbard, W. B.; Marley, M. S.
 Optimized Jupiter, Saturn, and Uranus interior models.
 Icarus, vol. 78, March 1989, p. 102-118.
 03/1989
49. Hummer, D. G.
 Non-coherent scattering: I. The redistribution function with Doppler broadening.
 R. Astron. Soc. Month. Not., vol. 125, p. 21-37 (1963). 00/1962
50. Ingersoll, A. P.; Beebe, R. F.; Mitchell, J. L.; Garneau, G. W.; Yagi, G. M.; Muller, J.-P.
 Interaction of eddies and mean zonal flow on Jupiter as inferred from Voyager 1 and 2 images.

Journal of Geophysical Research, vol. 86, Sept. 30, 1981, p. 8733-8743.

09/1981

51. Judge, D. L.; Wu, F.-M.; Carlson, R. W.

Ultraviolet photometer observations of the Saturnian system.

Science, vol. 207, Jan. 25, 1980, p. 431-434.

01/1980

52. Jordan, C.; Brueckner, G. E.; Bartoe, J.-D. F.; Sandlin, G. D.; van Hoosier, M. E.

Lines of H₂ in extreme-ultraviolet solar spectra.

Nature, vol. 270, Nov. 24, 1977, p. 326, 327

11/1977

53. Kiess, C. C.; Corliss, C. H.; Kiess, Harriet K.

High-Dispersion Spectra of Jupiter.

Astrophysical Journal, vol. 132, p.221

07/1960

54. Kim, Y. H.; Fox, J. L.; Caldwell, John J.

Temperatures and Altitudes of Jupiter's Ultraviolet Aurora Inferred from GHRS

Observations with the Hubble Space Telescope.

Icarus, Volume 128, Issue 1, pp. 189-201.

07/1997

55. Lemaire, P.; Charra, J.; Jouchoux, A.; Vidal-Madjar, A.; Artzner, G. E.; Vial, J. C.;

Bonnet, R. M.; Skumanich, A. Calibrated full disk solar H I Lyman-alpha and Lyman-beta profiles. Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, vol. 223, July 1, 1978, p.

L55-L58. 07/1978

56. Lemaire, P.; Charra, J.; Jouchoux, A.; Vidal-Madjar, A.; Artzner, G. E.; Vial, J. C.;

Bonnet, R. M.; Skumanich, A. Calibrated full disk solar H I Lyman-alpha and Lyman-beta profiles.

Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, vol. 223, July 1, 1978, p. L55-L58.

07/1978

57. Lemaire, P.; Emerich, C.; Curdt, W.; Schuehle, U.; Wilhelm, K.

Solar H i Lyman alpha full disk profile obtained with the SUMER/SOHO spectrometer.

Astronomy and Astrophysics, v.334, p.1095-1098 (1998) 06/1998

58. Lilensten Jean, Bornarel Jean. Sous les feux du soleil. 2002. PUG.

59. J. Lilensten and P.L. Blelly, The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *J. Atm. Sol. Ter. Phys.*, vol 64, pages 775-793, 2002

60. Limaye, S. S.
 Jupiter - New estimates of the mean zonal flow at the cloud level.
 (NASA, Columbia University, and American Astronomical Society, Conference on Jovian Atmospheres, New York, NY, May 6-8, 1985) Icarus, vol. 65, Feb.-Mar. 1986, p. 335-352.
 03/1986
61. Liu, Weihong; Dalgarno, A.
 The Ultraviolet Spectrum of the Jovian Dayglow.
 Astrophysical Journal v.462, p.502
 05/1996
62. Matson Dennis L; Spilker Linda J.; Lebreton Jean-Pierre. The Cassini/Huygens Mission to the Saturnian System. Space Science Reviews, vol 104(1) ; pages 1-58; Jan 2002
63. Mayor, M.; Queloz, D.
 A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star.
 Nature Vol. 378, N°.6555/Nov. 23, Page 355, 1995
 11/1995
64. McClain, E. F.; Nichols, J. H.; Waak, J. A.
 Investigation of variations in the decimeter-wave emission from Jupiter.
 Astronomical Journal, Vol. 67, p. 724 (1962)
 12/1962
65. McConnell, J. C.; Sandel, B. R.; Broadfoot, A. L. Airglow from Jupiter's nightside and crescent - Ultraviolet spectrometer observations from Voyager 2.
 Icarus, vol. 43, Aug. 1980, p. 128-142.
 08/1980
66. McGrath, Melissa A.; Clarke, John T.
 H I Lyman alpha emission from Saturn (1980-1990).
 Journal of Geophysical Research, vol. 97, no. A9, Sept. 1, 1992, p. 13,691-13,703.
 09/1992
67. Meier, R. R.
 Solar Lyman Series Line Profiles and Atomic Hydrogen Excitation Rates.
 Astrophysical Journal v.452, p.462
 10/1995
68. Mihalas, Dimitri
 Stellar atmospheres. /2nd edition/

San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978. 650 p.

00/1978

69. Morrissey, Patrick F.; Feldman, Paul D.; Clarke, John T.; Wolven, Brian C.; Strobel, Darrell F.; Durrance, Samuel T.; Trauger, John T. Simultaneous Spectroscopy and Imaging of the Jovian Aurora with the Hopkins Ultraviolet Telescope and the Hubble Space Telescope.

Astrophysical Journal v.476, p.918

02/1997

70. Nicolas, K. R.; Moe, O. K.; Bartoe, J.-D. F.; Tousey, R.

The profile of the solar Lyman-beta line of hydrogen.

Journal of Geophysical Research, vol. 81, July 1, 1976, p. 3465, 3466.

07/1976

71. Niemann, H. B.; Atreya, S. K.; Carignan, G. R.; Donahue, T. M.; Haberman, J. A.; Harpold, D. N.; Hartle, R. E.; Hunten, D. M.; Kasprzak, W. T.; Mahaffy, P. R.; Owen, T. C.; Way, S. H. The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer.

Journal of Geophysical Research, Volume 103, Issue E10, September 25, 1998, pp.22831-22846.

09/1998

72. Orton, G. S.; Ingersoll, A. P.

Pioneer 10 and 11 and ground-based infrared data on Jupiter - The thermal structure and He-H₂ ratio.

In: Jupiter: Studies of the interior, atmosphere, magnetosphere and satellites; Proceedings of the Colloquium, Tucson, Ariz., May 19-21, 1975. (A77-12001 02-91) Tucson, University of Arizona Press, 1976, p. 206-215; Discussion, p. 214, 215.

73. Pallier, L.; Prangé, R. More about the structure of the high latitude Jovian aurorae.

Planetary and Space Science, Volume 49, Issue 10-11, p. 1159-1173. 08/2001

74. Pallier, Laurent

Étude des Aurores polaires joviennes par Spectro-imagerie UV avec le Télescope spatial Hubble. Université Paris XI

Thèse de 3^{ème} cycle, Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud.

12/2000

75. Parkinson, C. D.; Griffioen, E.; McConnell, J. C.; Gladstone, G. R.; Sandel, B. R.

He 584 A Dayglow at Saturn: A Reassessment.

- Icarus, Volume 133, Issue 2, pp. 210-220.
06/1998
76. Parkinson, C.D. Ph.D. Thesis. Photochemistry and radiative transfer studies in the atmosphere of Jupiter and Saturn. 09/2002.
77. Prange, Renee; Rego, Daniel; Pallier, Laurent; Ben Jaffel, Lotfi; Emerich, Claude; Ajello, Joe; Clarke, John T.; Ballester, Gilda E. Detection of Self-reversed Ly alpha Lines from the Jovian Aurorae with the Hubble Space Telescope. Astrophysical Journal Letters v.484, p.L169
08/1997
78. Pryor, Wayne R.; Ajello, Joseph M.; Tobiska, W. Kent; Shemansky, Donald E.; James, Geoffrey K.; Hord, Charles W.; Stephens, Stuart K.; West, Robert A.; Stewart, A. Ian F.; McClintock, William E.; Simmons, Karen E.; Hendrix, Amanda R.; Miller, Deborah A. Galileo ultraviolet spectrometer observations of Jupiter's auroral spectrum from 1600-3200 Å .
Journal of Geophysical Research, Volume 103, Issue E9, August 30, 1998, pp.20149-20158 09/1998
79. Pryor, Wayne R.; Stewart, A. Ian F.; Simmons, Karen E.; Ajello, Joseph M.; Tobiska, W. Kent; Clarke, John T.; Gladstone, G. Randy. NOTE: Detection of Rapidly Varying H₂ Emissions in Jupiter's Aurora from the Galileo Orbiter.
Icarus, Volume 151, Issue 2, pp. 314-317 (2001).
06/2001
80. Rego, Daniel ; Thèse de 3^{ème} cycle, Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris Sud.1994
81. Rego, Daniel; Clarke, John T.; Jaffel, Lotfi Ben; Ballester, Gilda E.; Prangé, Renée; McConnell, Jack. The Analysis of the H Lyman a Emission Line Profile from Jupiter's Aurora.
Icarus, Volume 150, Issue 2, pp. 234-243 (2001)
04/2001
82. Rybicki, George B.; Lightman, Alan P.
Radiative processes in astrophysics.
New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
00/1979
83. Romani, Paul N.; Bishop, James; Bezard, Bruno; Atreya, Sushil
Methane photochemistry on Neptune - Ethane and acetylene mixing ratios and haze

production.

Icarus, vol. 106, p. 442

12/1993

84. Romani, Paul N.

Recent Rate Constant and Product Measurements of the Reactions $C_2H_3 + H_2$ and $C_2H_3 + H$ -Importance for Photochemical Modeling of Hydrocarbons on Jupiter.

Icarus, Volume 122, Issue 2, pp. 233-241.

08/1996

85. Sánchez-Lavega, A.; Pérez-Hoyos, S.; Rojas, J. F.; Hueso, R.; French, R. G.

A strong decrease in Saturn's equatorial jet at cloud level.

Nature, Volume 423, Issue 6940, pp. 623-625 (2003).

06/2003

86. Sandel, B. R.; Broadfoot, A. L.; Strobel, D. F.

Discovery of a longitudinal asymmetry in the H Lyman-alpha brightness of Jupiter.

Geophysical Research Letters, vol. 7, Jan. 1980, p. 5-8. 01/1980

87. Sandel, B. R.; Shemansky, D. E.; Broadfoot, A. L.; Bertaux, J. L.; Blamont, J. E.; Belton,

M. J. S.; Ajello, J. M.; Holberg, J. B.; Atreya, S. K.; Donahue, T. M. Extreme ultraviolet observations from Voyager 2 encounter with Jupiter.

Science, vol. 206, Nov. 23, 1979, p. 962-966

11/1979

88. Schwartz, R. D.

Ultraviolet continuum and H_2 fluorescent emission in Herbig-Haro objects 43 and 47.

Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, vol. 268, May 1, 1983, p. L37-L40.

05/1983

89. Seiff, A.; Kirk, D. B.; Knight, T. C. D.; Young, L. A.; Milos, F. S.; Venkatapathy, E.;

Mihalov, J. D.; Blanchard, R. C.; Young, R. E.; Schubert, G. Thermal structure of Jupiter's upper atmosphere derived from the Galileo probe.

Science, vol. 276, p. 102-104 (1997).

00/1997 a

90. Seiff, A.; Blanchard, R. C.; Knight, T. C. D.; Schubert, G.; Kirk, D. B.; Atkinson, D.;

Mihalov, J. D.; Young, R. E. Wind speeds measured in the deep jovian atmosphere by the Galileo probe accelerometers.

Nature, vol. 388, p. 650-652 (1997).

00/1997 b

91. Shemansky, D. E. An explanation for the H Ly-alpha longitudinal asymmetry in the equatorial spectrum of Jupiter - an outcrop of paradoxical energy deposition in the exosphere. *Journal of Geophysical Research*, vol. 90, March 1, 1985, p. 2673-2694.
03/1985
92. Shimizu, M.
Atmospheric mixing in the upper atmospheres of Jupiter and Venus.
Journal of Geophysical Research, vol. 79, Dec. 1, 1974, p. 5311-5313.
12/1974
93. Shull, J. M.
H₂ resonance fluorescence with Lyman-alpha.
Astrophysical Journal, Part 1, vol. 224, Sept. 15, 1978, p. 841-847.
09/1978
94. Skinner, T. E.
Temporal and spatial variations in the intensity of ultraviolet emissions from Jupiter and the Io torus.
Ph.D. Thesis. Johns Hopkins Univ., Baltimore, MD.
09/1984
95. Smith, Alex G.; Carr, T. D.
Radio-Frequency Observations of the Planets in 1957-1958.
Astrophysical Journal, vol. 130, p.641
09/1959
96. Smith, Harlan J.; Rodman, James P.; Sloan, William A.
On Jovian Ha Auroral Activity.
Astronomical Journal, Vol. 68, p. 80
09/1963
97. Smith, G. R.; Shemansky, D. E.; Holberg, J. B.; Broadfoot, A. L.; Sandel, B. R.;
McConnell, J. C. Saturn's upper atmosphere from the Voyager 2 EUV solar and stellar occultations.
Journal of Geophysical Research, vol. 88, Nov. 1, 1983, p. 8667-8678.
11/1983
98. Sommeria, J.; Ben Jaffel, L.; Prange, R.
On the existence of supersonic jets in the upper atmosphere of Jupiter. *Icarus*, vol. 118, p. 2-24 (1995)
11/1995

99. Stecher, P.
An observation of Jupiter in the ultraviolet.
Annales d'Astrophysique, Vol. 28, p.788.
02/1965
100. Thomas, Richard N.
The Source Function in a Non-Equilibrium Atmosphere. I. The Resonance Lines.
Astrophysical Journal, vol. 125, p.260
01/1957
101. Trafton, L. M.; Gerard, J. C.; Munhoven, G.; Waite, J. H., Jr.
High-resolution spectra of Jupiter's northern auroral ultraviolet emission with the Hubble Space Telescope.
Astrophysical Journal, Part 1, vol. 421, no. 2, p. 816-827 02/1994
102. Vasavada, Ashwin R.; Ingersoll, Andrew P.; Banfield, Don; Bell, Maureen; Gierasch, Peter J.; Belton, Michael J. S.; Orton, Glenn S.; Klaasen, Kenneth P.; Dejong, Eric; Breneman, H. Herbert; Jones, Todd J.; Kaufman, James M.; Magee, Kari P.; Senske, David A.
Galileo Imaging of Jupiter's Atmosphere: The Great Red Spot, Equatorial Region, and White Ovals.
Icarus, Volume 135, pp. 265-275. 09/1998
103. Vervack, R. J., Jr.; Sandel, Bill R.; Gladstone, G. Randall; McConnell, John C.; Parkinson, Christopher D. Jupiter's He 584 AA dayglow: New results.
Icarus, vol. 114, p. 163-173 (1995). 03/1995
104. Vidal-Madjar, A.; Lecavelier des Etangs, A.; Désert, J.-M.; Ballester, G. E.; Ferlet, R.; Hébrard, G.; Mayor, M. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b.
Nature, Volume 422, Issue 6928, pp. 143-146 (2003).03/2003
105. Waite, J. H., Jr.; Clarke, J. T.; Cravens, T. E.; Hammond, C. M.
The Jovian Aurora - Electron or ion precipitation?
Journal of Geophysical Research, vol. 93, July 1, 1988, p. 7244-7250. 07/1988
106. Waite, J. H.; Grodent, D., Jr.; Mauk, B. M.; Majeed, T.; Gladstone, G. R.; Bolton, S. J.; Clarke, J. T.; Gérard, J.-C.; Lewis, W. S.; Trafton, L. M.; Walker, R. J.; Ingersoll, A. P.; Connerney, J. E. P. Multispectral Observations of Jupiter's Aurora.
Advances in Space Research, Volume 26, Issue 10, p. 1453-1475.
00/2000

107. Wallace, L.; Hunten, D. M.
The Lyman-Alpha Albedo of Jupiter.
Astrophysical Journal, Vol. 182, p. 1013 (1973)
06/1973
108. Warren, H. P.; Mariska, J. T.; Wilhelm, K. High-Resolution Observations of the Solar Hydrogen Lyman Lines in the Quiet Sun with the SUMER Instrument on SOHO. The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 119, Issue 1, pp. 105-120. 11/1998
109. Wildt, Rupert Absorptionsspektren und Atmosphären der grossen Planeten.
Veroeffentlichungen der Universitaets-Sternwarte zu Goettingen, vol. 0002, pp.171.2-180
00/1932.
110. Witasse O., Dutuit O., Lilensten J., Thissen R., Zabka J., Alcaraz C., Blelly P.-L., Bougher S. W., Engel S., Andersen L. H., Seiersen K., Prediction of a layer in the atmosphere of Mars. *Geoph. Res. Let.*, vol **29**, page 104, 2002.
111. Wolven, Brian C.; Feldman, Paul D.; Strobel, Darrell F.; McGrath, Melissa A.
Ly alpha-induced Fluorescence of H 2 and CO in Hubble Space Telescope Spectra of a Comet Shoemaker-Levy 9 Impact Site on Jupiter.
Astrophysical Journal v.475, p.835
02/1997
112. Yelle, Roger V.
A new approach to resonance line scattering in planetary atmospheres. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 332, Sept. 1, 1988, p. 514-523. 09/1988
113. Yung, Y. L.; Gladstone, G. R.; Chang, K. M.; Ajello, J. M.; Srivastava, S. K.
H₂ fluorescence spectrum from 1200 to 1700 Å by electron impact - Laboratory study and application to Jovian aurora.
Astrophysical Journal, Part 2 - Letters to the Editor, vol. 254, Mar. 15, 1982, p. L65-L69.
03/1982
114. Yung, Y. L.; Strobel, D. F. Hydrocarbon photochemistry and Lyman alpha albedo of Jupiter. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 239, July 1, 1980, p. 395-402.
07/1980.

Modélisation du transfert radiatif dans les atmosphères de Jupiter et Saturne. Application à l'étude des chevauchements des raies Lyman α , β et γ de l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de Lyman et Werner de l'hydrogène moléculaire.

L'étude du rayonnement UV de la haute atmosphère des planètes géantes ne peut se faire qu'à l'aide de techniques de transfert radiatif. Ces hautes atmosphères étant constituées essentiellement d'hydrogène, il convient d'étudier les raies de la série de Lyman de l'hydrogène atomique. Cependant, la présence dans ces atmosphères, de H et de H₂, génère des chevauchements, entre les raies de la série de Lyman et les bandes de l'hydrogène moléculaire. Nous avons modélisé les effets de ces chevauchements pour les raies Lyman α , β et γ . On constate que ces effets sont souvent importants surtout à cause de l'auto-absorption des raies dues à H₂ à la fois sur Jupiter et Saturne. On peut obtenir via cette méthode, des informations sur l'état et les concentrations de l'hydrogène moléculaire et atomique, en particulier les températures vibrationnelles de l'hydrogène moléculaire. Cette technique pourra être étendue aux zones aurorales et éventuellement aux planètes extrasolaires.

Mots clés : Transfert radiatif. Planètes géantes. Lyman. Ionosphère. Hydrogène. Jupiter. Saturne. Planétologie

Modelisation of the radiative transfer in the atmosphere of Jupiter and Saturn. Application to the study of the overlapping of the Lyman alpha, beta and gamma lines for atomic hydrogen with Lyman and Werner system for molecular hydrogen

Studying the UV dayglow of the upper atmosphere of the giant planets needs to use radiative transfer techniques. These upper atmospheres are essentially composed of hydrogen. Thus it is important to study the H-Lyman band. The presence of H and H₂ in these atmospheres leads to overlappings between lines of the H-Lyman band and bands of H₂. We modelled the effects of these overlappings for the H-Lyman α , β and γ lines. We show that the effects are important especially because of the H₂ lines self-absorption. It is possible to obtain through this method some information about both molecular and atomic hydrogen, particularly the vibrational temperatures of H₂. This technique could be extended to auroral regions and further to extrasolar planets.

Keywords: Radiative transfer. Giant planets. Lyman lines. Ionosphere. Hydrogen. Jupiter. Saturn. Planetology.

Modélisation du transfert radiatif dans les atmosphères de Jupiter et Saturne. Application à l'étude des chevauchements des raies Lyman α , β et γ de l'hydrogène atomique avec des raies des systèmes de Lyman et Werner de l'hydrogène moléculaire.

L'étude du rayonnement UV de la haute atmosphère des planètes géantes ne peut se faire qu'à l'aide de techniques de transfert radiatif. Ces hautes atmosphères étant constituées essentiellement d'hydrogène, il convient d'étudier les raies de la série de Lyman de l'hydrogène atomique. Cependant, la présence dans ces atmosphères, de H et de H₂, génère des chevauchements, entre les raies de la série de Lyman et les bandes de l'hydrogène moléculaire. Nous avons modélisé les effets de ces chevauchements pour les raies Lyman α , β et γ . On constate que ces effets sont souvent importants surtout à cause de l'auto-absorption des raies dues à H₂ à la fois sur Jupiter et Saturne. On peut obtenir via cette méthode, des informations sur l'état et les concentrations de l'hydrogène moléculaire et atomique, en particulier les températures vibrationnelles de l'hydrogène moléculaire. Cette technique pourra être étendue aux zones aurorales et éventuellement aux planètes extrasolaires.

Mots clés : Transfert radiatif. Planètes géantes. Lyman. Ionosphère. Hydrogène. Jupiter. Saturne. Planétologie

Modelisation of the radiative transfer in the atmosphere of Jupiter and Saturn. Application to the study of the overlapping of the Lyman alpha, beta and gamma lines for atomic hydrogen with Lyman and Werner system for molecular hydrogen

Studying the UV dayglow of the upper atmosphere of the giant planets needs to use radiative transfer techniques. These upper atmospheres are essentially composed of hydrogen. Thus it is important to study the H-Lyman band. The presence of H and H₂ in these atmospheres leads to overlappings between lines of the H-Lyman band and bands of H₂. We modelled the effects of these overlappings for the H-Lyman α , β and γ lines. We show that the effects are important especially because of the H₂ lines self-absorption. It is possible to obtain through this method some information about both molecular and atomic hydrogen, particularly the vibrational temperatures of H₂. This technique could be extended to auroral regions and further to extrasolar planets.

Keywords: Radiative transfer. Giant planets. Lyman lines. Ionosphere. Hydrogen. Jupiter. Saturn. Planetology.

Laboratoire de Planétologie de Grenoble
CNRS/UJF
BP53
38041 Saint Martin d'Herès, cedex 9