

2m 11. 2 635. 8

Université de Montréal

Propriétés physiques des atmosphères riches en hélium  
d'étoiles naines blanches froides

par

Alain Malo

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

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

Septembre, 1998

©Alain Malo, 1998



2

QC

3

U54

1998

V.020

Université de Montréal

Propriété intellectuelle des étudiants de la Faculté de  
Généralistes de la Faculté de

1998

Université de Montréal

Université de Montréal

Université de Montréal

Mémoire présenté à la Faculté de

en vue de l'obtention du grade de

Maîtrise en

par

Université de Montréal

Université de Montréal

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Propriétés physiques des atmosphères riches en hélium  
d'étoiles naines blanches froides

présenté par:

Alain Malo

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Gilles Fontaine,	président-rapporteur
François Wesemael,	directeur de recherche
Pierre Bergeron,	codirecteur
Claude Carignan,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....98.09.15.....

## SOMMAIRE

Les atmosphères de la majorité des naines blanches froides observées sont très bien reproduites par des modèles d’hydrogène pur ou d’hélium pur. Cependant, une demi-douzaine d’étoiles, initialement identifiées par Bergeron, Ruiz et Leggett (1997), forment une classe homogène dans l’intervalle de température  $6000 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 8500 \text{ K}$  et présentent des anomalies dans la modélisation de leurs atmosphères. Les distributions d’énergie de ces étoiles, dites *particulières*, sont bien reproduites par des modèles d’atmosphères d’hydrogène pur alors que leurs spectres ne montrent pas la raie  $H\alpha$ , même si cette raie peut être détectée jusqu’à  $T_{\text{eff}} \sim 4000 \text{ K}$ . Les résultats de ces auteurs révèlent aussi une distribution inhomogène en température des naines blanches et, en particulier, l’existence d’une *brèche des étoiles de type non-DA* dans l’intervalle  $5100 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 6100 \text{ K}$ .

L’existence des étoiles particulières et de la brèche des non-DA ont incité Bergeron, Ruiz et Leggett (1997) à proposer un schéma d’évolution spectrale basé sur l’accrétion d’hydrogène à la surface des naines blanches froides. Une naine blanche, dont l’atmosphère serait composée d’hélium pur, pourrait accréter une certaine quantité d’hydrogène ; cependant, cet hydrogène demeurerait spectroscopiquement invisible par des effets de destruction des niveaux atomiques de l’atome d’hydrogène et de l’ion  $H^-$ . Un changement dans la structure de l’atmosphère causé par l’augmentation des opacités associées à l’ion  $H^-$  suivrait, au cours duquel une étoile de type non-DA se transformerait relativement *soudainement* — c’est-à-dire en moins de 500 millions d’années — en une étoile de type DA. Les étoiles plus chaudes que celles dans la brèche des étoiles non-DA possèderaient à la fois des caractéristiques photométriques des atmosphères riches

en hydrogène et les propriétés spectroscopiques des atmosphères d'hélium pur de type DC.

L'étude des mécanismes physiques à la base du schéma évolutif requiert des modifications dans la modélisation des atmosphères riches en hélium. Nous incluons dans le calcul des populations du programme de Bergeron, Saumon et Wesemael (1995) la molécule  $\text{He}_2^+$  ainsi que le formalisme de probabilités d'occupation de Hummer et Mihalas (1988), qui tient compte des interactions entre les particules abondantes d'hélium et celles d'hydrogène dans l'atmosphère.

Nous testons le modèle d'accrétion d'hydrogène proposé par Bergeron, Ruiz et Leggett (1997) et montrons que les conditions atmosphériques d'une naine blanche ne favorisent ni la dissimulation de l'hydrogène ni la recombinaison de l'ion  $\text{H}^-$  pour expliquer la soudaine transformation d'une étoile de type non-DA en une étoile de type DA à  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K. Nous prédisons plutôt qu'une transition de non-DA à DA devrait s'effectuer relativement *graduellement* dans le temps (en quelques milliards d'années) selon un mécanisme classique d'accrétion d'hydrogène. À l'aide de nos modèles améliorés, nous tentons alors de reproduire les distributions d'énergie et les spectres observés des étoiles particulières avec des modèles à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium, ainsi qu'avec des atmosphères d'hélium pur. Nos modèles ne parviennent pas à reproduire simultanément les observations photométriques et spectroscopiques de ces étoiles. Nous explorons finalement quelques alternatives à la détermination de la composition chimique des étoiles particulières, et suggérons que la présence de la molécule  $\text{He}_2$  dans l'atmosphère pourrait peut-être résoudre ce problème.

## TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE . . . . .	iii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	v
LISTE DES FIGURES . . . . .	vii
CHAPITRE 1 : Introduction . . . . .	1
CHAPITRE 2 : L'équation d'état et l'équilibre d'ionisation . . . . .	10
2.1 Modèles d'atmosphères de Bergeron, Saumon et Wesemael (1995)	10
2.2 Modifications apportées à l'équation d'état et à l'équilibre d'ionisation de BSW . . . . .	12
2.2.1 Effets non-idéaux et ionisation par pression . . . . .	12
2.2.2 Inclusion de la molécule $\text{He}_2^+$ . . . . .	16
2.2.3 Inclusion du formalisme de probabilités d'occupation de Hummer et Mihalas (1988) . . . . .	27
CHAPITRE 3 : Le modèle d'accrétion d'hydrogène . . . . .	37
3.1 Modèle de Bergeron, Ruiz et Leggett (1997) . . . . .	37
3.2 Tests du modèle proposé par BRL . . . . .	44
3.2.1 Opacités d'une atmosphère froide d'hélium pur . . . . .	44

3.2.2 Comportement de l'atmosphère lors de l'accrétion d'hydrogène . . . . .	46
CHAPITRE 4 : Quelques alternatives au modèle de BRL . . . . .	63
4.1 Détermination de la composition chimique . . . . .	63
4.2 Nouveaux coefficients d'absorption de $\text{He}^-$ . . . . .	68
4.3 Étoiles particulières <i>vs</i> étoiles de type DZ . . . . .	69
4.4 La molécule $\text{He}_2$ . . . . .	72
CHAPITRE 5 : Conclusion . . . . .	78
RÉFÉRENCES . . . . .	83
REMERCIEMENTS . . . . .	x

## LISTE DES FIGURES

1	Distribution de masse des étoiles naines blanches froides . . . . .	4
2	Distributions d'énergie et spectres synthétiques pour des étoiles naines blanches de type DA, non-DA et particulières . . . . .	7
3	Évaluation des effets non-idéaux sur la structure de différents modèles d'atmosphères d'hélium pur froids . . . . .	13
4	Évaluation des effets non-idéaux sur les distributions d'énergie de différents modèles d'atmosphères d'hélium pur froids . . . . .	14
5	Densité électronique en fonction de la pression à température constante pour une atmosphère d'hélium pur . . . . .	15
6	Populations relatives des espèces ioniques à la photosphère de modèles d'atmosphères d'hélium pur dans l'approximation <i>a posteriori</i> de Bergeron, Saumon et Wesemael (1995) . . . . .	17
7	Populations relatives des espèces ioniques à la photosphère de modèles d'atmosphères d'hélium pur dans le calcul cohérent . . . . .	21
8	Comparaison de la contrainte de conservation de la charge dans l'approximation <i>a posteriori</i> et dans le calcul cohérent . . . . .	23
9	Température, pression, opacité de Rosseland et densité électronique relative pour des modèles d'atmosphères d'hélium pur . . . . .	25



10	Probabilités d'occupation des niveaux atomiques de H I et H <sup>-</sup> en fonction de la profondeur optique de Rosseland pour différents modèles d'atmosphères d'hélium pur . . . . .	35
11	Pression atmosphérique et opacité de Rosseland pour des modèles d'atmosphères d'hydrogène pur et d'hélium pur à $T_{\text{eff}} = 6000$ K .	38
12	Probabilités d'occupation des niveaux atomiques de H I et H <sup>-</sup> à la photosphère de modèles d'atmosphères d'hélium pur en fonction de la température effective . . . . .	39
13	Distributions d'énergie et spectres synthétiques pour trois étoiles particulières . . . . .	43
14	Contributions des opacités monochromatiques à la photosphère d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	45
15	Équilibre d'ionisation à la photosphère de modèles d'atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium à $T_{\text{eff}} = 6000$ K .	47
16	Opacités monochromatiques de l'hydrogène, de l'hélium et totales à la photosphère de modèles d'atmosphères à compositions intermédiaires à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	52
17	Pression atmosphérique et probabilités d'occupation à la photosphère de modèles d'atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	54
18	Populations des espèces chimiques de H I et H <sup>-</sup> à la photosphère de modèles d'atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	56

19	Distributions d'énergie pour différents modèles d'atmosphères à compositions intermédiaires à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	58
20	Contribution de l'absorption par collisions induites entre $\text{H}_2$ et He I à l'opacité totale pour un modèle d'atmosphère à composition mixte $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-2}$ à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	59
21	Profil de la raie $\text{H}\alpha$ pour différents modèles d'atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	60
22	Distributions d'énergie et spectres synthétiques de l'étoile particulière WD 0000–345 pour des compositions chimiques d'hélium pur et des abondances très riches en hélium . . . . .	65
23	Distributions d'énergie et spectres synthétiques de l'étoile particulière WD 0000–345 pour des compositions chimiques mixtes d'hydrogène et d'hélium . . . . .	66
24	Distribution d'énergie d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à $T_{\text{eff}} = 6000$ K incluant les sections efficaces de John (1994) . . . . .	69
25	Distribution d'énergie d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à $T_{\text{eff}} = 6000$ K avec l'opacité de type libre-libre de $\text{He}^-$ réduite . . . . .	71
26	Contributions des opacités monochromatiques à la photosphère d'un modèle d'atmosphère d'hydrogène pur à $T_{\text{eff}} = 6000$ K . . . . .	73

# CHAPITRE 1

## Introduction

Après avoir subi de multiples modifications au cours de sa vie, l'étoile dont la masse était inférieure à environ  $8 M_{\odot}$  sur la séquence principale, se retrouve dans la partie inférieure du diagramme H-R. Devenue naine blanche, elle est alors réduite à la taille de la Terre, avec une très faible luminosité (environ  $0.01\text{--}0.0001 L_{\odot}$ ) et une température de surface  $T_{\text{eff}}$  comprise dans l'intervalle  $100,000\text{--}4000$  K. Une masse légèrement inférieure à celle du Soleil ( $0.6 M_{\odot}$ ) combinée à un rayon de l'ordre de celui de notre planète ( $R \sim 0.01 R_{\odot}$ ) confère à la naine blanche une gravité de surface très élevée de  $10^8 \text{ cm s}^{-2}$  (notée  $\log g = 8.0$ ) et une densité moyenne extrême d'environ un million de grammes par  $\text{cm}^3$ .

La naine blanche est composée d'une mince enveloppe d'hydrogène et/ou d'hélium sous laquelle se cache un coeur de carbone et d'oxygène constituant majoritairement la masse de l'étoile. La matière y est dégénérée et la pression du gaz d'électrons dégénérés est capable de supporter la structure de l'étoile en compensant l'effondrement gravitationnel. L'étoile a complètement épuisé son carburant nucléaire et les conditions thermodynamiques internes sont telles qu'aucune réaction nucléaire ne peut être enclenchée de nouveau. La naine blanche finira par se refroidir lentement pendant plusieurs milliards d'années en irradiant graduellement son énergie thermique résiduelle dans l'espace.

Les naines blanches forment deux familles bien différentes, celles de type DA (groupe homogène qui représente environ 80 % des naines blanches) pour lesquelles les plus fortes raies du spectre visible sont dues à l'hydrogène neutre H I

et celles de type non-DA (20 % des naines blanches) pour lesquelles le spectre ne montre pas de raies d'hydrogène. La famille des non-DA forme un groupe moins homogène<sup>1</sup> que celle des DA, car elle englobe les étoiles de types DB (spectre caractérisé par des raies d'hélium neutre He I), DO (spectre caractérisé par de fortes raies d'hélium une fois ionisé He II), DQ (importantes raies atomiques ou moléculaires de carbone), DZ (seulement des raies d'éléments lourds autres que le carbone, tel le calcium, le magnésium ou le fer), et DC (spectre continu totalement dépourvu de raies).

Bergeron, Ruiz et Leggett (1997, BRL ci-après) ont récemment montré que les étoiles naines blanches froides de type non-DA subissent des changements dramatiques dans la composition chimique de leur atmosphère. Leur analyse repose sur des observations photométriques dans le visible ( $B$ ,  $V$ ,  $R$  et  $I$ ) et l'infrarouge ( $J$ ,  $H$  et  $K$ ) ainsi que sur des observations spectroscopiques dans le visible autour de la raie  $H\alpha$ . La plupart des objets observés de l'échantillon de BRL ont été sélectionnés dans le catalogue de McCook et Sion (1987). Des naines blanches froides de plusieurs types spectraux (DA, DQ, DZ et DC) ont été incluses dans leur échantillon afin de tester la validité de leurs modèles d'atmosphères et de comprendre l'évolution chimique de ces étoiles. Tel que démontré par Greenstein (1986), plusieurs étoiles froides de type DC peuvent montrer la raie  $H\alpha$  lorsqu'observées avec un rapport signal sur bruit suffisamment élevé. Ceci a incité BRL à porter une attention toute particulière aux étoiles de type non-DA dans le but d'améliorer nos connaissances de ces objets. Les détails de l'échantillon des objets de BRL ainsi que des observations photométriques et spectroscopiques sont décrits à la section 4 de BRL.

Puisque BRL s'intéressaient aux étoiles de type non-DA, ils ont sélectionné, selon la classification spectrale de McCook et Sion (1987), beaucoup plus d'étoiles

---

<sup>1</sup>Pour plus de détails concernant le schéma de classification spectrale des étoiles naines blanches, voir l'atlas de spectres de Wesemael *et al.* (1993).

non-DA que d'étoiles DA (67 contre 28, respectivement). BRL ont donc fortement biaisé leur échantillon contre les étoiles de type DA. Cependant, le travail de reclassification de BRL, basé sur leurs nouvelles données spectroscopiques, a pourtant révélé que le nombre d'étoiles sélectionnées de types non-DA et DA est, en fait, comparable (46 contre 49, respectivement). L'augmentation du nombre d'étoiles de type DA et la diminution d'étoiles de type non-DA a lieu principalement à des températures inférieures à 6000 K. Plusieurs étoiles classées auparavant naines blanches de type DC (non-DA) selon McCook et Sion (1987) ont été reclassées naines blanches de type DA par BRL avec un meilleur rapport signal sur bruit. Les analyses de BRL combinées avec celles de McCook et Sion (1987) indiquent que le rapport du nombre d'étoiles DA sur le nombre d'étoiles non-DA est de 2 : 1 pour les étoiles plus froides que  $\sim 12,000$  K. La majorité des naines blanches dans l'échantillon de BRL ont une température effective inférieure à 8000 K.

La Figure 1 contient de l'information cruciale à propos de l'évolution des abondances chimiques des étoiles naines blanches froides. Cette figure illustre la distribution de la composition chimique des naines blanches plus froides que  $\sim 10,000$  K. Les cercles pleins indiquent les étoiles naines blanches riches en hydrogène alors que les cercles vides représentent celles riches en hélium. À cette figure, nous avons aussi ajouté les étoiles naines blanches particulières, représentées par les triangles vides, ainsi que les étoiles  $C_2H$ , représentées par les symboles d'une étoile.

La caractéristique la plus frappante de la distribution en température des atmosphères riches en hydrogène et en hélium est l'existence d'un intervalle de température,  $5100 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 6100 \text{ K}$ , dans lequel le nombre d'étoiles riches en hélium est considérablement réduit, intervalle baptisé *brèche des non-DA* (*non-DA gap*). En excluant les étoiles  $C_2H$  — identifiées par Schmidt, Bergeron et Fegley (1995) — on retrouve seulement 3 objets riches en hélium dans cet intervalle de

température.

Puisque l'échantillon de BRL est biaisé en faveur des étoiles non-DA, l'utilisation d'un échantillon non biaisé ne pourrait qu'augmenter la valeur du rapport du nombre d'étoiles DA sur le nombre d'étoiles non-DA dans cet intervalle et, par conséquent, que confirmer l'existence d'une brèche des non-DA. On retrouve les étoiles riches en hélium de part et d'autre de cette brèche des étoiles non-DA

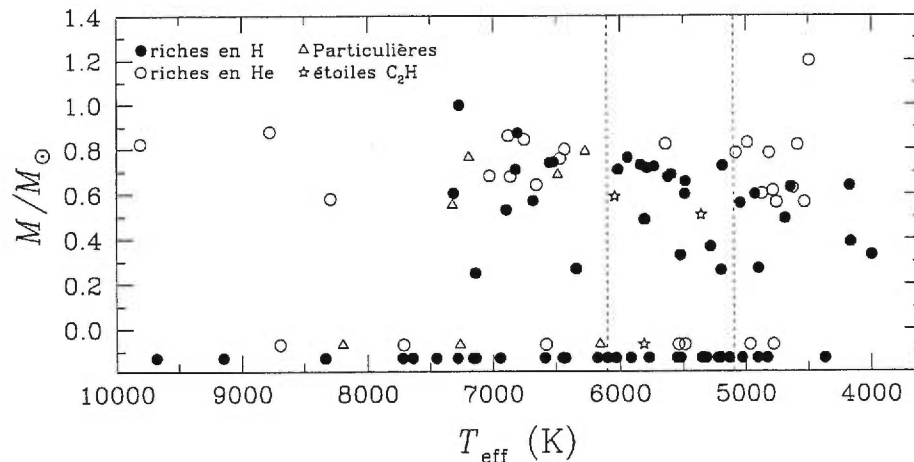


FIGURE 1. Masse des naines blanches froides dans l'échantillon avec parallaxe trigonométrique de BRL en fonction de la température effective  $T_{\text{eff}}$  (Figure 35 de BRL). Les étoiles sans mesure de la parallaxe sont positionnées au bas de la figure avec  $M < 0$ . Différents symboles sont utilisés pour distinguer la composition chimique de chaque objet. Les lignes en pointillé délimitent la brèche des non-DA discutée dans le texte.

en plus grandes quantités, et il est donc évident que certains processus physiques sont en marche afin d'altérer la composition chimique de ces étoiles à mesure qu'elles se refroidissent au cours du temps. En effet, la Figure 1 peut s'interpréter comme une séquence de refroidissement d'étoiles naines blanches. À mesure que la température effective d'une étoile diminue, le temps augmente et l'étoile évolue de gauche à droite dans ce diagramme. En particulier, nous sommes forcés de conclure que la plupart des naines blanches riches en hélium, sinon toutes,

au-dessus de la frontière bleue de la brèche des non-DA ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 6100$  K) vont se transformer en étoiles riches en hydrogène lorsqu’elles atteindront la température effective de cette frontière, et que, par la suite, certaines d’entre elles redeviendront encore une fois riches en hélium autour de  $T_{\text{eff}} \lesssim 5000$  K.

Ce résultat est inattendu puisque le seul mécanisme connu qui puisse modifier, à ces températures, la composition chimique de l’atmosphère est le mélange convectif, qui ne peut que transformer une atmosphère riche en hydrogène en une atmosphère riche en hélium. Le seul autre mécanisme capable de produire la transition d’étoiles riches en hélium en étoiles riches en hydrogène semble être l’accrétion d’hydrogène à partir du milieu interstellaire. Cependant, une telle transition devrait se faire graduellement dans le temps, et on s’attendrait alors à observer un éventail complet d’étoiles à différentes compositions chimiques mixtes d’hydrogène et d’hélium. Les résultats de BRL montrent clairement que de tels objets sont extrêmement rares, et que les distributions d’énergie de la grande majorité des naines blanches froides sont bien reproduites soit par des modèles d’hydrogène pur, soit par des modèles d’hélium pur. Très peu d’étoiles semblent nécessiter une analyse faisant appel à des compositions chimiques intermédiaires. Un simple modèle d’accrétion ne pourrait donc pas reproduire les observations.

La Figure 1 renferme une autre particularité intéressante: on retrouve, dans l’intervalle de température effective  $6000 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 8500 \text{ K}$ , 7 objets caractérisés par des distributions d’énergie typiques d’atmosphères riches en hydrogène, mais dont le flux théorique des modèles d’hydrogène dans la bande passante  $H$  est surestimé par rapport au flux observé. Les distributions d’énergie des modèles d’hydrogène montrent en effet une bosse caractéristique à la longueur d’onde  $1.64 \mu\text{m}$  dans l’infrarouge — associée au saut d’ionisation de l’ion  $\text{H}^-$  — qui n’apparaît pas dans les observations photométriques. De plus, ces étoiles, dites *particulières*, ne montrent pas la raie d’absorption  $\text{H}\alpha$  dans leur spectre, malgré le fait qu’à ces températures, cette raie peut facilement être visible, même jusqu’à

$T_{\text{eff}} \sim 4000$  K. Les cas les plus extrêmes se situent tout près de la frontière de la brèche des non-DA à  $T_{\text{eff}} \sim 6100$  K.

La Figure 2 illustre les distributions d'énergie ainsi que la région spectrale autour de la raie  $H\alpha$  pour les trois classes d'étoiles naines blanches discutées jusqu'ici : les étoiles de type DA, celles de type non-DA et les étoiles particulières. En examinant attentivement les distributions d'énergie pour chacun des deux modèles (hydrogène pur et hélium pur), on remarque que du point de vue de la photométrie, WD 0243–026 est mieux représentée par un modèle d'hydrogène pur. Le modèle d'hélium pur ne parvient tout simplement pas à reproduire les flux des observations en  $B$ ,  $R$ ,  $I$  et  $H$ . L'incohérence entre le flux observé et le flux théorique du modèle d'hélium en  $H$  est due au saut d'ionisation de l'ion  $H^-$ , qui produit la bosse dans la distribution d'énergie à  $1.64 \mu\text{m}$ . Du côté de la spectroscopie, l'étoile montre la raie  $H\alpha$  et est alors classée comme une naine blanche de type DA. La raie  $H\alpha$  est parfaitement reproduite par le spectre synthétique du modèle d'hydrogène. À l'opposé, l'étoile WD 2312–024, qui est classée spectroscopiquement comme une DZ et donc comme une non-DA, peut être très bien modélisée par une atmosphère d'hélium pur. On constate que les flux en  $B$ ,  $R$  et  $I$  du modèle d'hydrogène tombent à l'extérieur du domaine des incertitudes, alors que dans les autres bandes passantes, les flux sont sur la limite d'incertitude. À noter que le flux surestimé en  $B$  par le modèle d'hélium pur résulte simplement du fait qu'une source d'opacité due à une raie de calcium a été négligée. Finalement, l'étoile particulière WD 2011+065 est bien reproduite par le modèle d'atmosphère d'hydrogène sauf dans la bande  $H$  alors que le flux des modèles d'hélium pur est sous-estimé en  $B$ ,  $H$  et  $K$  et surestimé en  $R$  et  $I$ . Cependant, le spectre synthétique calculé à partir du modèle d'hydrogène prédit la présence de la raie  $H\alpha$ , alors que le spectre observé ne la montre pas. Il faut noter aussi que le spectre des étoiles particulières ne présente aucune raie et donc ces étoiles non-DA sont classées comme étant de type DC (voir Figure 18 de BRL). Il est donc évident que ce type d'étoiles ne peut être reproduit par des at-



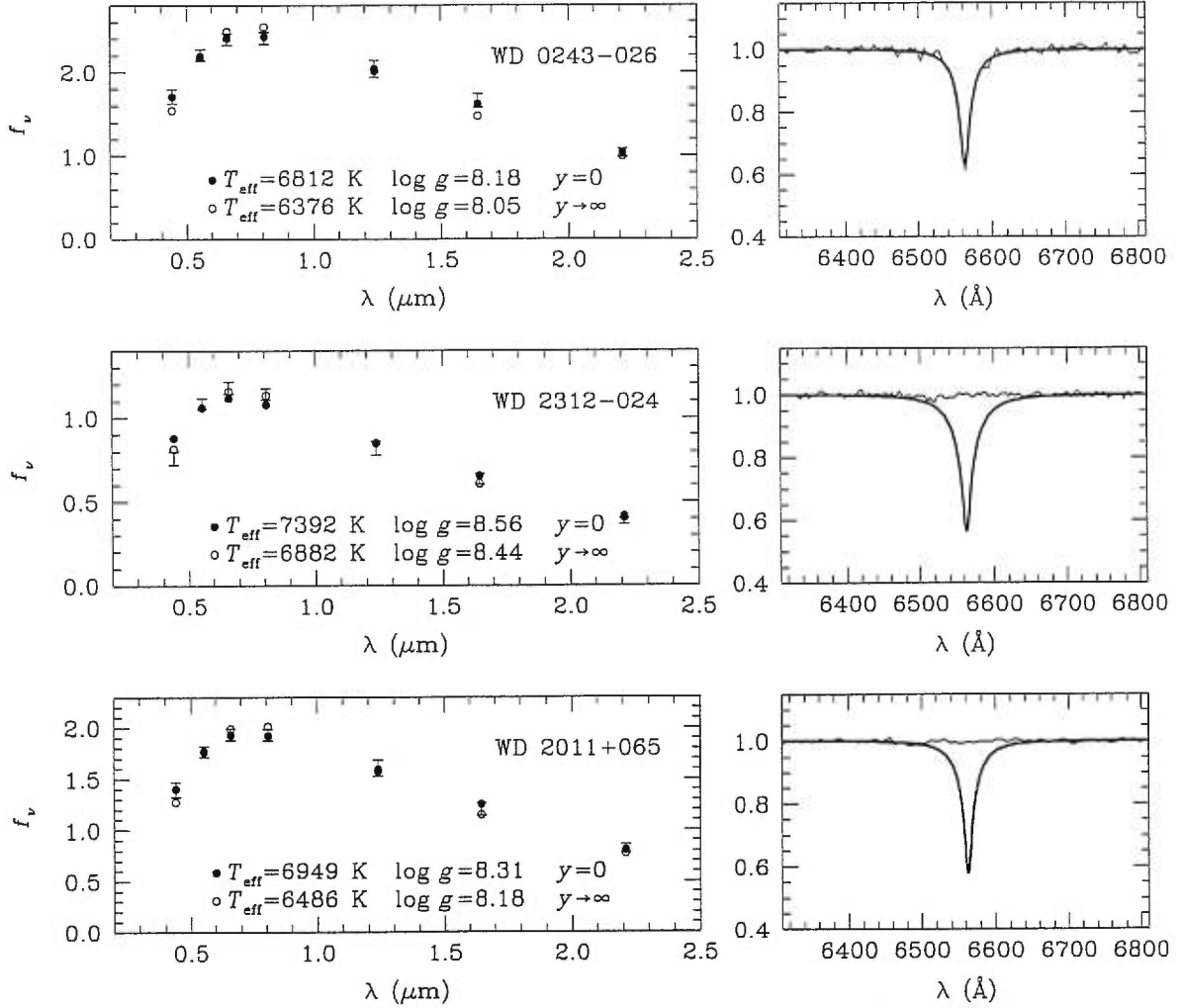


FIGURE 2. Distributions d'énergie d'étoiles de type DA (WD 0243-026), de type non-DA (WD 2312-024) et particulières (WD 2011+065) en fonction de la longueur d'onde (en  $\mu\text{m}$ ) superposées à des modèles d'hydrogène pur  $y = 0$  (*cercles pleins*) et d'hélium pur  $y \rightarrow \infty$  (*cercles vides*).  $f_\nu$  est en unité de  $10^{-26} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  et les paramètres des modèles sont indiqués au bas de chaque figure. Les flux observés dans les bandes passantes  $B, V, R, I, J, H$  et  $K$  sont représentés par les barres avec leurs incertitudes respectives. Dans les panneaux de droite, les spectres observés sont représentés en *trait mince*. Les profils synthétiques (flux relatif en fonction de la longueur d'onde en Angström) en *trait gras* sont calculés à partir des paramètres atmosphériques correspondant à la solution  $y = 0$ , et sont superposés aux observations.

mosphères pures en hydrogène ou en hélium. De plus, l'analyse détaillée de BRL de ces étoiles a révélé que les observations photométriques et spectroscopiques de ces objets ne pouvaient être reproduites adéquatement avec des compositions chimiques mixtes d'hydrogène et d'hélium.

BRL ont proposé un modèle original d'accrétion d'hydrogène à la surface d'étoiles d'hélium pur afin de reproduire simultanément les observations photométriques et spectroscopiques des étoiles dites particulières, ainsi que d'expliquer la transition soudaine non-DA  $\rightarrow$  DA observée autour de  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K. Ce modèle d'accrétion consiste à dissimuler la présence d'hydrogène à la surface d'une étoile d'atmosphère d'hélium pur. L'hydrogène resterait spectroscopiquement invisible par un effet de destruction des niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène. La structure thermodynamique de l'atmosphère resterait inchangée par rapport à celle de départ (atmosphère d'hélium pur) car l'opacité dominante de l'hydrogène (opacité de type lié-libre de  $\text{H}^-$ ) serait incapable de contribuer à l'opacité totale, le niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$  étant complètement détruit. Cette situation pourrait persister jusqu'à ce que l'étoile ait accrété suffisamment d'hydrogène. L'atmosphère de la naine blanche réagirait finalement par l'intermédiaire de l'opacité de type libre-libre de  $\text{H}^-$ . Un processus de recombinaison s'enclencherait alors: l'opacité totale de l'atmosphère augmenterait, la pression atmosphérique y diminuerait et l'ion  $\text{H}^-$  se recombinerait. Ceci augmenterait alors l'opacité de type lié-libre et ainsi de suite. Les niveaux atomiques de l'hydrogène deviendraient alors suffisamment peuplés pour que la raie d'absorption  $\text{H}\alpha$  apparaisse. BRL estiment que ces mécanismes de physique atomique pourraient produire une transition où les étoiles de type non-DA se transformeraient *rapidement*<sup>2</sup> en étoiles de type DA. De plus, les étoiles accrétant de l'hydrogène qui précèdent cette transition apparaîtraient quelque peu particulières. Leurs distributions d'énergie ressembleraient à celles des étoiles riches en hydrogène à l'exception de la bosse à  $1.64 \mu\text{m}$  (causée par

---

<sup>2</sup>Une naine blanche d'hélium pur prend un peu moins de 500 millions d'années pour se refroidir de 6500 K à 6000 K (Bergeron, Wesemael et Beauchamp 1995).

le saut d'ionisation de l'ion  $H^-$ ) qui serait réduite car le niveau lié de  $H^-$  est détruit. De plus, le spectre de ces étoiles ne montrerait pas la raie d'absorption  $H\alpha$ , en raison — encore une fois — du phénomène de destruction des niveaux de l'atome d'hydrogène (en particulier le niveau  $n = 3$ ). L'analyse détaillée des objets de BRL a révélé l'existence de ce type d'étoiles possédant à la fois les caractéristiques photométriques et spectroscopiques décrites ci-haut.

Le but de ce projet est d'étudier en détail le modèle d'accrétion d'hydrogène proposé par BRL. Pour ce faire, nous avons recours à un programme de modèles d'atmosphères, développé par Bergeron, Saumon et Wesemael (1995), qui n'est cependant pas tout à fait approprié pour cette étude. Il nous faut donc apporter les ajustements nécessaires. Le Chapitre 2 est réservé à la description de ce programme, et aux modifications et améliorations apportées à celui-ci. Au Chapitre 3, nous nous proposons de tester le modèle d'accrétion d'hydrogène de BRL. Le Chapitre 4 propose de nouvelles alternatives dans le but de reproduire simultanément les distributions d'énergie et les spectres observés des étoiles particulières. Finalement, la conclusion suit au Chapitre 5.

## CHAPITRE 2

### L'équation d'état et l'équilibre d'ionisation

#### 2.1 Modèles d'atmosphères de Bergeron, Saumon et Wesemael (1995)

Afin de déterminer les paramètres atmosphériques des étoiles naines blanches, des modèles d'atmosphères ont été développés par différents auteurs au cours des dernières années pour reproduire les observations à partir de données photométriques ou spectroscopiques. Les programmes de modèles d'atmosphères les plus récents et appropriés à notre étude sont ceux développés par Bergeron et ses collaborateurs. Ces programmes sont décrit brièvement dans BRL (section 3), et plus en détail dans Bergeron (1988), Bergeron, Saumon et Wesemael (1995, BSW ci-après), ainsi que dans Bergeron, Wesemael et Beauchamp (1995).

BSW utilisent deux programmes de modèles d'atmosphères. Le premier est approprié à des calculs d'atmosphères de naines blanches froides à composition d'hydrogène pur ou à composition mixte d'hydrogène et d'hélium. Le second programme modélise les atmosphères de naines blanches froides composées d'hélium pur seulement. Ces deux programmes permettent la construction de modèles non-gris (opacités et profondeurs optiques dépendent de la fréquence), en ETL (équilibre thermodynamique local), et ne tiennent compte que des espèces chimiques de l'hydrogène et de l'hélium. Le transport d'énergie par convection est traité dans le cadre de la théorie de la longueur de mélange.

Pour les atmosphères d'hydrogène pur et à compositions mixtes, le programme de BSW permet de calculer des modèles dont la température effective est

comprise dans l'intervalle  $4000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 10,000 \text{ K}$ , et la composition chimique dans l'intervalle  $0 \leq y \leq 100$  ( $y \equiv N[\text{He}]/N[\text{H}]$ ). L'équation d'état est celle d'un gaz parfait. Dans le calcul des populations, les espèces chimiques considérées sont l'hydrogène neutre H I, les protons (H II), l'ion négatif  $\text{H}^-$ , les molécules  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2^+$  et  $\text{H}_3^+$ , l'hélium neutre He I, l'hélium une fois ionisé He II ou  $\text{He}^+$  et la molécule  $\text{He}_2^+$ . BSW ont également intégré à ce calcul des populations le formalisme de probabilités d'occupation de Hummer et Mihalas (1988, HM ci-après) pour l'atome d'hydrogène.

Les différentes sources d'absorption incluses associées à l'hydrogène sont: les opacités de types lié-libre et libre-libre de  $\text{H}^-$  (selon John 1988), de l'hydrogène (où les opacités de type lié-libre sont corrigées pour les niveaux dissous selon le formalisme de Däppen, Anderson et Mihalas 1987) et de  $\text{H}_2^+$  (Kurucz 1970); les opacités de type libre-libre de  $\text{H}_2^-$ ,  $\text{H}_2$  et  $\text{H}_3$ ; les opacités de type lié-lié de l'atome d'hydrogène (i.e. des raies de Balmer et de Lyman, dont les sections efficaces sont de Schönig et Butler 1994); l'opacité quasimoléculaire de  $\text{H}_2$  et  $\text{H}_2^+$  (Allard *et al.* 1994); l'absorption par collisions induites de l'hydrogène moléculaire  $\text{H}_2$  due aux collisions avec  $\text{H}_2$ , H et He, où les sections efficaces proviennent des travaux de Borysow et de ses collaborateurs (Zheng et Borysow 1995; Borysow et Frommhold 1989, 1990; Borysow, Frommhold et Moraldi 1989; Borysow *et al.* 1985). Les processus de diffusion de Rayleigh sur H I et  $\text{H}_2$  ont aussi été considérés, en plus de la diffusion de Thomson sur les électrons. Les sources d'opacité incluses reliées à l'hélium sont celles de types lié-lié et lié-libre de l'hélium neutre; les opacités de type libre-libre de l'hélium et de  $\text{He}^-$  (sections efficaces de John 1968 et Bell, Berrington et Croskery 1982) et, tel que discuté par Bergeron, Wesemael et Beauchamp (1995), les opacités de types lié-libre et libre-libre de la molécule  $\text{He}_2^+$  (sections efficaces lié-libre et coefficients d'absorption libre-libre développés par Stancil 1994) ainsi que la diffusion de Rayleigh sur He I et He II. La diffusion de Thomson sur les électrons libres est également incluse.

Pour les atmosphères d'hélium pur, généralement caractérisées par des pressions ambiantes plus élevées, l'équation d'état de BSW prend en considération les effets non-idéaux étudiés par Saumon, Chabrier et Van Horn (1995). BSW ont aussi développé un modèle d'ionisation par pression de l'hélium basé sur une description précise des interactions entre les particules dans un plasma composé principalement d'hélium sous forme atomique. Ce programme est plus approprié, et surtout plus réaliste, que le premier pour simuler des modèles atmosphères d'hélium pur à basses températures. Les différentes espèces d'hélium impliquées dans le calcul des populations sont ici l'hélium neutre He I, l'hélium une fois ionisé He II et la molécule  $\text{He}_2^+$ .

## 2.2 Modifications apportées à l'équation d'état et à l'équilibre d'ionisation de BSW

### 2.2.1 Effets non-idéaux et ionisation par pression

Les programmes de modèles d'atmosphères de BSW sont les plus à jour pour simuler le comportement des atmosphères des étoiles naines blanches froides. Cependant, ceux-ci ne sont pas tout à fait appropriés à notre étude. Tel que discuté brièvement dans le Chapitre 1, les observations photométriques et spectroscopiques des étoiles particulières pourraient être reproduites par l'intermédiaire d'un modèle d'accrétion d'hydrogène à la surface d'étoiles initialement pures en hélium. Afin de simuler l'accrétion d'hydrogène, nous nous devons de pouvoir calculer correctement à la fois des modèles d'hélium pur et des modèles à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium. Aucun programme actuel ne nous permet d'accomplir cette mission : d'une part, le programme à compositions mixtes est limité à des modèles à faibles abondances d'hélium ( $N(\text{He})/N(\text{H}) \leq 100$ ) car l'équation d'état néglige les effets non-idéaux et l'équilibre d'ionisation ne considère pas l'ionisation par pression de l'hydrogène et de l'hélium. D'autre part, le

programme de modèles d’atmosphères d’hélium pur est inadéquat, puisqu’il ne permet de calculer des atmosphères qu’à une seule composition chimique. Les effets non-idéaux et l’ionisation par pression de l’hélium n’y sont, en effet, tabulés que pour des atmosphères d’hélium pur. Pour ce travail, nous avons fixé notre choix sur le programme à compositions mixtes de BSW. Ce choix implique nécessairement que l’on doive négliger les effets non-idéaux de Saumon, Chabrier et Van Horn (1995), ainsi que l’ionisation par pression de l’hélium de BSW.

Nous devons donc, en premier lieu, mesurer l’importance des approximations effectuées en négligeant les effets non-idéaux et l’ionisation par pression pour des modèles d’atmosphères d’hélium pur. La Figure 3 illustre les changements apportés à la stratification en température d’atmosphères d’hélium pur

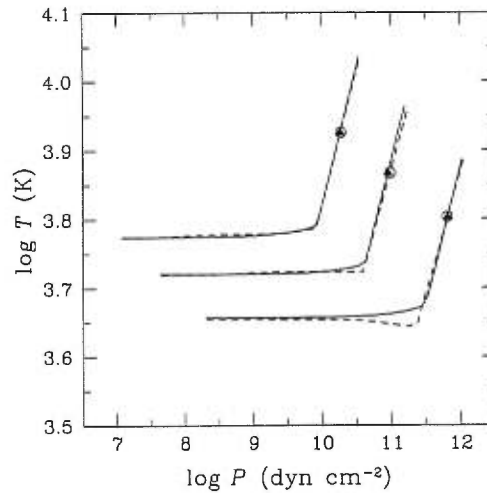


FIGURE 3. Température (K) en fonction de la pression ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) pour des modèles d’atmosphères d’hélium pur à  $\log g = 8.0$  et à  $T_{\text{eff}} = 6000, 7000$  et  $8000$  K de *bas en haut*. Les courbes en *traits en tirets* représentent les modèles calculés avec le programme à composition d’hélium pur de BSW, alors que celles en *traits pleins* représentent les modèles calculés avec le programme à compositions mixtes de BSW pour  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 0$ . La localisation de la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ) est indiquée par des *cercles vides*, et par des *triangles pleins*, respectivement.

pour des modèles de  $T_{\text{eff}} = 6000$  à  $8000$  K. On remarque quelques différences entre les deux types de modèles, plus particulièrement à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, où les effets non-idéaux semblent jouer un rôle plus important au bas de la zone radiative. À cette température effective, on enregistre un écart maximal d'au plus 5% dans la température à  $\log P \sim 11.3$  entre les deux types de modèles. Par contre, à la photosphère, les effets non-idéaux sont négligeables à ces températures et pressions. La Figure 4 illustre les distributions d'énergie pour ces mêmes modèles. Encore une fois, les effets non-idéaux sont minimales à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K.

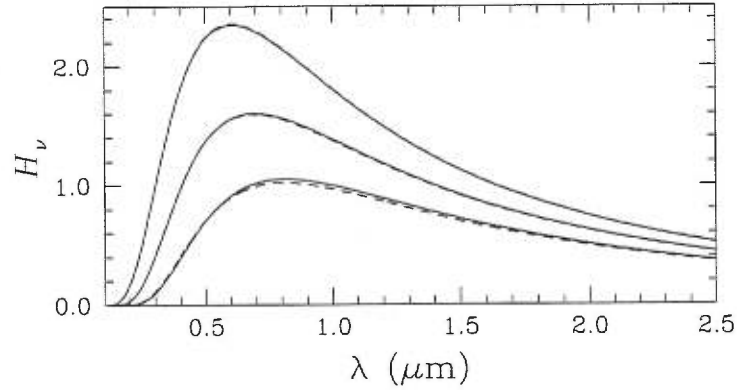


FIGURE 4. Distribution d'énergie  $H_\nu$  ( $10^{-5}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Hz $^{-1}$  sr $^{-1}$ ) pour des atmosphères d'hélium pur à  $\log g = 8.0$  et à  $T_{\text{eff}} = 6000$ ,  $7000$  et  $8000$  K de *bas en haut*. Les courbes en *traits en tirets* représentent les modèles calculés avec le programme d'hélium pur de BSW, alors que celles en *traits pleins* représentent les modèles calculés avec le programme à compositions mixtes de BSW pour  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 0$ .

L'écart entre les flux émergents des deux modèles est à peine supérieur à 3% à  $\sim 0.8$   $\mu\text{m}$ , là où le flux est maximal. Il semble donc que les effets non-idéaux n'affectent pas énormément la structure de l'atmosphère à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, une situation bien différente de celle des modèles plus froids considérés par BSW.

La Figure 5 illustre le comportement de la densité électronique en fonction de la pression atmosphérique à température constante pour un plasma d'hélium pur. On remarque que l'ionisation par pression de l'hélium devient importante à



hautes pressions ( $\log P \gtrsim 11.5$ ), mais que, à des pressions plus faibles, le calcul de Saumon, Chabrier et Van Horn (1995) recouvre la limite de la densité électronique déterminée par les équations de Saha telles qu'utilisées dans le programme à compositions mixtes de BSW. Le phénomène d'ionisation par pression demeure sans importance à ces pressions, et tend à disparaître complètement à températures plus élevées. À la photosphère d'un modèle d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ , les conditions physiques sont  $\log T \sim 3.80$  et  $\log P \sim 11.8$  (revoir la Figure 3), un régime où — selon la Figure 5 — les effets associés à l'ionisation par pression de l'hélium peuvent être négligés.

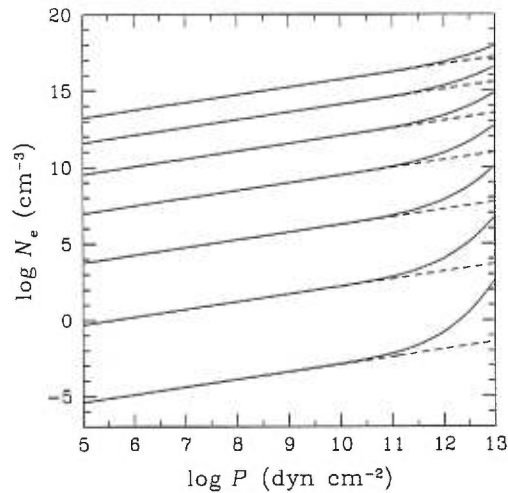


FIGURE 5. Densité électronique ( $\text{cm}^{-3}$ ) en fonction de la pression ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) à température (K) constante ( $\log T = 3.4$  à  $4.0$  à pas de  $0.1$  de *bas* en *haut*) pour un plasma d'hélium pur. Les courbes en *traits pleins* représentent les résultats fournis par l'équation d'état de BSW qui considère l'ionisation par pression de l'hélium, alors que celles en *traits en tirets* représentent le calcul classique de la densité électronique avec les équations d'équilibre d'ionisation de Saha.

L'utilisation du programme à compositions mixtes de BSW pour calculer des atmosphères d'hélium pur semble donc amplement justifiée dans notre régime de conditions physiques. Ce programme de modèles d'atmosphères, où les effets non-

idéaux et l'ionisation par pression de l'hélium sont négligés, représente désormais notre outil de travail.

### 2.2.2 Inclusion de la molécule $\text{He}_2^+$

Suite à l'observation de Gaur *et al.* (1988) que la population de la molécule  $\text{He}_2^+$  était importante à la photosphère de naines blanches froides riches en hélium, Beauchamp (1995) montre que l'opacité de cette molécule domine dans les atmosphères de naines blanches de type DB les plus froides. BSW ont donc considéré la présence de cet ion moléculaire dans les calculs des populations des espèces chimiques et des opacités. Cependant, la molécule  $\text{He}_2^+$  a été incluse dans le cadre d'une approximation que l'on pourrait qualifier de *a posteriori*.

Dans cette approximation, on découple littéralement l'équation de dissociation de la molécule des équations de l'équilibre d'ionisation du plasma et de conservation du nombre total de particules. BSW calculent donc, dans un premier temps, les populations de toutes les espèces chimiques via les équations d'équilibre d'ionisation et d'excitation de Saha et Boltzmann, et ce sans se soucier de la molécule  $\text{He}_2^+$ . Une fois toutes ces populations déterminées, l'abondance de la molécule est ensuite calculée par son équation d'équilibre de dissociation — équation qui fait appel, entre autres, à l'abondance d'hélium neutre  $N_{\text{HeI}}$  et d'hélium une fois ionisé  $N_{\text{HeII}}$ . Autrement dit, la population de cette molécule est déterminée par son équation d'équilibre de dissociation sans tenir compte de sa contribution aux contraintes de conservation de la charge et du nombre total de particules.

Pour que cette approximation soit valide, deux conditions doivent être respectées. Premièrement, afin de ne pas violer le principe de conservation du nombre total de particules, l'abondance de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  doit être beaucoup plus petite que celle de l'ion ou atome dominant du plasma, ici l'hélium neutre. Deuxièmement, l'abondance de cette molécule doit nécessairement être beaucoup plus

petite que la densité électronique, afin de respecter la contrainte de conservation de la charge.

La Figure 6 illustre les populations relatives des espèces ioniques entrant en jeu dans le calcul de l'équilibre d'ionisation à la photosphère de modèles à composition d'hélium pur. On remarque tout d'abord que la densité électronique est toujours contrôlée par l'abondance de l'ion He II dans le calcul des populations

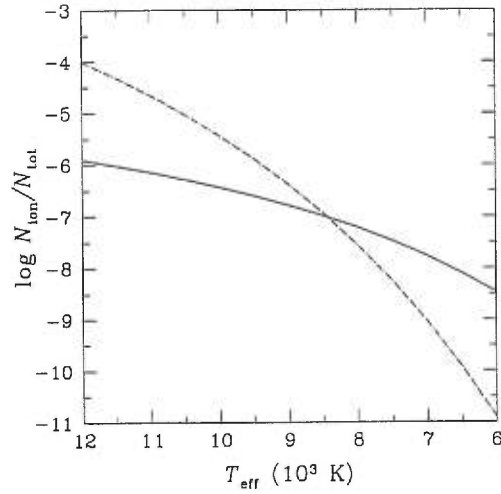


FIGURE 6. Populations relatives des espèces ioniques en fonction de la température effective à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères d'hélium pur à  $\log g = 8.0$  tels que calculées à l'aide du programme à compositions mixtes de BSW. Les courbes en *trait en tiret* et en *trait pointillé* représentent respectivement la densité électronique et la densité d'hélium une fois ionisé He II et sont superposées l'une sur l'autre. La courbe en *trait plein* indique, quant à elle, la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ .

du programme de BSW ( $N_e = N_{\text{He II}}$ ), et ce pour toutes conditions thermodynamiques. Ici, les courbes représentant les densités relatives des électrons et des ions d'hélium sont confondues. Dans ce régime de températures, la densité totale de particules est égale à la densité d'hélium neutre dans son niveau fondamental ( $N_{\text{tot}} = N_{\text{He I}}(n = 1)$ , ce qui correspond à  $\log N_{\text{He I}}(n = 1)/N_{\text{tot}} = 0$ ). Par consé-

quent, la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  est toujours beaucoup plus petite que la densité d'hélium neutre (par exemple: 6 ordres de grandeur à 12,000 K et plus de 8 ordres de grandeur à 6000 K). Donc, le premier critère est toujours vérifié. Pour des températures effectives supérieures à  $\sim 10,000$  K, la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  est toujours plus petite que celle des électrons libres. Cependant, à des températures plus faibles, la densité de molécules  $\text{He}_2^+$  devient du même ordre de grandeur que la densité électronique, et même jusqu'à la surpasser à des températures effectives plus froides que  $\sim 8500$  K. À  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, la population de cet ion moléculaire est 300 fois plus élevée que celle des électrons. La condition de neutralité électrique n'est alors plus respectée.

Cette figure nous indique clairement que la molécule  $\text{He}_2^+$  affecte l'équilibre d'ionisation du plasma dans les modèles d'atmosphères d'hélium pur à faibles températures. Ceci nous force donc à incorporer la contribution de cette molécule dans le programme à compositions mixtes de BSW en suivant un calcul rigoureux de la densité électronique.

Comme le travail central de ce projet s'effectue à de faibles températures effectives,  $T_{\text{eff}} \lesssim 8500$  K, les conditions physiques de l'atmosphère d'une naine blanche riche en hélium favorisent la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$ . Rappelons tout d'abord ce que représente cette molécule  $\text{He}_2^+$ . Dans une atmosphère froide riche en hélium, un ion d'hélium He II dans son état fondamental vient se greffer à un atome d'hélium neutre He I aussi dans son niveau fondamental pour ainsi former une molécule de  $\text{He}_2^+$  *stable*<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Il existe deux types d'orbitales moléculaires pour la molécule  $\text{He}_2^+$  : l'orbitale liante et l'orbitale antiliante. L'*orbitale moléculaire liante* est celle dont l'énergie est inférieure à l'énergie des orbitales atomiques des atomes qui constituent la molécule. Si des électrons (dits *liants*) occupent cette orbitale, l'énergie du système diminue, ce qui favorise la formation de la liaison, donc de la molécule. L'*orbitale moléculaire antiliante* est celle dont l'énergie est supérieure à l'énergie des orbitales atomiques des atomes qui constituent la molécule. Si des électrons (dits *antiliants*) occupent cette orbitale, c'est l'existence des atomes individuels qui est favorisée. On

Dans le contexte d'une atmosphère d'hélium pur, nous avons considéré les espèces chimiques suivantes dans le calcul des populations: les électrons  $e^-$ , l'hélium neutre He I, l'hélium ionisé une fois He II et la molécule  $\text{He}_2^+$ . L'atome d'hélium ionisé deux fois He III est tout à fait négligeable dans ces atmosphères froides riches en hélium. La condition de conservation de la charge s'écrit

$$N_e \equiv \sum_i Z_i N_i, \quad (2.1)$$

où l'on somme sur les espèces ioniques  $i$  de charge  $Z_i$ , ce qui se traduit simplement par

$$N_e = N_{\text{He II}} + N_{\text{He}_2^+}. \quad (2.2)$$

De plus, le nombre total de particules par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ ) est donné par

$$N \equiv N_e + \sum_i N_i = N_e + N_{\text{He I}} + N_{\text{He II}} + N_{\text{He}_2^+}. \quad (2.3)$$

Comme cela est expliqué à la sous-section précédente, l'utilisation de l'approximation d'un gaz parfait pour l'équation d'état est justifiée dans notre régime de conditions physiques. Pour une température et une pression données, le nombre total de particules est alors spécifié par

$$N = \frac{P}{kT}. \quad (2.4)$$

Le calcul des populations de toutes les espèces chimiques de l'atmosphère est régi principalement par deux équations fondamentales. L'équilibre d'ionisation est calculé en ETL par l'équation de Saha

$$\frac{N_j}{N_{j+1} N_e} = G_e \frac{z_j}{2 z_{j+1}} e^{x_j/kT}, \quad (2.5)$$

---

dit alors qu'une molécule est *stable* si le nombre d'électrons liants est plus grand que le nombre d'électrons antiliants. Cette liaison est d'autant plus stable que la valeur de cette différence est élevée. La molécule  $\text{He}_2^+$  possèdent deux électrons dans l'orbitale liante  $\sigma_g 1s$  et un seul dans l'orbitale antiliante  $\sigma_u 1s$ , ce qui en fait une molécule stable. La configuration électronique la plus faible s'exprime comme  $(\sigma_g 1s)^2(\sigma_u 1s)$  dans l'état  $X^2\Sigma_u^+$  (Herzberg 1950).

et l'équilibre d'excitation est déterminé par l'équation de Boltzmann

$$\frac{N_{ij}}{N_j} = \frac{g_{ij}}{z_j} e^{-\chi_{ij}/kT}, \quad (2.6)$$

avec la fonction de partition de l'état d'ionisation  $j$  donnée par

$$z_j = \sum_i g_{ij} e^{-\chi_{ij}/kT}. \quad (2.7)$$

$N_{ij}$ ,  $\chi_{ij}$  et  $g_{ij}$  représentent respectivement la population ( $\text{cm}^{-3}$ ), l'énergie d'excitation calculée par rapport au niveau fondamental, et le poids statistique du niveau excité  $i$  dans l'état d'ionisation  $j$ .  $N_j$  représente la population totale de l'état d'ionisation  $j$  et  $\chi_j$  est l'énergie requise pour ioniser l'atome de l'état d'ionisation  $j$  à  $j + 1$ , i.e. la différence des énergies du fondamental de chaque espèce d'ions.  $N_e$  est la densité électronique et  $G_e$  est une fonction qui dépend de la température

$$G_e = \left( \frac{h^2}{2\pi m_e kT} \right)^{3/2}. \quad (2.8)$$

La population de la molécule  $\text{He}_2^+$  est régie par l'équation d'équilibre de dissociation

$$\frac{N_{\text{He}_2^+}}{N_{\text{He I}} N_{\text{He II}}} = \frac{G_{\text{He I}} G_{\text{He II}}}{G_{\text{He}_2^+}} \frac{z_{\text{He}_2^+}}{z_{\text{He I}} z_{\text{He II}}} e^{D/kT}, \quad (2.9)$$

où

$$G_j = \left( \frac{h^2}{2\pi m_j kT} \right)^{3/2}; \quad (2.10)$$

$m_j$  est la masse de l'espèce  $j$ , et  $D$  est l'énergie de dissociation<sup>2</sup> de la molécule en question. Les fonctions de partition  $z_{\text{He}_2^+}$  sont interpolées pour différentes températures dans les tables de Stancil (1994).

Nous avons donc recalculé les populations des différentes espèces en incorporant dans le programme de modèles d'atmosphères cette équation de dissociation pour la molécule ainsi que les nouvelles équations de neutralité électrique (équation 2.2) et de conservation du nombre total de particules (équation 2.3). Ceci

---

<sup>2</sup>La réaction de l'équilibre de dissociation de la molécule  $\text{He}_2^+$  est  $\text{He}_2^+ + h\nu \rightarrow \text{He I} + \text{He II}$  et  $D \simeq 2.35$  eV selon Ginter et Brown (1972).

nous assure un calcul cohérent à la fois de la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  et de la densité électronique.

La Figure 7 montre les nouvelles populations relatives des espèces ioniques calculées de façon cohérente à la photosphère de modèles à composition d'hélium pur. Comme dans l'approximation *a posteriori*, le calcul exact confirme que la densité électronique est régie par l'abondance de l'ion  $\text{He II}$  à des températures

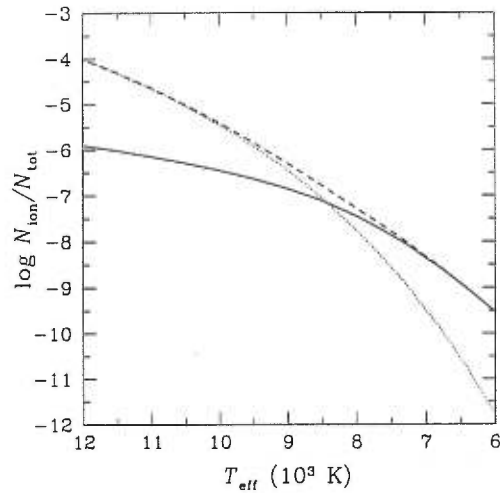


FIGURE 7. Populations relatives des espèces ioniques en fonction de la température effective à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères d'hélium pur à  $\log g = 8.0$  calculées en incluant la molécule  $\text{He}_2^+$  de façon cohérente. Les courbes en *trait en tiret*, en *trait pointillé* et en *trait plein* représentent respectivement la densité électronique, la densité d'hélium une fois ionisé  $\text{He II}$  et la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ .

effectives chaudes ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 9000$  K à la photosphère d'atmosphères pures en hélium). Cependant, pour des modèles d'atmosphères à températures plus froides,  $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$  K, où les conditions physiques sont plus extrêmes, la densité électronique est contrôlée par la formation de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ . À des températures intermédiaires, l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  et l'hélium ionisé une fois contribuent en quantités égales à la densité électronique. La contrainte de conservation de la

charge est donc respectée dans ces trois régimes aux conditions thermodynamiques différentes.

Afin de mesurer l'importance de ces changements dans le calcul des populations, nous allons comparer l'équilibre d'ionisation de modèles d'atmosphères à la photosphère pour les deux types de calcul. La Figure 8 compare les populations des espèces ioniques par rapport au nombre total de particules pour l'approximation *a posteriori* ainsi que le calcul exact. À la photosphère de modèles à températures effectives supérieures à  $\sim 9000$  K, l'ionisation thermique de l'hélium neutre est très importante. Ce phénomène implique alors que la densité électronique est contrôlée par l'abondance de l'ion d'hélium. En fait, la population de He II est suffisamment élevée pour que la population de la molécule  $\text{He}_2^+$  n'affecte pas la densité électronique. Les différences entre les deux types de calculs sont alors minimes ce qui, par conséquent, rend l'approximation *a posteriori* valable dans ce régime de températures (modèles d'atmosphères à hautes températures et faibles pressions).

Pour des températures  $T_{\text{eff}} \lesssim 9000$  K, les conditions thermodynamiques réduisent la population de l'ion He II. De plus, les faibles températures d'une atmosphère d'hélium pur favorisent la formation de molécules, en particulier ici, celle de  $\text{He}_2^+$ . Cependant, la population relative de cette molécule tend à diminuer à cause des collisions fréquentes avec l'hélium neutre (dues aux fortes pressions), mais contrôle néanmoins la densité électronique. À  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, la densité électronique est augmentée par rapport à celle dans l'approximation *a posteriori* d'un facteur  $\sim 25$ . À partir de l'équation d'équilibre d'ionisation de l'hélium neutre (voir l'équation 2.5), la densité électronique peut s'exprimer sous la forme

$$N_e = \frac{N_{\text{He I}}}{N_{\text{He II}}} f_1(T), \quad (2.11)$$

où  $f_1(T)$  est une fonction dépendante de la température. À une température donnée, la fonction  $f_1(T)$  est une constante. De même, à température et pression constante, la densité totale de particules est égale à la densité d'hélium neutre



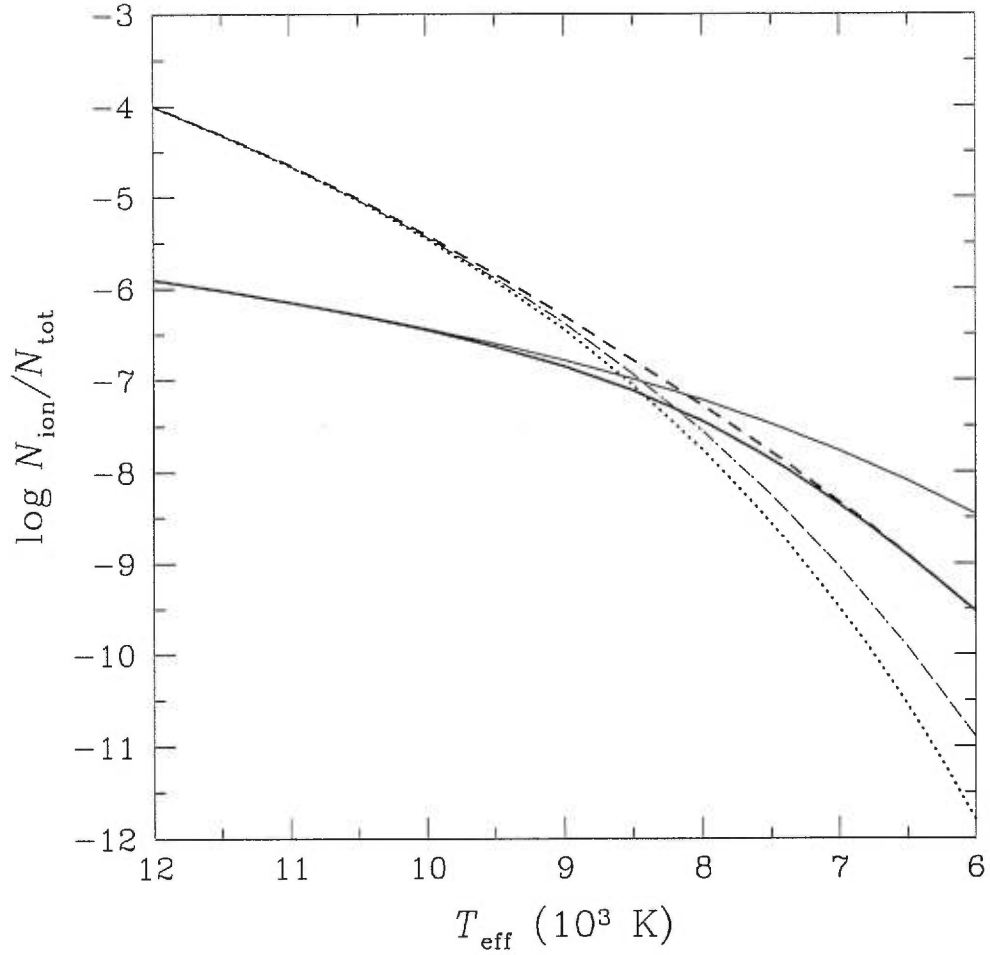


FIGURE 8. Populations relatives des espèces ioniques en fonction de la température effective à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères d'hélium pur à  $\log g = 8.0$ . Les populations relatives calculées dans le cadre de l'approximation *a posteriori* sont en *traits minces* alors que celles calculées en levant cette approximation sont en *traits gras*. Les courbes en *trait en tiret*, en *trait pointillé* et en *trait plein* représentent respectivement la densité électronique, la densité d'hélium une fois ionisé He II et la densité de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ . Ici, encore une fois, les courbes *minces* en *trait en tiret* et en *trait pointillé* se superposent.

et celle-ci reste constante car l'hélium neutre est l'espèce chimique dominante du plasma. De plus, la densité d'hélium ionisé doit nécessairement diminuer car celle-ci est requise lors de la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$ . Donc, en considérant ces trois énoncés dans l'équation (2.11), on en déduit que la densité électronique doit augmenter pour préserver l'égalité (2.11). Ces changements sont illustrés à la Figure 8.

La diminution de l'abondance de la molécule  $\text{He}_2^+$  d'un facteur  $\sim 10$  (à la photosphère d'un modèle à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K) par rapport à l'approximation *a posteriori* s'explique comme suit. L'équilibre de dissociation de  $\text{He}_2^+$  peut s'exprimer sous la forme d'un produit de trois fonctions

$$N_{\text{He}_2^+} = N_{\text{He I}} N_{\text{He II}} f_2(T), \quad (2.12)$$

où  $f_2(T)$  est une autre fonction de la température. La fonction  $f_2(T)$  est constante lorsque la température est fixe. Puisque la densité d'hélium neutre demeure constante, et que la densité d'hélium ionisé diminue, la densité de molécule  $\text{He}_2^+$  doit diminuer afin de satisfaire l'équation (2.12). Donc, même si la molécule  $\text{He}_2^+$  n'affecte pas le nombre total de particules, ce jeu de comparaison des deux types de calculs nous révèle que l'approximation *a posteriori* n'est pas valide à basses températures et hautes pressions.

La Figure 9 montre la structure thermodynamique, l'opacité moyenne de Rosseland ainsi que la densité électronique en fonction de la profondeur optique moyenne de Rosseland pour différents modèles d'atmosphères d'hélium pur. L'inclusion de la molécule  $\text{He}_2^+$  de façon cohérente dans le calcul des populations apporte des changements dans l'équilibre d'ionisation du plasma. Ceci implique alors des modifications inévitables dans la structure thermodynamique et l'opacité de l'atmosphère. La diminution de la pression atmosphérique et l'augmentation de l'opacité de Rosseland observée à la photosphère des modèles les plus froids ( $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$  K) est une conséquence directe de la levée de l'approximation *a posteriori*. L'augmentation de la densité électronique dans le plasma obtenue

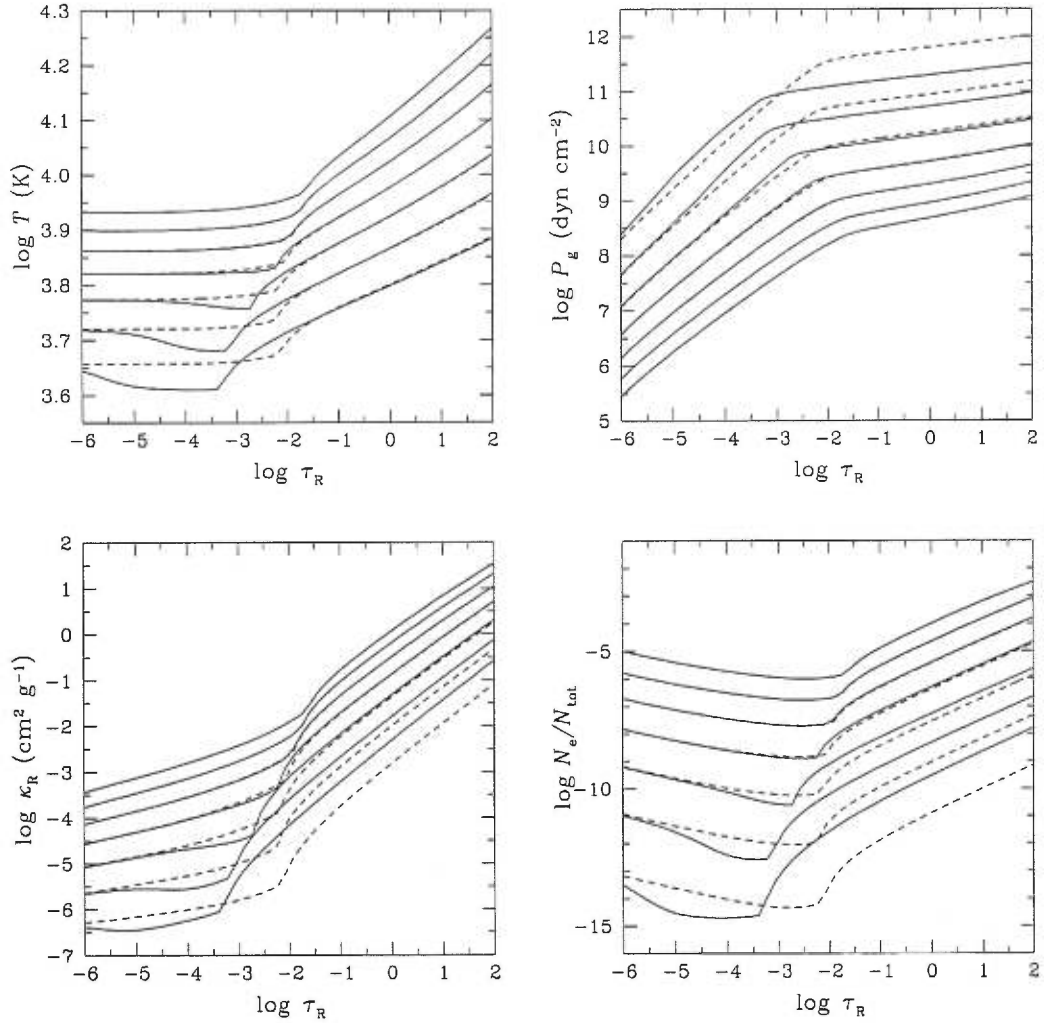


FIGURE 9. Température (K), pression atmosphérique ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ), opacité moyenne de Rosseland ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ ) et densité électronique relative en fonction de la profondeur optique moyenne de Rosseland pour des modèles d'atmosphères d'hélium pur de  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  à  $12,000 \text{ K}$  (à pas de  $1000 \text{ K}$ , de *bas en haut* pour la température, l'opacité et la densité électronique relative et de *haut en bas* pour la pression) à  $\log g = 8.0$ . Les courbes en *traits pleins* représentent des modèles calculés avec notre programme, alors que celles en *traits en tirets* montrent des modèles calculés avec le programme à compositions mixtes de BSW pour  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 0$ .

dans le cadre du calcul cohérent favorise l'opacité dominante de l'atmosphère, celle de type libre-libre de  $\text{He}^-$ . L'augmentation de cette opacité se reflète alors dans l'opacité moyenne de Rosseland. L'opacité influence ainsi l'équilibre hydrostatique (qui s'exprime comme  $dP/d\tau_R = g/\kappa_R$ ), ce qui par le fait même diminue la pression atmosphérique.

Le graphique de la stratification en température de la Figure 9 montre un comportement inhabituel dans la zone radiative de nos modèles d'atmosphères d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$  K. Contrairement aux modèles dans l'approximation *a posteriori* de BSW, la température locale des modèles froids calculés à partir notre équilibre d'ionisation ne suit pas un comportement isotherme à la surface de l'atmosphère (par exemple:  $\log \tau_R \lesssim -3.2$  à  $T_{\text{eff}} = 7000$  K). La température dans les couches externes de l'atmosphère est régie par l'équilibre radiatif

$$\int_0^\infty \kappa_\nu (J_\nu - B_\nu) d\nu = 0, \quad (2.13)$$

qui dépend de  $\kappa_\nu$ , c'est-à-dire l'opacité monochromatique due aux processus d'absorption seulement<sup>3</sup>. Dans les régions externes de ces atmosphères, l'opacité totale due aux processus d'absorption est contrôlée par deux sources d'opacité: l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  ainsi que l'opacité de type lié-libre de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$ . À faibles profondeurs optiques, les modèles de BSW indiquent que l'opacité de  $\text{He}_2^+$  domine toujours l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  dans l'intervalle de fréquences où le flux émergent est important. La zone radiative de l'atmosphère est alors isotherme. Par contre, l'inclusion cohérente de la molécule  $\text{He}_2^+$  dans l'équilibre d'ionisation produit une compétition entre les deux sources d'opacité dans le visible. Par exemple, pour un modèle d'atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 7000$  K, la température est contrôlée par l'opacité de type lié-libre de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  dans les régions optiquement minces  $\log \tau_R \lesssim -5.0$ , alors qu'elle est régie par l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  dans l'intervalle  $-4.0 \lesssim \log \tau_R \lesssim -3.2$ . Pour

---

<sup>3</sup>L'équation de l'équilibre radiatif, exprimé sous cette forme, ne tient pas compte de l'opacité due aux processus de diffusion.

des profondeurs optiques intermédiaires ( $-5.0 \lesssim \log \tau_R \lesssim -4.0$ ), la température dépend de ces deux sources d'opacité. Les écarts observés dans la zone radiative de la stratification en température entre les deux types de modèles sont donc attribués à la surestimation de l'opacité de type lié-libre de  $\text{He}_2^+$  ainsi qu'à la sous-estimation de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  par BSW.

### 2.2.3 Inclusion du formalisme de probabilités d'occupation de Hummer et Mihalas (1988)

Le calcul des populations des espèces chimiques du programmes d'atmosphères à compositions chimiques de BSW inclut aussi le formalisme de probabilités d'occupation pour l'atome d'hydrogène. Ce formalisme, développé par Hummer et Mihalas (1988), prend en considération les perturbations des particules sur l'atome d'hydrogène. BSW ont intégré ce traitement à l'équilibre d'ionisation de façon approximative pour l'hydrogène afin de traiter les perturbations des particules environnantes sur les niveaux atomiques excités  $n \geq 2$ . BSW ont également supposé que le formalisme de probabilités d'occupation n'affecte pas l'équilibre d'ionisation du plasma, ce qui limite le calcul de modèles d'atmosphères à de faibles compositions chimiques d'hélium de  $y \leq 100$  ( $N(\text{H})/N(\text{He}) \geq 10^{-2}$ ).

Or, notre projet suscite une attention toute particulière aux niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène. On doit considérer de faibles abondances d'hydrogène telles que  $N(\text{H})/N(\text{He}) \ll 10^{-2}$  dans des plasmas d'hélium aux conditions extrêmes. Les conditions physiques (densité et pression) dans une atmosphère d'hélium sont telles que les niveaux atomiques des atomes sont fortement perturbés par les interactions fréquentes avec les atomes d'hélium neutre. En particulier, les atomes d'hydrogène accrétés du milieu interstellaire par l'étoile sont soumis à des pressions énormes, ce qui favorise l'ionisation par pression de l'hydrogène<sup>4</sup>

---

<sup>4</sup>Le terme *quenching* est souvent utilisé pour désigner le phénomène de destruction des niveaux d'un atome par ionisation par pression.

et par conséquent affecte l'équilibre d'ionisation du plasma (Saumon 1990). Pour ces raisons, il est essentiel d'inclure le traitement de probabilités d'occupation de HM d'une façon rigoureuse.

Le formalisme de probabilités d'occupation de HM est un formalisme de perturbations des niveaux atomiques d'un atome par l'entremise des particules voisines. Ce traitement ne représente que de façon très approximative le phénomène d'ionisation par pression. Néanmoins, ce traitement est probablement suffisant pour notre étude, et a l'avantage d'être facile à inclure dans le calcul des populations des espèces chimiques.

Le formalisme de perturbations de HM a été développé dans le but de solutionner deux problèmes<sup>5</sup> fondamentaux reliés aux équations de Boltzmann (2.6) et de Saha (2.5). Ce formalisme considère l'occupation des niveaux atomiques par les électrons en termes de probabilités. HM introduisent un facteur  $w_{ij}$ , qui représente la probabilité d'occupation du niveau  $i$  de l'ion  $j$ , dans l'équation de l'équilibre d'excitation. L'équation de Boltzmann s'écrit alors

$$\frac{N_{ij}}{N_j} = w_{ij} \frac{g_{ij}}{z_j^*} e^{-\chi_{ij}/kT}, \quad (2.14)$$

où  $z_j^*$  représente la fonction de partition modifiée de l'état d'ionisation  $j$  donnée par

$$z_j^* = \sum_i w_{ij} g_{ij} e^{-\chi_{ij}/kT}. \quad (2.15)$$

Dans ces équations, le niveau  $i$  de l'état d'ionisation  $j$  a une probabilité  $w_{ij}$  d'être occupé par un électron et une probabilité de  $1 - w_{ij}$  d'être détruit suite aux interactions entre l'ion  $j$  et les particules environnantes du plasma.

Ce formalisme de probabilités d'occupation offre plusieurs avantages: la probabilité d'occupation décroît d'une façon continue et monotone lorsque les interactions entre les particules s'intensifient. Ceci assure la convergence de la fonction

---

<sup>5</sup>Ces problèmes sont la divergence de la fonction de partition et l'existence d'un gaz ionisé capable de se recombiner à toute température si la densité est suffisamment élevée.

de partition et la continuité des quantités thermodynamiques du système. Aussi, le caractère probabiliste de  $w_{ij}$  permet, entre autres, sa décomposition en un produit de probabilités d'occupation associées à différents types d'interactions indépendantes. La probabilité finale n'est, tout simplement, que le produit des contributions des différentes perturbations. Finalement, la probabilité d'occupation traite précisément la contribution de chaque niveau au calcul des opacités de types lié-lié (absorption des raies) et lié-libre (photoionisation) selon la méthode de Däppen, Anderson et Mihalas (1987). HM ont considéré séparément les interactions de l'ion en question avec des particules neutres et avec des particules chargées. Les perturbations causées par les collisions entre ions et électrons ont été négligées en raison de leur courte durée.

Le modèle d'accrétion d'hydrogène proposé par BRL fait appel à l'opacité de type lié-libre de  $H^-$  et à la population de l'atome d'hydrogène dans les niveaux  $n = 2$  et  $n = 3$ . Or, l'opacité de type lié-libre de  $H^-$  est fortement dépendante de la population de l'ion  $H^-$ , alors que l'apparition de la raie  $H\alpha$  est reliée aux populations des deux premiers niveaux excités de l'hydrogène. Pour calculer ces populations adéquatement en considérant les conditions physiques extrêmes des atmosphères très riches en hélium, il est crucial de déterminer les probabilités d'occupation du niveau lié de l'ion  $H^-$  et des niveaux atomiques de l'hydrogène. Nous avons donc intégré ce formalisme dans l'équation d'état où toutes les populations des niveaux excités de toutes les espèces chimiques sont calculées via les probabilités d'occupation de l'atome d'hydrogène neutre  $H\text{ I}$  et de l'ion négatif de l'hydrogène  $H^-$ . Nous avons aussi inclu les probabilités d'occupation de  $He\text{ I}$  ainsi que celle de  $He\text{ II}$ .

Nous avons considéré 16 niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène dans le calcul des populations, des probabilités d'occupation et de la fonction de la partition. La réaction d'ionisation de l'atome d'hydrogène s'écrit



La population totale et celle des niveaux d'excitation de l'hydrogène neutre sont régies par les équations d'équilibre d'ionisation et d'excitation. Ces deux équations s'écrivent comme suit avec le traitement des probabilités d'occupation de HM. L'équation de Saha, donnée par l'équation (2.5), s'exprime alors comme

$$\frac{N_{\text{H I}}}{N_p N_e} = G_e \frac{z_{\text{H I}}}{2 z_p} e^{\chi_{\text{H I}}/kT}, \quad (2.17)$$

où  $\chi_{\text{H I}} \equiv R \simeq 13.598$  eV est l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène et  $G_e$  est la fonction dépendante de la température définie à l'équation (2.8). La fonction de partition  $z_p$  de H II est égale à l'unité, et celle de H I est donnée par l'équation (2.15) qui s'écrit maintenant comme

$$z_{\text{H I}} = \sum_{i=1}^{16} w_{\text{H I}}(i) g_{\text{H I}}(i) e^{-\chi_i^{\text{H I}}/kT}. \quad (2.18)$$

Dans la fonction de partition,  $g_{\text{H I}}(i)$  est le poids statistique du niveau  $i$  donné par la relation

$$g_{\text{H I}}(i) = 2 i^2, \quad (2.19)$$

et  $w_{\text{H I}}(i)$  est la probabilité d'occupation de l'atome d'hydrogène dans le niveau  $i$ .  $\chi_i^{\text{H I}}$  est l'énergie d'excitation du niveau  $i$  calculée par rapport au niveau fondamental. L'équilibre d'excitation s'exprime, quant à lui, avec l'équation de Boltzmann modifiée (2.14)

$$\frac{N_{\text{H I}}(i)}{N_{\text{H I}}} = w_{\text{H I}}(i) \frac{g_{\text{H I}}(i)}{z_{\text{H I}}} e^{-\chi_i^{\text{H I}}/kT}. \quad (2.20)$$

En combinant les équations (2.17) et (2.20), on peut réexprimer  $N_{\text{H I}}(i)$  en fonction de la densité protonique  $N_p$  et de la densité électronique  $N_e$ . On obtient alors une expression pour la population de l'hydrogène neutre dans tous les niveaux d'excitation  $i = 1, 2, \dots, 16$  donnée par

$$N_{\text{H I}}(i) = w_{\text{H I}}(i) \frac{g_{\text{H I}}(i)}{2} G_e N_p N_e e^{-E_i^{\text{H I}}/kT}, \quad (2.21)$$

où  $E_i^{\text{H I}}$  est l'énergie du niveau excité  $i$  de l'atome d'hydrogène.

D'autre part, l'ion  $\text{H}^-$  n'a qu'un seul niveau lié et résulte de l'association d'un atome d'hydrogène dans son niveau fondamental avec un électron libre. La



réaction d'ionisation de l'ion  $H^-$  est



Quant à l'équation d'équilibre d'ionisation, elle s'exprime comme

$$\frac{N_{H^-}}{N_{HI}(1) N_e} = G_e \frac{z_{H^-}}{2 z_{HI}(1)} e^{\chi_{H^-}/kT} , \quad (2.23)$$

où  $\chi_{H^-} \simeq 0.75$  eV est l'énergie d'ionisation de  $H^-$  (Bethe et Salpeter 1977). Les fonctions de partition de l'hydrogène neutre dans son fondamental et de  $H^-$  sont données par

$$z_{HI}(1) = 2 w_{HI}(1) \quad (2.24)$$

et

$$z_{H^-} = w_{H^-} , \quad (2.25)$$

respectivement, où  $w_{H^-}$  est la probabilité d'occupation du niveau de l'ion  $H^-$ .

Pour pouvoir simuler l'accrétion d'hydrogène à la surface d'une atmosphère d'hélium, nous devons considérer un plasma composé d'hydrogène et d'hélium. Les différentes espèces dans le calcul des populations sont les suivantes : l'hydrogène neutre ( $H I$ ), les protons ( $p$  ou  $H II$  ou  $H^+$ ), l'ion négatif de l'hydrogène ( $H^-$ ), l'hydrogène moléculaire neutre ( $H_2$ ), les ions moléculaires  $H_2^+$  et  $H_3^+$ , l'hélium neutre ( $He I$ ), l'hélium ionisé une fois ( $He II$  ou  $He^+$ ), l'ion moléculaire  $He_2^+$  et les électrons libres  $e^-$ . L'équation (2.1) de condition de conservation de la charge s'écrit alors

$$N_e = N_p - N_{H^-} + N_{H_2^+} + N_{H_3^+} + N_{He II} + N_{He_2^+} \quad (2.26)$$

et le nombre total de particules par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ ) est donné par l'équation (2.3) qui devient

$$N = N_e + N_{HI} + N_p + N_{H^-} + N_{H_2} + N_{H_2^+} + N_{H_3^+} + N_{He I} + N_{He II} + N_{He_2^+} , \quad (2.27)$$

où  $N$  est déterminé par les conditions thermodynamiques du système en faisant l'approximation d'un gaz parfait (équation 2.4).

Le calcul des probabilités d'occupation fait référence à deux types de perturbations: celles provenant des particules neutres et celles associées aux particules chargées. Étant donné l'indépendance de ces interactions, la probabilité d'occupation résultante s'exprime sous la forme

$$w_{ij} = w_{ij}(\text{neutres}) \times w_{ij}(\text{chargées}). \quad (2.28)$$

Dans les atmosphères froides de naines blanches, les perturbations proviennent uniquement des particules neutres (l'hélium He I), et celles-ci déterminent entièrement la probabilité d'occupation à toutes les couches atmosphériques (Bergeron, Wesemael et Fontaine 1991). À ces températures, la contribution des interactions avec les ions demeure négligeable.

Afin de déterminer la probabilité d'occupation provenant des interactions avec les particules neutres, HM adoptent un *modèle de sphères dures*. On considère que chaque ion  $j$  dans l'état d'excitation  $i$  peut être représenté par une sphère dure, à laquelle on assigne un rayon caractéristique  $r_{ij}$  donné par

$$r_{ij} = n^2 \frac{a_0}{Z_{\text{eff}}}, \quad (2.29)$$

où  $a_0$  est le rayon de Bohr ( $a_0 \simeq 5.2918 \times 10^{-9}$  cm),  $n$  est le nombre quantique principal du niveau excité et  $Z_{\text{eff}}$  est la charge effective définie par

$$Z_{\text{eff}} \equiv \frac{n}{n_{\text{eff}}}. \quad (2.30)$$

$n_{\text{eff}}$  est le nombre quantique effectif (généralement différent d'un entier) donné par l'expression

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\chi_{\text{HI}}}{\chi_j - \chi_{ij}}}, \quad (2.31)$$

où  $\chi_{\text{HI}}$  et  $\chi_j$  représentent, respectivement, l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène et de l'ion  $j$  à partir de leur état fondamental, et  $\chi_{ij}$  est la différence entre les énergies du niveau  $i$  et du fondamental de l'ion  $j$  ( $E_{i,j} - E_{1,j}$ ). Les équations (2.30) et (2.31) nous indiquent que, pour l'atome d'hydrogène neutre et l'hélium une fois ionisé dans leur état fondamental, la charge effective est

identique à la charge du noyau ( $Z_{\text{eff}} = 1$  et  $Z_{\text{eff}} = 2$ , respectivement), tandis que pour l'hélium neutre dans le fondamental  $Z_{\text{eff}} \simeq 1.344$ . Dans ses niveaux excités, l'atome He I a une charge effective de l'ordre de l'unité. Pour l'ion négatif de l'hydrogène, nous avons adopté un rayon de  $1.54 \text{ \AA}$  (Weast 1988) et une charge effective  $Z_{\text{eff}} = 0.47758$  (Chandrasekhar 1944).

HM obtiennent une expression pour  $w_{ij}(\text{neutres})$  en supposant des collisions à deux corps seulement,

$$w_{ij}(\text{neutres}) = \exp \left[ -\frac{4\pi}{3} \sum_{i',j'} N_{i',j'} (r_{i',j'} + r_{ij})^3 \right], \quad (2.32)$$

où  $r_{ij}$  représente le rayon associé au niveau  $i$  de l'ion  $j$ , et où la sommation s'effectue sur tous les niveaux liés  $i'$  de toutes les espèces de particules *neutres*  $j'$ . L'interprétation de l'expression de  $w_{ij}$  est la suivante: chacun des termes de la somme est la probabilité qu'un atome perturbateur  $j'$  dans l'état  $i'$  se trouve à une distance supérieure à  $r_{ij} + r_{i',j'}$ , distance à laquelle l'état  $i$  de l'atome  $j$  est détruit. La pondération par les populations  $N_{i',j'}$  implique nécessairement que l'atome perturbé  $j$  ne *ressente* que l'interaction associée aux perturbateurs les plus abondants. Pour une atmosphère riche en hydrogène ou riche en hélium, on aura affaire aux atomes d'hydrogène ou d'hélium dans leur état fondamental, selon le cas.

Ce formalisme néglige la contribution des collisions à plusieurs corps, qui devient significative lorsque le volume total du plasma est dominé par des sphères dures de plus en plus nombreuses. Cette contribution peut être négligée lorsque

$$\frac{4\pi r^3}{3} N \lesssim 0.25, \quad (2.33)$$

où  $r$  est le rayon de la particule et  $N$  la densité volumique totale de particules dans le gaz. Les densités critiques sont  $\rho \lesssim 0.01 \text{ g cm}^{-3}$  dans le cas du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène, et  $\rho \lesssim 8.0 \text{ g cm}^{-3}$  pour le niveau fondamental de l'hélium. Ce critère est toujours vérifié dans les modèles d'atmosphères de naines blanches froides riches en hydrogène et riches en hélium.

Les équations des populations des différentes espèces chimiques étant couplées entre elles, nous devons résoudre ce système d'équations numériquement par la méthode de Newton-Raphson pour deux variables, soit la densité électronique  $N_e$  et la densité d'atome d'hydrogène neutre  $N_{\text{HI}}$ . Après coup, toutes les autres populations sont déterminées par ces deux quantités. Cependant, puisque les populations dépendent des probabilités d'occupation, alors que les probabilités d'occupation dépendent des populations, on calcule d'abord — en première approximation — les populations en posant  $w_{ij} \equiv 1$ . Ces populations sont ensuite réutilisées afin de calculer les  $w_{ij}$ . Cette procédure est itérée jusqu'à convergence des populations des niveaux atomiques de chaque espèce. On obtient alors un calcul autocohérent à la fois pour les populations et pour les probabilités d'occupation.

La Figure 10 montre le comportement de la probabilité d'occupation des niveaux atomiques de l'hydrogène neutre ainsi que de l'ion  $\text{H}^-$  en fonction de la profondeur optique pour des modèles d'atmosphères d'hélium pur. L'hydrogène est donc considéré ici comme élément en traces dans un plasma composé majoritairement d'hélium neutre. La probabilité d'occupation diminue d'une part lorsque le nombre quantique  $n$  augmente, et d'autre part lorsque la profondeur optique augmente. On constate, en particulier à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, que la probabilité d'occupation des niveaux atomiques excités de l'hydrogène neutre ainsi que du niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$  est nulle à la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ). À cette température, la probabilité d'occupation de l'hydrogène neutre dans son niveau fondamental aux conditions photosphériques est d'environ 45 %. Dans ces conditions thermodynamiques, les niveaux atomiques de l'hydrogène sont donc fortement perturbés par les atomes d'hélium neutre. Les probabilités nulles du niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$  et des niveaux  $n = 2$  et  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène ont amené BRL à proposer leur modèle d'accrétion d'hydrogène. BRL utilisent ces deux résultats pour élaborer leur modèle, en considérant que l'opacité de type lié-libre de l'ion  $\text{H}^-$  ne contribuerait pas à l'opacité du continu et que la raie  $\text{H}\alpha$  n'apparaîtrait pas dans

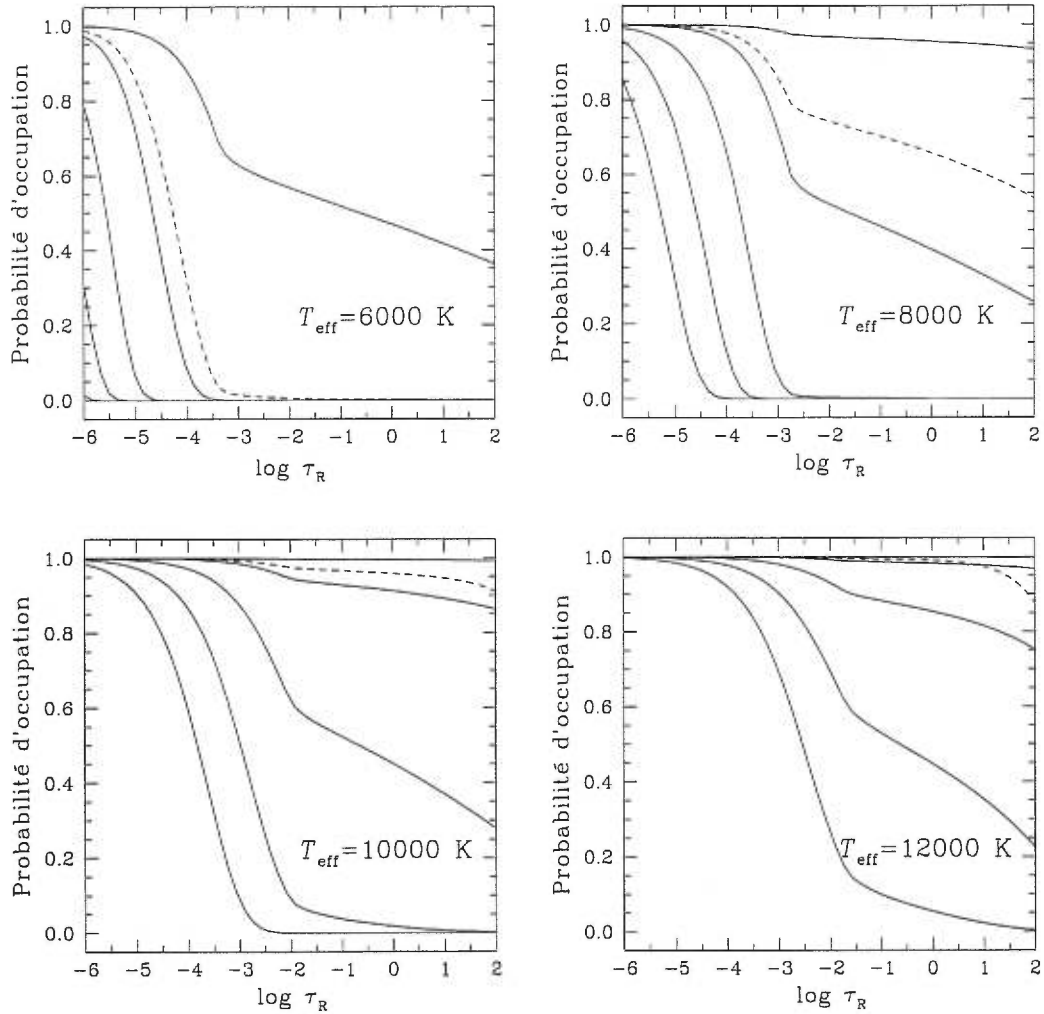


FIGURE 10. Probabilités d'occupation de l'hydrogène neutre H I et de l'ion  $\text{H}^-$  en fonction de la profondeur optique moyenne de Rosseland pour des modèles d'atmosphères d'hélium pur de  $T_{\text{eff}} = 6000$  à  $12,000 \text{ K}$  (à pas de  $2000 \text{ K}$ ), à  $\log g = 8.0$ . Les courbes en *traits pleins* représentent la probabilité d'occupation complète des niveaux atomiques de l'hydrogène  $n = 1$  à  $n = 5$  de *droite à gauche* alors que celles en *traits en tirets* représentent la probabilité d'occupation de l'ion  $\text{H}^-$ .

le spectre.

Le programme de modèles d'atmosphères permet maintenant de calculer des modèles à  $T_{\text{eff}} \gtrsim 6000$  K à toutes compositions chimiques où la densité électronique, les populations des différentes espèces chimiques ainsi que les probabilités d'occupation des niveaux atomiques de l'hydrogène et de l'ion  $\text{H}^-$  sont calculées de façon cohérente. L'accrétion d'hydrogène à la surface d'étoiles naines blanches froides dont l'atmosphère est composée d'hélium pur peut maintenant être simulée à partir de ce programme.

## CHAPITRE 3

### Le modèle d'accrétion d'hydrogène

#### 3.1 Modèle de Bergeron, Ruiz et Leggett (1997)

BRL ont proposé un modèle d'accrétion d'hydrogène à la surface d'une étoile naine blanche d'atmosphère d'hélium pur dans le but d'expliquer les deux faits observationnels décrits au Chapitre 1. Ce modèle est basé sur une série de mécanismes de physique atomique, que nous allons maintenant résumer.

Considérons tout d'abord la présence d'un atome test d'hydrogène dans une atmosphère d'hélium pur. La Figure 11 indique que la pression gazeuse des atmosphères dominées par l'hélium est environ 4 ordres de grandeur plus élevée que celle des atmosphères dominées par l'hydrogène en raison de l'opacité plus faible de l'hélium. La façon la plus simple de comprendre cette relation est d'étudier la condition d'équilibre hydrostatique à respecter dans les atmosphères stellaires. Cette contrainte s'écrit

$$\frac{dP}{d\tau_R} = \frac{g}{\kappa_R}. \quad (3.1)$$

Cette équation indique que le gradient de pression est inversement proportionnel à l'opacité moyenne de Rosseland. Autrement dit, plus l'opacité est élevée, plus la pression doit être faible pour satisfaire le critère d'équilibre hydrostatique, et vice versa. Sous de telles conditions physiques extrêmes, les niveaux atomiques d'un atome test d'hydrogène sont fortement perturbés par les interactions avec les atomes d'hélium, et il est essentiel de considérer en détail la probabilité d'occupation des niveaux atomiques de l'hydrogène. On doit donc faire appel au

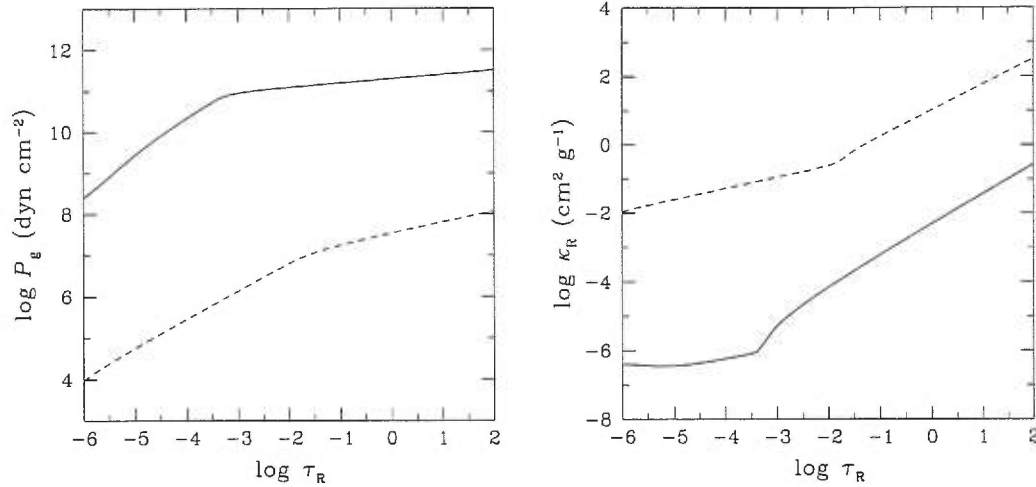


FIGURE 11. Pression gazeuse ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) et opacité moyenne de Rosseland ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ ) en fonction de la profondeur optique moyenne de Rosseland pour des modèles d'atmosphères d'hydrogène pur (*trait en tiret*) et d'hélium pur (*trait plein*)    $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  et  $\log g = 8.0$ .

formalisme de probabilités d'occupation de Hummer et Mihalas (1988).

  la Figure 12, on montre la probabilité d'occupation des 3 premiers niveaux atomiques de l'hydrogène ainsi que celle du niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$    la photosphère de modèles d'atmosphères d'hélium pur en fonction de la température effective  $T_{\text{eff}}$ . Si l'on considère une naine blanche dont l'atmosphère d'hélium pur accr te graduellement de l'hydrogène à partir du milieu interstellaire, l'hydrogène peut être considéré comme élément en traces dans un plasma d'atomes d'hélium à des conditions de pressions et de densités extrêmes. Nos résultats montrent, en particulier, que la transition  $n = 2$     $n = 3$  ( $\text{H}\alpha$ ) n'est jamais permise dans les atmosphères riches en hélium dans cet intervalle de  $T_{\text{eff}}$ , puisque le niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène n'est pas accessible à l'électron. Par exemple,    $T_{\text{eff}} \lesssim 10,000 \text{ K}$ , on trouve que  $w_{\text{H I}}(n = 3) < 50 \%$ . Aucune raie de Balmer n'est alors détectable. De plus, on remarque que la probabilité d'occupation du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène,  $w_{\text{H I}}(n = 1)$ , diminue d'un façon abrupte à



$T_{\text{eff}} \lesssim 7000$  K, ce qui suggère que l'ionisation par pression de l'hydrogène devient importante. Le formalisme de probabilités d'occupation de HM est un traitement approximatif d'ionisation par pression et représente plutôt un formalisme de perturbations des niveaux excités de l'atome considéré.

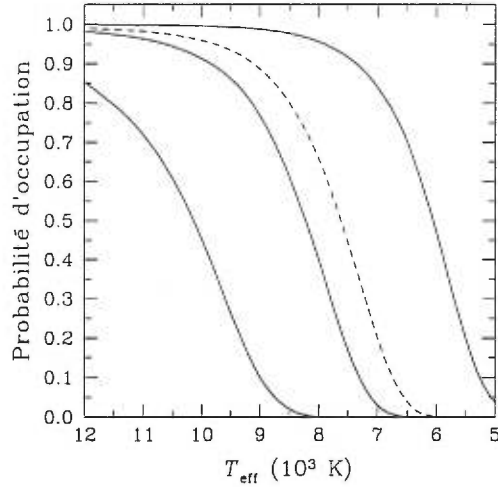


FIGURE 12. Probabilités d'occupation d'une quantité trace d'hydrogène calculée à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères d'hélium pur à  $\log g = 8.0$  en fonction de la température effective. Les différentes courbes en *trait plein* correspondent, de droite à gauche, aux niveaux atomiques  $n = 1, 2$  et  $3$  de l'atome d'hydrogène, alors que la courbe en *trait en tiret* représente la probabilité d'occupation de l'ion  $\text{H}^-$ .

Sans doute d'un plus grand intérêt dans le contexte présent est la probabilité d'occupation de  $\text{H}^-$ , ion représentant la source d'opacité dominante associée à l'hydrogène dans les atmosphères de naines blanches froides. Les deux sources d'opacité associées à  $\text{H}^-$  sont celles de types lié-libre et libre-libre. Seule l'opacité de type lié-libre de  $\text{H}^-$  contribue de façon significative dans les atmosphères de naines blanches au-dessus de  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K. Dans cet intervalle de température, la plus grande partie du flux émerge à des longueurs d'onde inférieures à  $\lambda \sim 1\mu\text{m}$ , où le rapport  $\kappa_{\nu}^{\text{bf}}(\text{H}^-)/\kappa_{\nu}^{\text{ff}}(\text{H}^-) \sim 10$ . La Figure 12 indique que la proba-

bilité d'occupation du niveau lié de l'ion  $H^-$  chute rapidement sous  $T_{\text{eff}} \sim 8000$  K. En particulier, à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, ce niveau est complètement détruit ( $w_{H^-} \rightarrow 0$ ) et l'opacité de type lié-libre de  $H^-$  devient alors négligeable dans de telles atmosphères. La seule source d'opacité de l'hydrogène restante est l'opacité de type libre-libre de  $H^-$ , opacité totalement négligeable dans l'intervalle des fréquences où le flux émis est important. La contribution d'une faible quantité d'hydrogène à l'opacité totale resterait alors tout à fait négligeable. Par conséquent, la pression atmosphérique resterait inchangée car l'opacité totale de l'atmosphère demeurerait constante ( $P \propto \kappa_R^{-1}$ ). De cette façon, une quantité substantielle d'hydrogène pourrait peut-être être ajoutée à l'atmosphère sans que les propriétés de cette dernière ne changent de façon significative. Une certaine quantité d'hydrogène accrété à la surface d'une naine blanche froide ( $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K) d'atmosphère pure en hélium pourrait alors demeurer indétectable dans les étoiles de type non-DA.

Il serait donc entièrement possible, via un simple effet de destruction des niveaux atomiques de l'hydrogène et de l'ion  $H^-$ , de “cacher” des quantités appréciables d'hydrogène dans l'atmosphère d'une naine blanche froide. La quantité exacte d'hydrogène pouvant être dissimulé ne peut être déterminée que par des calculs plus détaillés du comportement de l'hydrogène dans un plasma dense. L'hydrogène accrété à la surface d'une atmosphère riche en hélium d'une naine blanche froide resterait invisible à cause de la faible probabilité d'occupation de l'ion  $H^-$ . L'attrait le plus évident de ce mécanisme est qu'il n'implique aucune hypothèse *ad hoc* et repose sur des principes de physique atomique relativement bien compris.

Si, pour certaines raisons, la pression atmosphérique est réduite et que le niveau lié de l'ion  $H^-$  devient accessible à l'électron, l'hydrogène accrété sur l'atmosphère de la naine blanche froide ( $T_{\text{eff}} \lesssim 8000$  K) riche en hélium pourrait alors devenir visible. Selon BRL, deux mécanismes pourraient produire cet effet, les deux impliquant une augmentation de l'opacité totale. Premièrement, à

faibles températures effectives ( $T_{\text{eff}} \lesssim 6000$  K), le flux maximal émerge à de plus grandes longueurs d'ondes, et la contribution de l'opacité de type libre-libre de l'ion  $\text{H}^-$  deviendrait alors relativement importante dans l'infrarouge. Deuxièmement, l'opacité pseudo-continue<sup>1</sup> du saut de Lyman commencerait à contribuer de façon significative dans cet intervalle de température effective, et ce tant et aussi longtemps que l'hydrogène n'est pas complètement ionisé par pression (c'est-à-dire que le niveau  $n = 1$  soit complètement détruit). La contribution provenant de ces deux sources d'opacité pousserait la pression atmosphérique sous le seuil à partir duquel  $\text{H}^-$  commence à se recombiner. Selon BSW, l'absorption par collisions induites entre l'hydrogène moléculaire  $\text{H}_2$  et l'hélium neutre  $\text{He I}$  pourrait aussi contribuer à l'augmentation de l'opacité totale, mais ce à plus faibles températures,  $T_{\text{eff}} \sim 5000$  K. À ce moment-là, un processus d'entraînement s'enclencherait: l'opacité totale augmente, la pression atmosphérique chute, les probabilités d'occupation de l'atome d'hydrogène et de  $\text{H}^-$  augmentent, l'ion  $\text{H}^-$  se recombine de plus en plus, ce qui augmente l'opacité de type lié-libre de  $\text{H}^-$ , et ainsi de suite. L'opacité de l'atmosphère serait maintenant dominée par celle de type lié-libre de  $\text{H}^-$  avec une signature spectrale très évidente à la fréquence d'ionisation de l'ion  $\text{H}^-$  près de  $1.64 \mu\text{m}$ . La distribution d'énergie spectrale serait typique de celle d'une atmosphère riche en hydrogène. Ce processus d'entraînement pourrait ainsi transformer une étoile de type non-DA (par exemple: une étoile particulière) en une étoile de type DA. BRL suggèrent que cette transformation soudaine de non-DA à DA qui aurait lieu près de  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K serait le résultat d'une telle

---

<sup>1</sup>L'opacité pseudo-continue est traitée, comme les opacités des raies, de façon cohérente dans le formalisme de HM selon la méthode de Däppen, Anderson et Mihalas (1987). Cette opacité inclut les transitions de type lié-libre des niveaux dissous de l'atome d'hydrogène. Lorsque l'électron d'un niveau inférieur  $i$  de probabilité d'occupation  $w_i$  absorbe un photon d'énergie  $h\nu$ , et effectue une transition vers un niveau supérieur  $j$  de probabilité d'occupation  $w_j$  suffisamment perturbé (ici  $w_j \ll w_i$ ), l'atome s'ionise alors. La probabilité d'ionisation de ce niveau supérieur  $j$  est alors  $1 - w_j$  et l'énergie du photon ne correspond pas nécessairement à la différence des deux niveaux.

transition.

Les distributions d'énergie des étoiles non-DA légèrement plus chaudes que la température de cette transition à 6000 K devraient apparaître quelque peu particulières. Elles ressembleraient à celles d'atmosphères riches en hydrogène, où l'importance de la bosse à  $1.64 \mu\text{m}$ , causée par le saut d'ionisation de l'ion  $\text{H}^-$ , serait considérablement réduite. Aussi, la raie  $\text{H}\alpha$  ne serait pas observée car le niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène est détruit. De tels objets particuliers semblent exister dans l'échantillon de BRL. La Figure 13 montre trois exemples de cette classe particulière de naines blanches dont la distribution d'énergie est bien représentée par un modèle d'hydrogène sauf dans la bande  $H$  où la bosse caractéristique à  $1.64 \mu\text{m}$  est absente. De plus, les spectres observés ne montrent pas la raie  $\text{H}\alpha$ , ce qui entre en contradiction avec les modèles théoriques à composition d'hydrogène pur. À noter que les modèles d'hélium pur sont incapables de reproduire les flux observés dans les bandes  $B$ ,  $R$ ,  $I$  et  $K$  (et possiblement en  $H$  aussi).

Plus important encore, tous ces objets sont retrouvés au-dessus et près de la frontière bleue de la brèche des étoiles non-DA. Par conséquent, BRL suggèrent que des naines blanches avec de telles distributions d'énergie particulières auraient des atmosphères remplies d'hydrogène dont le niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$  serait en train de se recombiner. L'hydrogène accrété resterait *spectroscopiquement invisible* et la raie  $\text{H}\alpha$  ne réapparaîtrait qu'après que la pression atmosphérique ait chuté sous la valeur de seuil pour laquelle le niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène redevient accessible à l'électron. Une naine blanche non-DA particulière se transformerait alors en une étoile naine blanche DA normale. Ce scénario, impliquant l'accrétion d'hydrogène et la destruction simultanée de ses niveaux atomiques, nécessite des atmosphères initiales suffisamment riches en hélium afin de fournir les pressions atmosphériques élevées requises pour détruire au moins le niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène, ainsi que le niveau lié de l'ion  $\text{H}^-$  en-dessous de  $T_{\text{eff}} \sim 8000 \text{ K}$ . Les

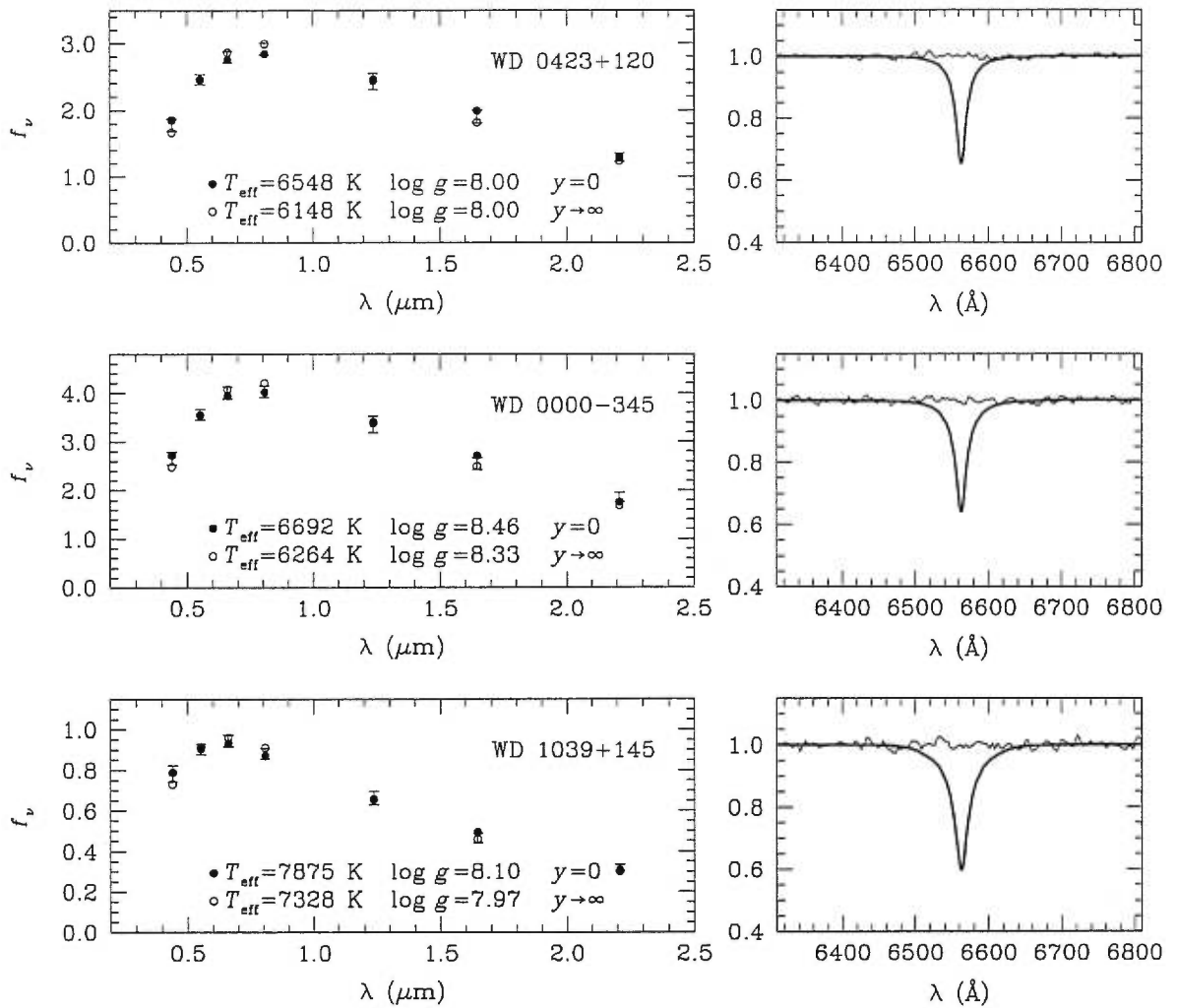


FIGURE 13. Distributions d'énergie pour trois des étoiles particulières (WD 0423+120, WD 0000-345 et WD 1039+145) en fonction de la longueur d'onde (en  $\mu\text{m}$ ) superposées à des modèles d'hydrogène pur  $y = 0$  (*cercles pleins*) et d'hélium pur  $y \rightarrow \infty$  (*cercles vides*).  $f_\nu$  est en unité de  $10^{-26} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  et les paramètres des modèles sont indiqués au bas de chaque figure. Les flux observés dans les bandes passantes  $B, V, R, I, J, H$  et  $K$  sont représentés par les barres avec leurs incertitudes respectives. Dans les panneaux de droite, les spectres observés sont représentés en *trait mince*. Les profils synthétiques (flux relatif en fonction de la longueur d'onde en Angström) en *trait gras* sont calculés à partir des paramètres atmosphériques correspondant à la solution  $y = 0$ , et sont superposés aux observations.

étoiles de types DB ou DBA, dont les abondances d'hydrogène sont typiquement de l'ordre de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-5}$ , satisfont ce critère.

## 3.2 Tests du modèle proposé par BRL

### 3.2.1 Opacités d'une atmosphère froide d'hélium pur

Puisque le modèle d'accrétion d'hydrogène débute avec une atmosphère pure en hélium, il est essentiel d'étudier en détail toutes les contributions des opacités à l'opacité totale afin de voir lesquelles jouent un rôle de premier plan dans l'atmosphère. En particulier, nous devons porter une attention particulière aux sources d'opacités dans le régime de fréquences où le flux émergent est important. Pour une atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, le flux est maximal autour d'une longueur d'onde de  $0.8 \mu\text{m}$ . Nous allons donc étudier les opacités dans le visible ( $3000\text{--}8000 \text{ \AA}$ ) et l'infrarouge ( $0.8 \mu\text{m}$  à  $1 \text{ mm}$ ). La Figure 14 montre les différentes contributions des opacités à la photosphère d'une atmosphère composée d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K en fonction de la fréquence. L'opacité totale est représentée par la courbe en trait plein.

La contribution la plus importante est celle de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  qui s'étend à la fois dans le visible ( $14.6 \lesssim \log \nu \lesssim 15.0$ ) et dans l'infrarouge ( $\log \nu \lesssim 14.6$ ). Cette opacité est dominante dans les atmosphères riches en hélium, car elle contribue à l'opacité du continu dans la région spectrale où le flux émergent est maximal. À noter que l'ion  $\text{He}^-$  n'a pas de niveau lié stable. Les autres contributions sont situées dans l'ultraviolet ( $15.0 \lesssim \log \nu \lesssim 16.4$ ). Il s'agit de l'opacité associée à la diffusion de Rayleigh<sup>2</sup> dans l'intervalle de fréquences  $15.0 \lesssim \log \nu \lesssim 15.8$  et de l'opacité de type lié-libre de l'atome d'hélium neutre

---

<sup>2</sup>Cette opacité représente la diffusion d'un photon sur les atomes d'hélium neutre dont les états liés ont des énergies de transition beaucoup plus grandes que l'énergie du photon.

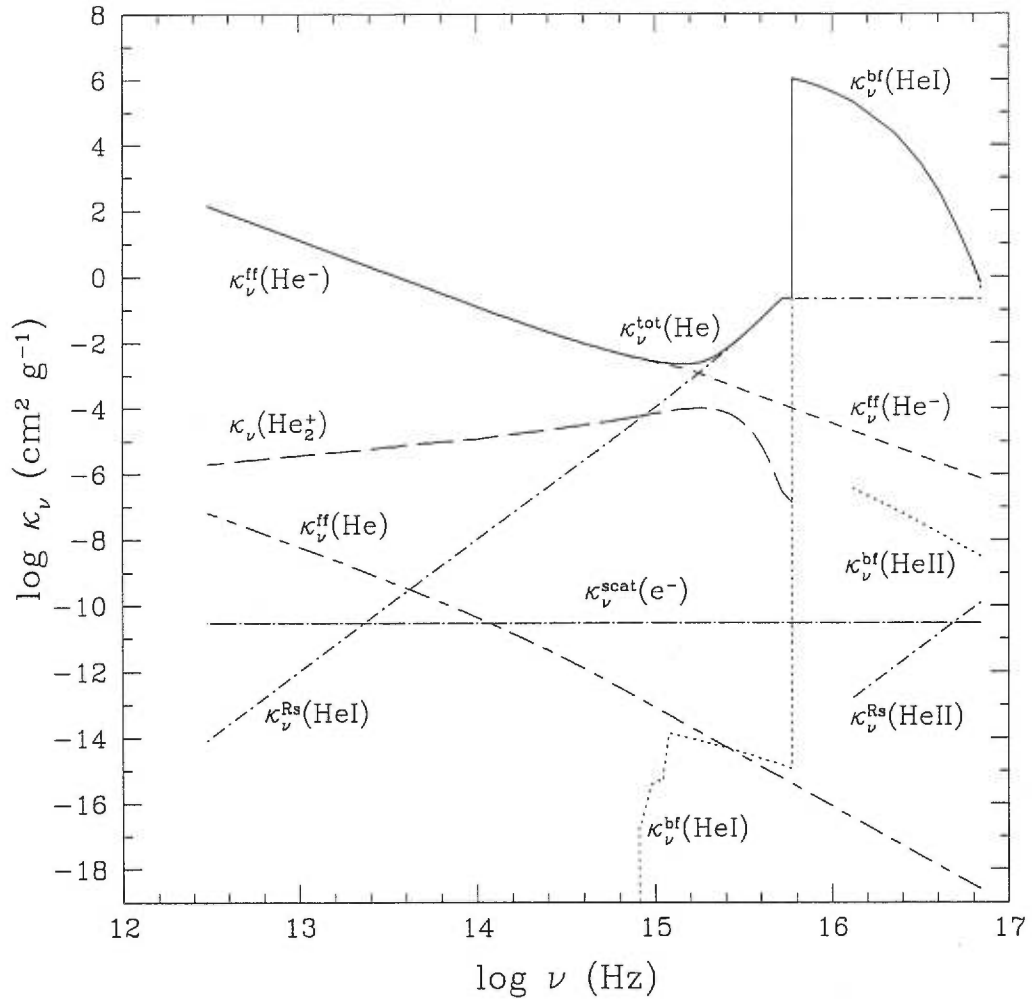


FIGURE 14. Différentes contributions des opacités monochromatiques ( $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ) à la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ) d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  et  $\log g = 8.0$  en fonction de la fréquence (Hz). Les contributions sont indiquées pour chaque courbe *non-pleine* et l'opacité totale est représentée par la courbe en *trait pleine*. À noter que les indices en exposant ff signifient libre-libre, bf: lié-libre, scat: diffusion électronique de Thomson et Rs: diffusion de Rayleigh.

( $\log \nu \gtrsim 15.8$ ). Ces deux sources d'opacité ne sont toutefois pas importantes dans les atmosphères froides riches en hélium car aucun flux n'émerge à ces longueurs d'ondes. Aussi, les opacités associées à la molécule  $\text{He}_2^+$  (lié-libre et libre-libre) ne contribuent pas à l'opacité du continu à la photosphère.

### 3.2.2 Comportement de l'atmosphère lors de l'accrétion d'hydrogène

Afin de tester le modèle de BRL, nous avons considéré des modèles d'atmosphères à une seule température,  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, mais en explorant des variations de composition chimique pour simuler l'enrichissement graduel d'hydrogène associé à l'accrétion. La Figure 15 illustre le comportement des abondances relatives de toutes les espèces ioniques entrant en jeu dans l'équilibre d'ionisation à la photosphère d'une atmosphère à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K en fonction du rapport d'abondance d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He})$ . Pour un plasma composé à la fois d'hydrogène et d'hélium, la neutralité électrique est donnée par l'équation (2.26) du Chapitre 2. On peut remarquer premièrement que le nombre d'électrons libres dans le plasma est contrôlé par le nombre de molécules  $\text{He}_2^+$  ( $N_e = N_{\text{He}_2^+}$ ) à des abondances d'hydrogène très faibles,  $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-7}$ . L'hélium une fois ionisé est totalement négligeable à cette température. Sous les conditions physiques extrêmes d'une atmosphère très riche en hélium, l'hydrogène accrété par l'étoile est ionisé par pression, fournissant alors une contribution d'électrons libres au plasma. Cette contribution demeure toutefois très négligeable en raison de la faible quantité d'hydrogène accrétée à la surface de l'étoile et de la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$ .

Après avoir accrété assez d'hydrogène à sa surface, l'atmosphère de la naine blanche réagit de plusieurs façons. La figure d'équilibre d'ionisation (Figure 15) permet de visualiser une première modification importante dans l'atmosphère. L'augmentation de l'abondance d'hydrogène produit un surplus d'électrons libres dans le plasma. Plus précisément, l'hydrogène fournit des électrons libres au bain



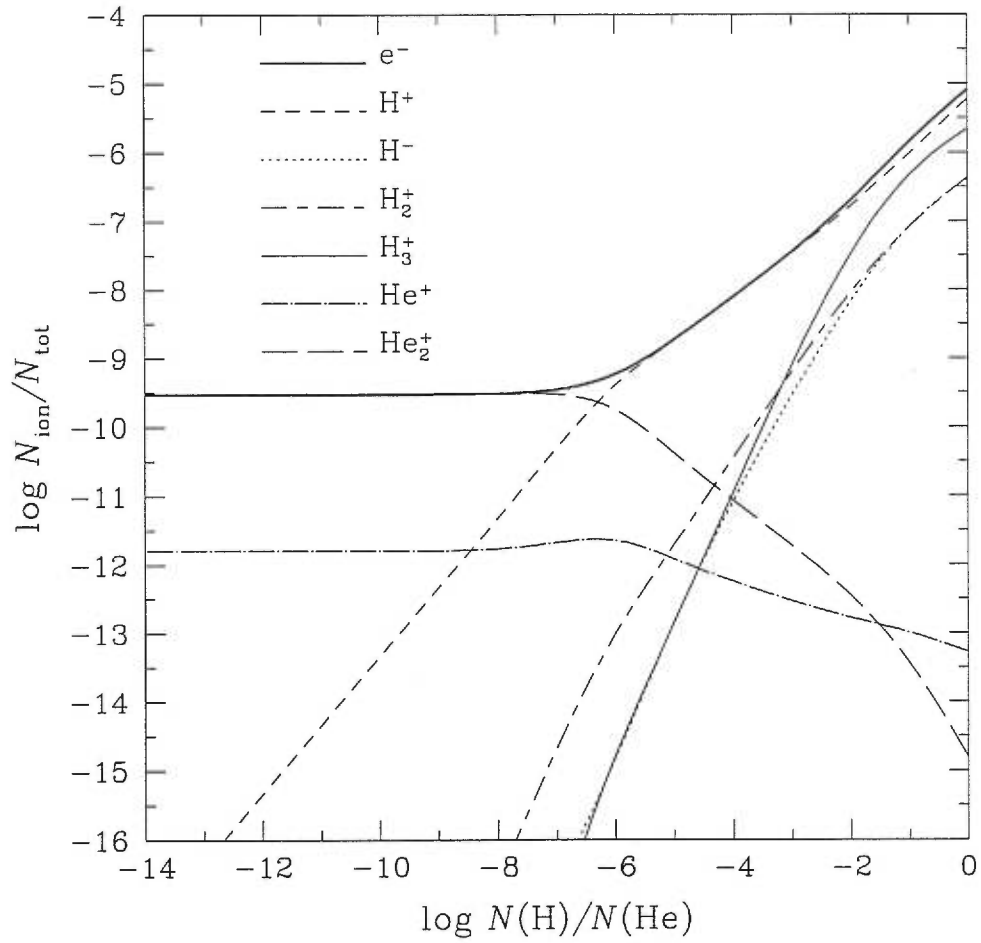


FIGURE 15. Abondances relatives des espèces ioniques en fonction du rapport d'abondance d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He})$  à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ . Les différentes contributions à la densité électronique sont indiquées sur la légende du graphique avec des courbes en *traits minces* alors que l'abondance relative électronique est représentée par la courbe en *trait plein gras*.

de particules par ionisation thermique. Pour des abondances d'hydrogène supérieures à  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-6}$ , la densité électronique est maintenant gouvernée par l'équilibre d'ionisation de l'hydrogène ( $N_e \simeq N_p$ ). À ces abondances, l'ion  $\text{H}^-$  et l'ion moléculaire  $\text{H}_2^+$  n'affectent pas la conservation de la charge du plasma. Cependant, à partir de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-2}$ , l'ion moléculaire  $\text{H}_3^+$  fournit une contribution à la densité électronique.

On peut dériver une expression analytique qui prédit l'existence des deux régimes distincts dans l'équilibre d'ionisation d'une atmosphère froide très riche en hélium pour une certaine valeur critique de l'abondance d'hydrogène. Dans le premier régime, la densité électronique est gouvernée par la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$  si l'abondance  $N(\text{H})/N(\text{He}) \ll Y_{\text{crit}}$  alors que dans le second, la densité électronique est contrôlée par l'équilibre d'ionisation de l'hydrogène si  $N(\text{H})/N(\text{He}) \gg Y_{\text{crit}}$ . La densité électronique peut d'abord s'exprimer comme

$$N_e = N_p + N_{\text{He}_2^+} + N_{\text{He II}}. \quad (3.2)$$

La densité totale de particules, qui est donnée par l'approximation du gaz parfait  $N = P/kT$ , peut s'approximer par

$$N = N_{\text{He I}} \quad (3.3)$$

car l'hélium neutre représente l'espèce chimique dominante des atmosphères froides riches en hélium. Finalement, le rapport d'abondance  $Y \equiv N(\text{H})/N(\text{He})$  peut s'écrire comme

$$Y = \frac{N_{\text{H I}}}{N_{\text{He I}}} \quad (3.4)$$

car l'hydrogène neutre est l'espèce chimique de l'hydrogène la plus abondante dans ces atmosphères. À partir de l'équation de Saha (2.5), l'équilibre d'ionisation de  $\text{H I}$  et  $\text{He I}$  ainsi que l'équilibre de dissociation de la molécule  $\text{He}_2^+$  peuvent être déterminés. On obtient les expressions suivantes :

$$N_{\text{H I}} = F_1(T) N_e N_p, \quad (3.5)$$

$$N_{\text{He I}} = F_2(T) N_e N_{\text{He II}} \quad (3.6)$$

et

$$N_{\text{He}_2^+} = F_3(T) N_{\text{He I}} N_{\text{He II}}, \quad (3.7)$$

où les fonctions  $F_1(T)$ ,  $F_2(T)$  et  $F_3(T)$  dépendent de la température et des fonctions de partition. En substituant les équations (3.3) à (3.7) dans l'équation (3.2), on en déduit une expression pour la densité électronique qui ne dépend que de la densité totale de particules  $N$  et du paramètre d'abondance d'hydrogène  $Y$  :

$$N_e^2 = N \left( \frac{Y}{F_1(T)} + \frac{F_3(T)}{F_2(T)} N + \frac{1}{F_2(T)} \right). \quad (3.8)$$

Le premier terme dans la parenthèse représente la contribution des protons, le second représente les molécules  $\text{He}_2^+$  et le dernier représente les ions  $\text{He II}$ . Puisque  $N_{\text{He I}}$  est toujours beaucoup plus grand que le produit  $N_e N_{\text{He II}}$  dans les atmosphères froides riches en hélium, ceci implique par l'équation (3.6) que  $F_2^{-1}(T) \ll 1$ . La contribution de l'hélium une fois ionisé est alors négligeable. Par conséquent, une compétition entre les protons et les molécules  $\text{He}_2^+$  s'exerce pour contrôler la densité électronique selon une certaine valeur critique de l'abondance d'hydrogène et d'hélium. Si

$$\frac{Y}{F_1(T)} \gg \frac{F_3(T)}{F_2(T)} N, \quad (3.9)$$

c'est-à-dire que  $Y \gg Y_{\text{crit}}$ , alors il implique nécessairement que la densité électronique est contrôlée par l'équilibre d'ionisation de l'hydrogène et  $N_e \rightarrow N_p$  (en simplifiant l'expression résultante pour  $N_e$ ). L'abondance critique d'hydrogène et d'hélium prend alors la forme suivante :

$$Y_{\text{crit}} \equiv \frac{F_1(T) F_3(T)}{F_2(T)} N. \quad (3.10)$$

À l'opposé, si

$$\frac{Y}{F_1(T)} \ll \frac{F_3(T)}{F_2(T)} N, \quad (3.11)$$

c'est-à-dire que  $Y \ll Y_{\text{crit}}$  ( $Y_{\text{crit}}$  définie à l'équation 3.10), alors la densité électronique est régie par la formation de l'ion moléculaire  $\text{He}_2^+$  et  $N_e \rightarrow N_{\text{He}_2^+}$ .

À la photosphère d'une atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, les conditions thermodynamiques sont:  $\log T \sim 3.8$  et  $\log P \sim 11.3$  selon la Figure 9. Ceci permet de déterminer la valeur critique de l'abondance d'hydrogène et d'hélium pour laquelle l'équilibre d'ionisation du plasma se divise en deux régimes. En évaluant  $N$  ainsi que les fonctions  $F_1(T)$ ,  $F_2(T)$  et  $F_3(T)$  dans l'équation (3.10), on trouve une valeur de  $\log Y_{\text{crit}} \simeq -6.17$ . Cette abondance critique correspond approximativement à l'endroit, sur la Figure 15, où les courbes de la densité électronique et de la densité de la molécule  $\text{He}_2^+$  se croisent.

L'équation (3.8) permet aussi d'étudier le comportement de l'atmosphère lorsque la molécule  $\text{He}_2^+$  est absente. En imposant  $N_{\text{He}_2^+} = 0$ , cette équation se réduit à

$$N_e^2 = N \left( \frac{Y}{F_1(T)} + \frac{1}{F_2(T)} \right). \quad (3.12)$$

Dans ce cas-ci, le deuxième terme, i.e. la contribution de l'hélium une fois ionisé, ne peut être négligé car il se compare au premier terme, celui des protons. Encore une fois, l'équilibre d'ionisation se divise en deux régimes: la densité électronique est contrôlée par l'ion d'hélium He II si  $Y \ll Y_{\text{crit}}^{(2)}$  et est régie par l'équilibre d'ionisation de l'hydrogène si  $Y \gg Y_{\text{crit}}^{(2)}$ . Cette deuxième valeur critique de l'abondance d'hydrogène est donnée par

$$Y_{\text{crit}}^{(2)} \equiv \frac{F_1(T)}{F_2(T)} \quad (3.13)$$

et est égale à  $\log Y_{\text{crit}}^{(2)} \simeq -8.42$ . Sur la Figure 15, cette valeur correspond à la rencontre des courbes de la densité d'hélium une fois ionisé et de la densité protonique.

En imposant la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$ , les équations 3.8 et 3.12 nous indiquent que la densité électronique est contrainte à réagir par une augmentation si

$$\frac{F_3(T)}{F_2(T)} N \gg \frac{Y}{F_1(T)} + \frac{1}{F_2(T)}, \quad (3.14)$$

c'est-à-dire que  $Y \ll Y_{\text{crit}} - Y_{\text{crit}}^{(2)}$ . Puisque  $Y_{\text{crit}}^{(2)} \ll Y_{\text{crit}}$ , on obtient alors que la densité électronique avec la formation de l'ion moléculaire est supérieure à la

densité électronique sans la formation de  $\text{He}_2^+$  seulement pour des abondances d'hydrogène telles que  $Y \ll Y_{\text{crit}}$ . Par contre, si  $Y \gg Y_{\text{crit}}$  alors la densité électronique ne varie pas lorsque la formation de la molécule  $\text{He}_2^+$  est imposée.

L'opacité totale monochromatique peut s'exprimer comme la somme de l'opacité totale de l'hydrogène, notée  $\kappa_\nu^{\text{tot}}(\text{H})$  et de l'opacité totale de l'hélium,  $\kappa_\nu^{\text{tot}}(\text{He})$ . La Figure 16 montre le comportement de ces deux sources d'opacités à la photosphère d'une atmosphère riche en hélium à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K à mesure que celle-ci accrète de l'hydrogène. On remarque qu'au fur et à mesure que la quantité d'hydrogène augmente dans l'atmosphère de l'étoile, l'opacité totale de l'hydrogène augmente dans tout le domaine spectral (l'augmentation est représentée ici par la superposition de différents modèles à faibles abondances d'hydrogène). Plus important encore, l'opacité totale de l'hélium augmente, dans le visible et l'infrarouge, autour d'une abondance de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-6}$  par rapport à l'opacité de l'atmosphère initiale d'hélium pur. En fait, le surplus d'électrons libres, favorisé par l'ionisation thermique de l'hydrogène, est à l'origine de l'augmentation de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$ . L'augmentation de ce type d'opacité implique, par conséquent, une augmentation de l'opacité totale de l'atmosphère. Le graphique de l'opacité totale nous permet de constater cette augmentation à mesure que l'abondance d'hydrogène augmente.

Aussi, il faut noter que la contribution de l'opacité de l'hydrogène à l'opacité totale est tout à fait négligeable dans le visible et l'infrarouge pour des compositions chimiques  $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-3}$ . À partir de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-2}$ , la contribution de l'opacité de type libre-libre de  $\text{H}^-$  à l'opacité totale devient significative dans l'infrarouge ( $\log \nu \lesssim 14.2$ ). Dans le visible, l'absorption de type lié-libre de  $\text{H}^-$  et celle des raies de Balmer de l'hydrogène font sentir leur présence. Cette opacité de type lié-libre de  $\text{H}^-$  est caractérisée par une bosse dans l'intervalle  $14.2 \lesssim \log \nu \lesssim 15.1$ , située à la fois dans le visible et l'infrarouge. Comme dans les atmosphères riches en hélium, les contributions à l'opacité totale dans

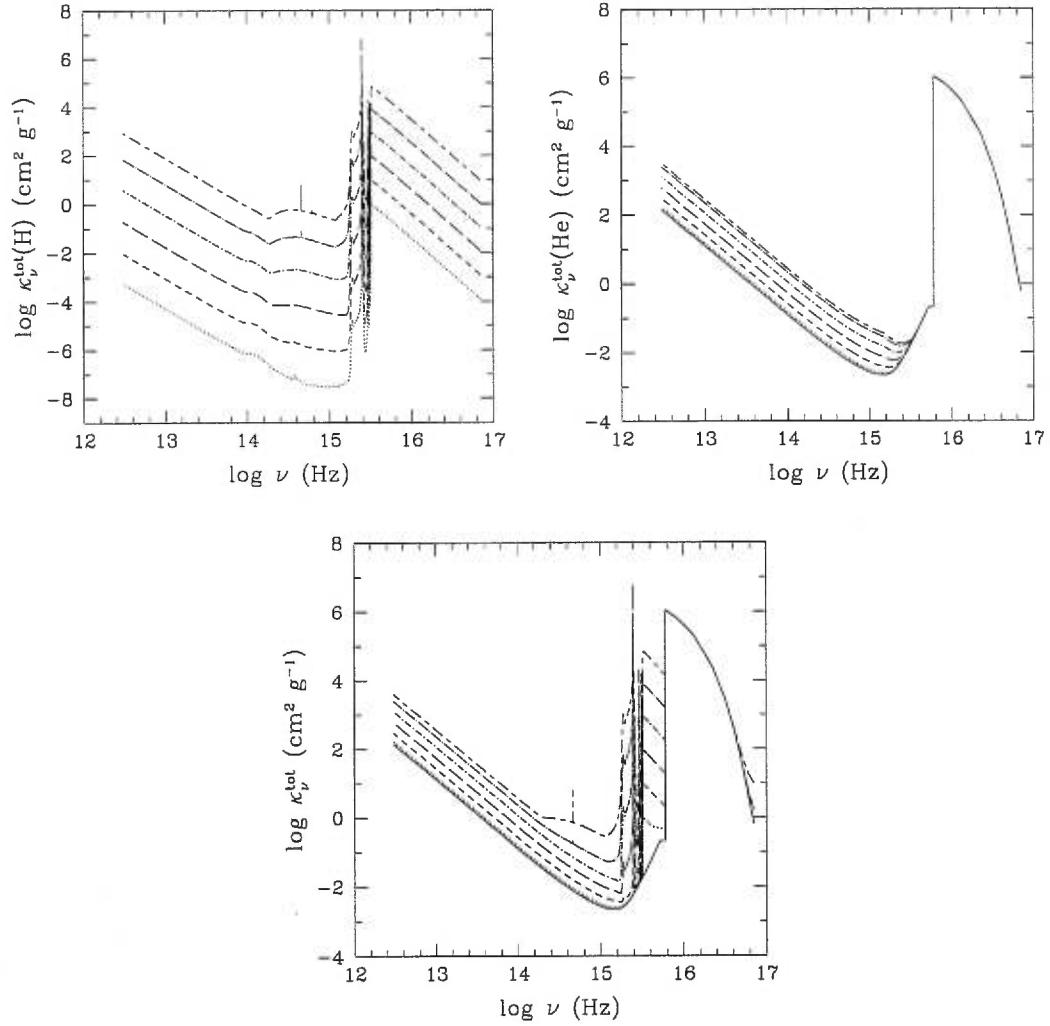


FIGURE 16. Opacités monochromatiques ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ ) de l'hydrogène, de l'hélium et totales en fonction de la fréquence (Hz) à la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ) d'une atmosphère à  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$ ,  $\log g = 8.0$ . Les courbes *non-pleines* allant *de bas en haut* représentent respectivement différents modèles à compositions chimiques  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$  et  $10^{-1}$ , alors que la courbe en *trait plein* représente une atmosphère d'hélium pur.

l'ultraviolet provenant de l'hydrogène, c'est-à-dire l'opacité des raies de Lyman de H I, l'absorption quasimoléculaire de H<sub>2</sub> et H<sub>2</sub><sup>+</sup> et l'opacité de type lié-libre de H I, sont sans importance car le flux de l'étoile est nul dans ce domaine spectral.

Pour de faibles abondances d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-7}$ , l'opacité monochromatique reste totalement insensible à l'ajout d'hydrogène dans l'atmosphère. Cette invariance de l'opacité est à l'origine de la constance de la pression atmosphérique. La Figure 17 illustre le comportement de la pression et des probabilités d'occupation à la photosphère d'une atmosphère à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K en fonction du rapport d'abondance d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He})$ . La pression demeure constante et très élevée telle celle d'une atmosphère d'hélium pur ( $\log P \sim 11.3$  à la photosphère). De même, les probabilités d'occupation des niveaux excités de l'atome d'hydrogène et du niveau lié de l'ion H<sup>-</sup> sont inchangées et demeurent très faibles. Les fortes pressions combinées à la faible probabilité d'occupation des niveaux atomiques de l'hydrogène suggèrent que l'ionisation par pression de l'hydrogène est probablement présente dans des atmosphères ayant accréte de faibles quantités d'hydrogène.

Cependant, dès que le rapport  $N(\text{H})/N(\text{He})$  dépasse  $\sim 10^{-7}$ , l'augmentation du nombre d'électrons libres dans le plasma contribue à augmenter l'opacité du continu et la pression doit donc diminuer pour respecter la contrainte d'équilibre hydrostatique (équation 3.1). Le graphique de la pression en fonction de la composition chimique de la Figure 17 illustre bien ce phénomène. La pression atmosphérique est donc en mesure de réagir à la présence de très petites quantités d'hydrogène ( $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-7}$ ), et commence à chuter. Par conséquent, il est impossible d'emmagasiner beaucoup d'hydrogène dans l'atmosphère sans affecter ses propriétés physiques. Cette chute de pression favorise alors la recombinaison des niveaux atomiques de l'hydrogène et du niveau lié de l'ion H<sup>-</sup>. La probabilité que les électrons occupent maintenant les niveaux excités de l'atome d'hydrogène augmente.

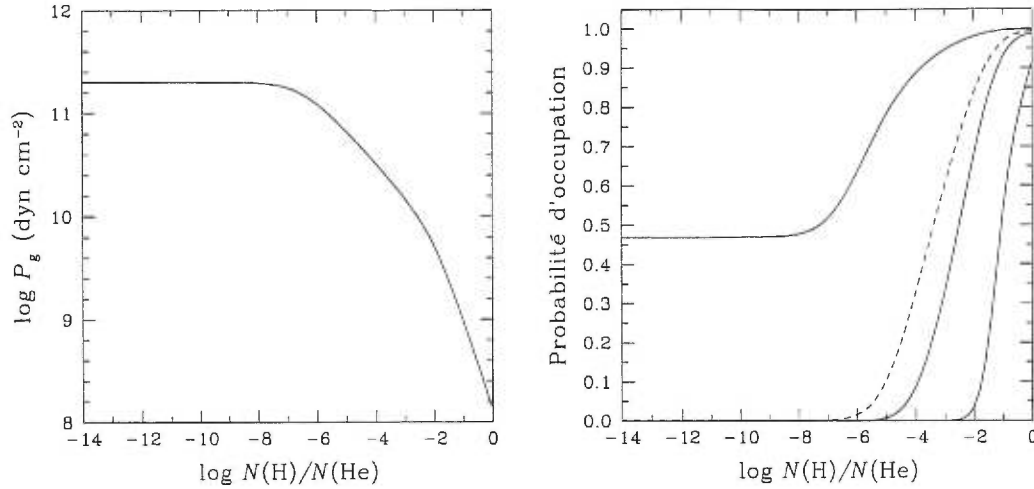


FIGURE 17. Pression atmosphérique ( $\text{dyn cm}^{-2}$ ) et probabilités d'occupation en fonction du rapport d'abondance d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He})$  à la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères à  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  et  $\log g = 8.0$ . La figure des probabilités d'occupation montre  $w_{\text{H I}}(n)$  pour les trois premiers niveaux de l'hydrogène en *trait plein*,  $n = 1, 2$  et  $3$  de gauche à droite ainsi que  $w_{\text{H}^-}$  en *trait en tiret*.

La chute de la pression atmosphérique attendue dans le modèle de BRL est provoquée par l'augmentation de la contribution de l'opacité de type libre-libre de  $\text{H}^-$  à l'opacité totale ainsi que par la recombinaison de l'ion  $\text{H}^-$ . Ces causes ne sont toutefois pas responsables de la modification de la structure de l'atmosphère lors de l'accrétion d'hydrogène. La simulation d'accrétion d'hydrogène par l'entremise des modèles d'atmosphères prévoit plutôt une chute progressive de la pression totale causée par l'augmentation de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  jusqu'à une composition chimique de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-2}$ .

À cette abondance chimique, les contributions des opacités de types libre-libre et lié-libre de  $\text{H}^-$  à l'opacité totale deviennent importantes dans l'infrarouge et le visible, respectivement. Ces deux sources d'opacités viennent alors s'ajouter à l'opacité dominante de  $\text{He}^-$ , ce qui par conséquent fait chuter la pression davan-



tage. On peut alors observer un changement significatif de la pente dans le profil de la pression atmosphérique à la photosphère autour de cette abondance d'hydrogène de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-2}$ . À cette composition, la probabilité d'occupation de l'ion  $\text{H}^-$  est de 85 % et celle du niveau  $n = 2$  de l'atome d'hydrogène est supérieure à 65 %. Quant à la probabilité d'occupation du niveau  $n = 3$ , elle augmente abruptement à cette composition chimique. Finalement, lorsque l'atmosphère est composée en quantité égale d'hydrogène et d'hélium ( $N(\text{H})/N(\text{He}) = 1$ ), les probabilités d'occupation tendent vers l'unité comme dans le régime classique d'une naine blanche riche en hydrogène où les interactions entre atomes d'hydrogène et atomes d'hélium sont faibles. Les propriétés atmosphériques de l'étoile sont maintenant typiques de celles d'une atmosphère riche en hydrogène.

On peut aussi étudier en détail l'effet des perturbations entre atomes d'hydrogène et d'hélium sur le comportement des populations de l'hydrogène dans ses niveaux excités et de l'ion  $\text{H}^-$ . La Figure 18 montre l'évolution des populations de l'hydrogène neutre dans ses 3 premiers niveaux ainsi que l'ion  $\text{H}^-$  à la photosphère d'atmosphères à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K lorsque la naine blanche accrète de l'hydrogène à sa surface. Les courbes en traits pleins tiennent compte du formalisme de probabilités d'occupation de HM alors que les courbes en traits en tirets négligent ce traitement (les probabilités d'occupation sont égales à l'unité dans ce cas). On remarque des différences significatives intervenant dans le calcul des populations de l'atome d'hydrogène. En particulier, à de faibles abondances d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-7}$ , la population dans le niveau  $n = 2$  est réduite de plus de six ordres de grandeur, et la population dans le niveau  $n = 3$  est pratiquement inexistante, lorsque le formalisme de HM est inclus. Aussi, l'abondance de l'ion  $\text{H}^-$  est réduite d'un facteur supérieur à 300. Les écarts majeurs entre les deux formalismes pour les populations d'hydrogène n'affectent pas la population totale de l'atmosphère dominée par l'hélium neutre dans le fondamental. Ces différences indiquent plutôt que les fortes interactions entre les particules neutres (l'hélium  $\text{He I}$ ) et celles d'hydrogène perturbent les niveaux excités de

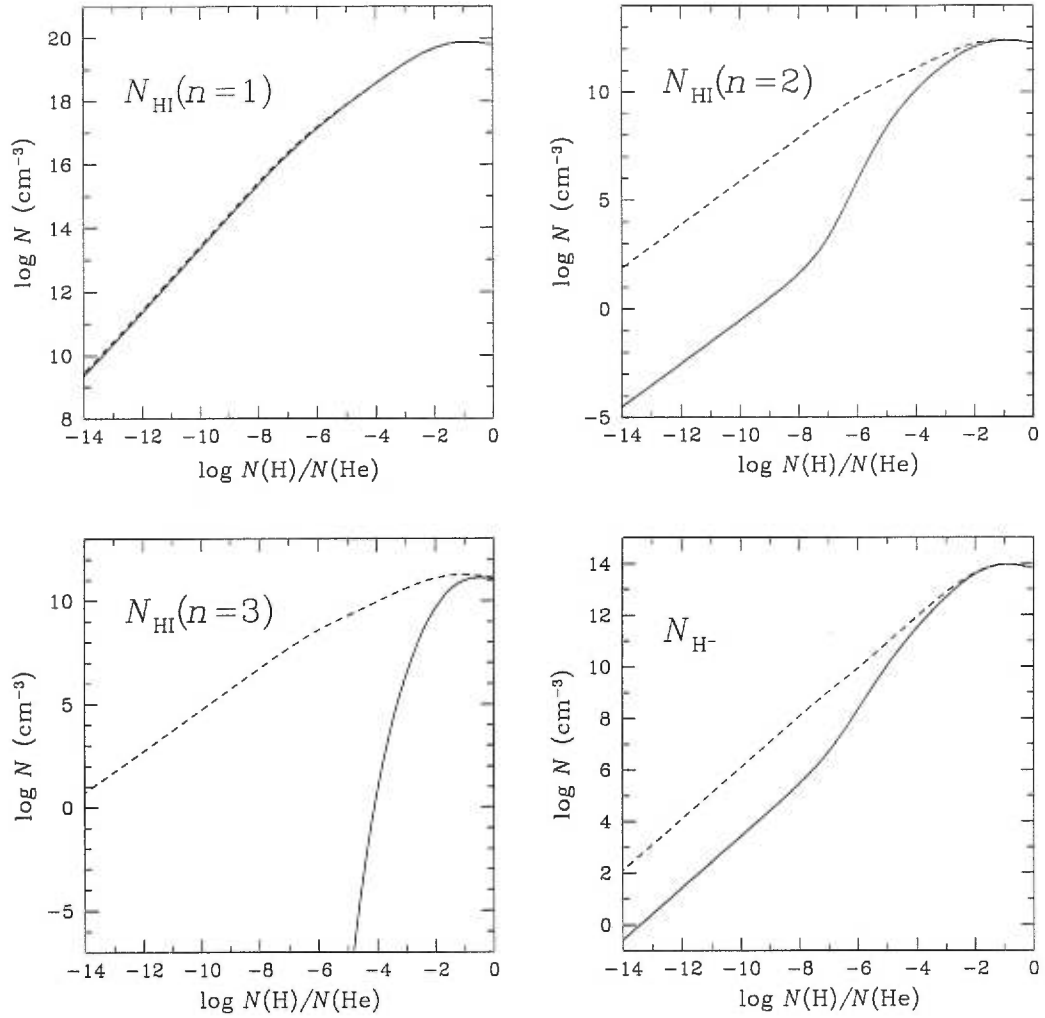


FIGURE 18. Populations ( $\text{cm}^{-3}$ ) d'hydrogène neutre HI dans les trois premiers niveaux atomiques ainsi que de l'ion  $\text{H}^-$  à la photosphère ( $\tau_{\text{R}} \sim 1$ ) de modèles d'atmosphères à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$  en fonction du rapport d'abondance  $N(\text{H})/N(\text{He})$ . Les courbes en *traits pleins* et en *traits en tirets* représentent le calcul des populations *avec* et *sans* le formalisme de probabilités d'occupation de HM, respectivement.

l'hydrogène, ce qui se traduit par un dépeuplement des populations des niveaux atomiques. La transition  $H\alpha$  n'est alors jamais permise pour des atmosphères riches en hélium ( $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-7}$ ).

Pour comprendre, du point de vue de la photométrie, l'évolution des naines blanches accrétant de l'hydrogène, nous devons étudier en détail le comportement des distributions d'énergie de ces objets. La Figure 19 compare la distribution d'énergie d'une atmosphère à composition mixte avec celles d'une atmosphère d'hydrogène pur et d'hélium pur pour différentes valeurs du rapport  $N(\text{He})/N(\text{H})$ . On remarque que, pour des abondances mixtes d'hydrogène et d'hélium  $N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-4}$ , l'allure des distributions d'énergie de ces atmosphères comporte de fortes similitudes avec celles des atmosphères d'hélium pur, et ce parce que l'opacité du continu est principalement contrôlée par l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$ . Cependant, pour  $10^{-3} \lesssim N(\text{H})/N(\text{He}) \lesssim 10^{-1}$ , les opacités de l'ion  $\text{H}^-$  et de l'absorption par collisions induites entre  $\text{H}_2$  et  $\text{He I}$  déforment de façon importante les distributions d'énergie. On remarque, en particulier, que le flux émergent de l'étoile souffre d'une déficience dans l'infrarouge, dans les bandes  $H$  et  $K$ . Cette diminution du flux est attribuée à une augmentation de l'opacité par collisions induites entre l'hydrogène moléculaire  $\text{H}_2$  et l'hélium neutre  $\text{He I}$ , qui représente une source d'opacité importante à ces compositions chimiques. Nous présentons, à la Figure 20, la contribution de cette opacité à l'opacité totale à différentes profondeurs optiques pour une atmosphère à  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-2}$  et  $T_{\text{eff}} = 6000$  K. On remarque que cette opacité représente la source d'absorption dominante dans les couches externes de l'atmosphère dans l'infrarouge ( $\log \nu \lesssim 14.4$ ). À noter aussi que la contribution de l'opacité de type lié-libre de  $\text{H}^-$  à l'opacité du continu n'est pas négligeable. D'un point de vue photométrique, les distributions d'énergie des modèles à compositions intermédiaires ne présentent aucune ressemblance avec celles de modèles à compositions riches en hydrogène ou riches en hélium. Pour  $N(\text{H})/N(\text{He}) \gtrsim 10^{-1}$ , la tendance s'inverse car les opacités de types libre-libre et lié-libre de  $\text{H}^-$  s'intensifient. Les

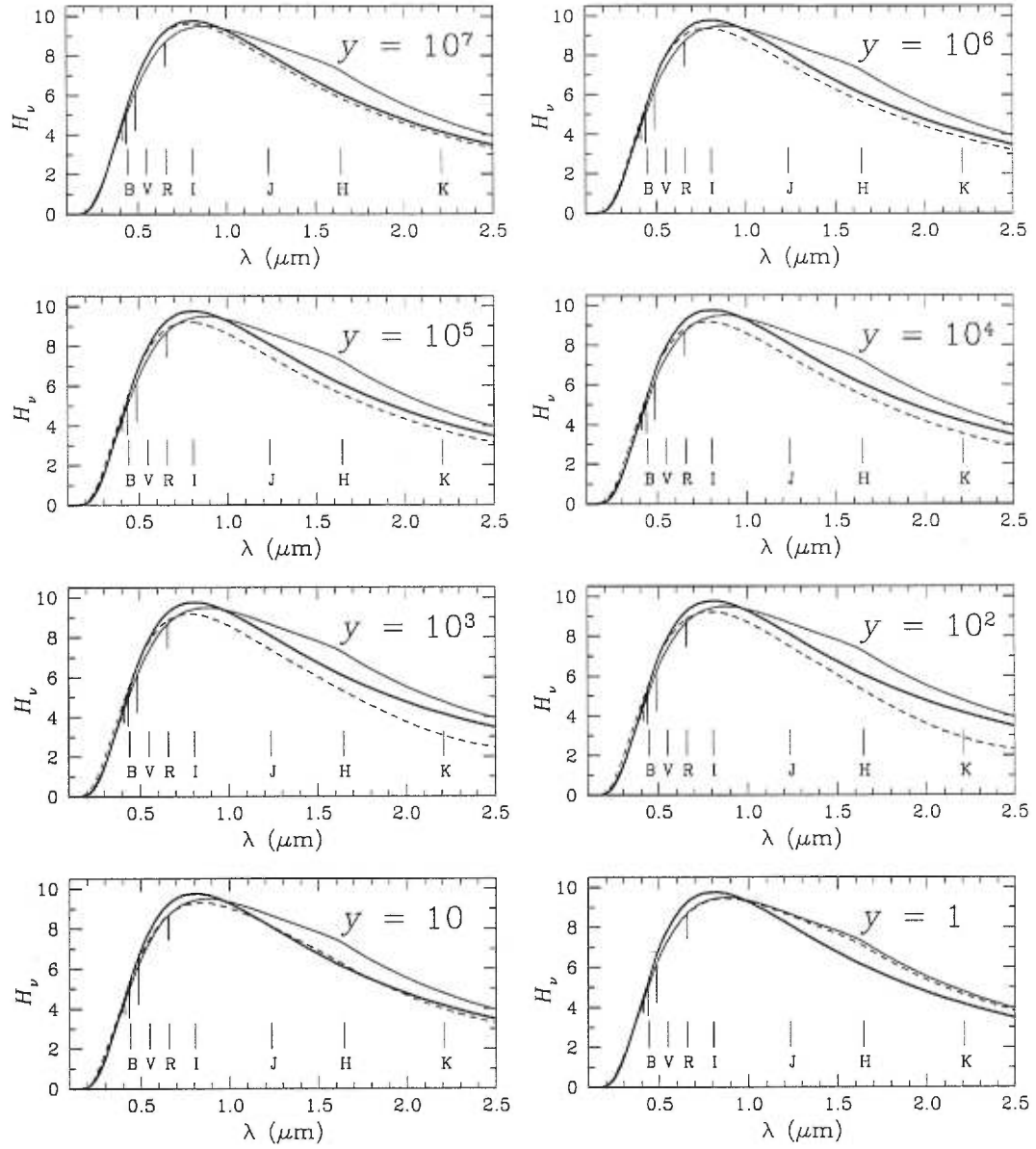


FIGURE 19. Distributions d'énergie ( $H_\nu$  représente le flux d'Eddington en unités de  $10^{-6}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Hz $^{-1}$  sr $^{-1}$ ) en fonction de la longueur d'onde (en  $\mu\text{m}$ ) pour des atmosphères à différentes compositions chimiques à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ . Chaque graphique montre une courbe en *trait plein gras* et une en *trait plein mince* qui représentent un modèle d'hélium pur et d'hydrogène pur, respectivement, ainsi qu'une courbe en *trait en tiret* qui fait référence à l'atmosphère à composition mixte d'hydrogène et d'hélium, dont la valeur  $y = N(\text{He})/N(\text{H})$  est indiquée sur le panneau.

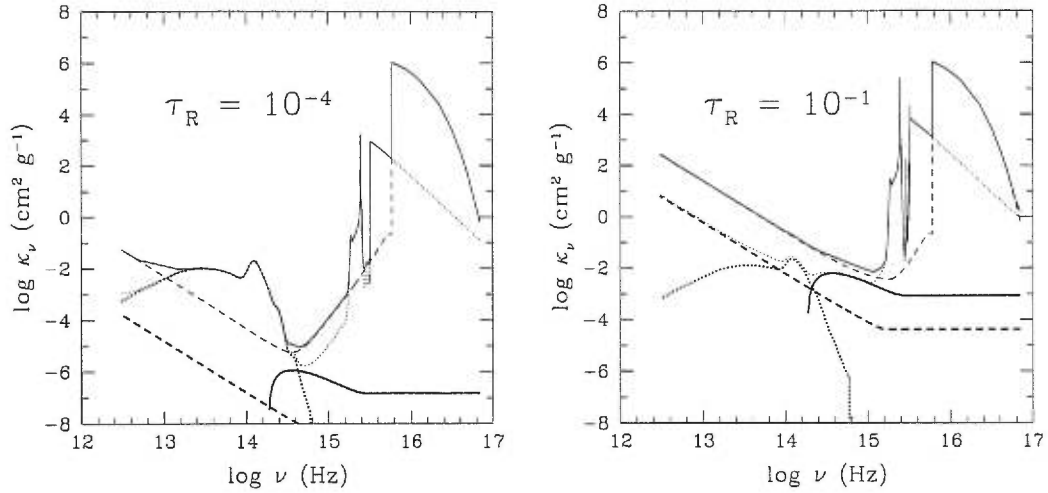


FIGURE 20. Opacité monochromatique (cm<sup>2</sup> g<sup>-1</sup>) associée à l'absorption par collisions induites entre H<sub>2</sub> et He I (*en trait pointillé gras*) en fonction de la fréquence (Hz) à différentes profondeurs optiques (indiquées sur chaque panneau) d'une atmosphère à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K,  $\log g = 8.0$  et  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-2}$ . L'opacité totale est en *trait plein mince*, l'opacité totale de l'hélium en *trait en tiret*, l'opacité totale de l'hydrogène en *trait pointillé*. Aussi, la contribution de l'opacité de type lié-libre de H<sup>-</sup> est représentée par la courbe en *trait plein gras* et l'opacité de type libre-libre de H<sup>-</sup> en *trait en tiret gras*.

distributions d'énergie peuvent alors être représentées par celles d'atmosphères riches en hydrogène. On remarque la forte ressemblance des distributions d'énergie pour des atmosphères composées d'égales quantités d'hydrogène et d'hélium ( $N(\text{H})/N(\text{He}) = 1$ ) avec celles d'hydrogène pur ( $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0$ ).

Afin de déterminer l'abondance chimique pour laquelle la raie H $\alpha$  apparaîtrait dans les spectres, nous avons tracé les spectres synthétiques de modèles à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K à différentes compositions chimiques. La Figure 21 illustre l'évolution du profil de la raie H $\alpha$  à ces conditions. Nos modèles prévoient l'apparition de cette raie, à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, autour d'une abondance d'hélium de  $y = 25$ , ce qui correspond à une abondance d'hydrogène de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-1.4}$ . Cette

abondance est un critère observationnel, basé sur la capacité d'un observateur à identifier la raie  $H\alpha$  dans un spectre à rapport signal sur bruit comparable à ceux de BRL. En effet, BRL ont déterminé les limites d'abondance d'hydrogène dans les étoiles riches en hélium. Ces limites, qui dépendent sensiblement de l'intervalle de température considéré, ont été obtenues en calculant l'abondance

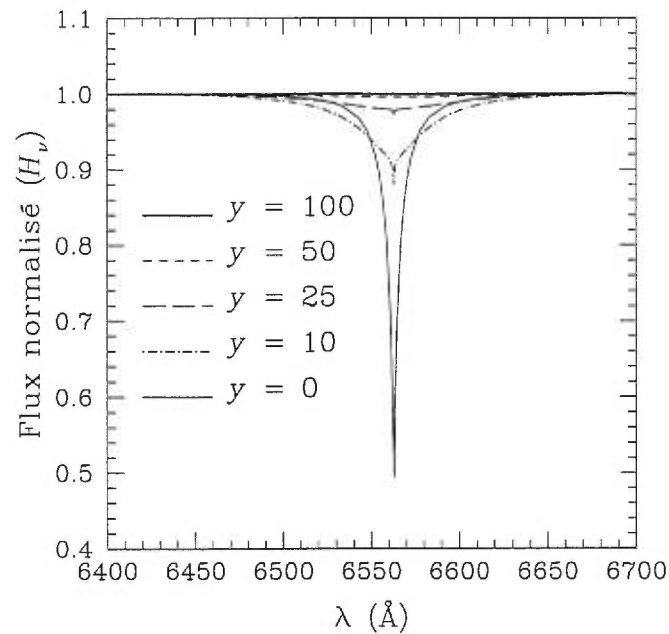


FIGURE 21. Profil de la raie  $H\alpha$  pour différents modèles d'atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ . Chaque courbe est indiquée sur le graphique par une valeur du paramètre  $y = N(\text{He})/N(\text{H})$ . L'échelle en ordonnée varie de 0.4 à 1.1 et représente le flux  $H_\nu$  normalisé.

d'hydrogène pour laquelle une faible raie  $H\alpha$  est produite juste au-dessus du seuil de détection. Par exemple, pour des naines blanches d'une température effective d'environ 6500 K, nos résultats indiquent l'absence de la raie  $H\alpha$  pour des rapports d'abondances d'hydrogène et d'hélium  $N(\text{H})/N(\text{He})$  inférieurs à  $10^{-2}$ ; dans ce contexte, on définit l'absence de la raie par une profondeur centrale inférieure à 5%. Pour nos modèles à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, nous avons alors adopté une déviation

d'au plus 3% par rapport au spectre d'une atmosphère d'hélium et avons alors arrêté notre choix sur la valeur de  $y = 25$ . À  $T_{\text{eff}} = 6000$  K, l'étoile est donc classée spectroscopiquement de type non-DA si  $y > 25$  ( $N(\text{H})/N(\text{He}) < 10^{-1.4}$ ) et de type DA si  $y \leq 25$  ( $N(\text{H})/N(\text{He}) \geq 10^{-1.4}$ ).

La Figure 21 indique que la profondeur centrale de la raie augmente rapidement à mesure que la naine blanche accrète de l'hydrogène. Ce comportement s'explique par l'augmentation abrupte de la probabilité d'occupation du niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène qui peuple alors rapidement le deuxième niveau excité de l'hydrogène (revoir les Figures 17 et 18). Aussi, pour des abondances d'hydrogène  $N(\text{H})/N(\text{He}) \geq 10^{-1.4}$ , l'élargissement de van der Waals devient significatif, ce qui par conséquent élargit le profil de la raie (Bergeron, Wesemael et Fontaine 1991).

En conclusion, nos modèles théoriques prédisent que la structure thermodynamique de l'atmosphère riche en hélium d'une étoile naine blanche est extrêmement sensible au mécanisme d'accrétion d'hydrogène. Lorsque l'étoile atteint une abondance d'hydrogène de  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-7}$ , l'ionisation thermique de l'hydrogène devient importante à un tel point que la densité électronique augmente et favorise ainsi l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$ . Cette source d'absorption est l'opacité la plus importante dans les atmosphères riches en hélium dans le domaine spectral où le flux émergent est important. L'augmentation de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  fait chuter progressivement la pression gazeuse. Au moment où l'étoile a accru suffisamment d'hydrogène pour que son abondance atteigne  $N(\text{H})/N(\text{He}) \sim 10^{-2}$  à la photosphère, les conditions thermodynamiques sont telles que le processus de recombinaison de l'ion  $\text{H}^-$  s'enclenche. La pression atmosphérique chute alors rapidement et les propriétés physiques de l'étoile d'atmosphère riche en hélium tendent alors vers celles d'une atmosphère riche en hydrogène. Si une étoile de type non-DA accrète assez d'hydrogène lorsqu'elle se refroidit, elle devrait éventuellement se transformer en une étoile normale de

type DA par ce mécanisme classique d'accrétion d'hydrogène. Cette transition s'effectuerait cependant *graduellement* dans le temps. Selon les résultats de Bergeron, Wesemael et Beauchamp (1995), lors de son refroidissement, une naine blanche de type non-DA à  $\sim 10,000$  K pourrait prendre plus de 2 milliards d'années pour se refroidir à une température de  $\sim 6000$  K.

Nos simulations d'accrétion d'hydrogène indiquent que l'hydrogène ne peut se dissimuler dans l'atmosphère par les effets de destruction des niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène et de l'ion  $H^-$ . Malgré la présence de ces effets dans les atmosphères très riches en hélium, l'opacité de type libre-libre de  $He^-$  joue le rôle principal en contrôlant le flux émergent ainsi que la pression atmosphérique. La transition de non-DA à DA qui s'effectuerait soudainement selon le modèle d'accrétion d'hydrogène de BRL reste par conséquent improbable. Ce modèle n'est pas en mesure d'expliquer cette transition à  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K, et doit donc être rejeté.



## CHAPITRE 4

### Quelques alternatives au modèle de BRL

#### 4.1 Détermination de la composition chimique

Puisque le modèle d'accrétion de BRL n'est pas en mesure d'expliquer la transition de non-DA à DA, et ne permet pas de comprendre la nature des étoiles particulières, nous avons dû reconsidérer la possibilité de reproduire les observations de ces étoiles avec des compositions d'hélium pur et des compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium. Nous avons montré, au Chapitre 2, que les modifications les plus importantes apportées aux modèles d'atmosphères froids sont reliées à l'inclusion de façon cohérente de la molécule  $\text{He}_2^+$  dans l'équilibre d'ionisation. Pour cette raison, nous avons tenté de déterminer la composition chimique de ces étoiles, de la même façon que BRL, par une analyse photométrique et spectroscopique, en supposant que la molécule  $\text{He}_2^+$  pouvait jouer un rôle non-négligeable sur la détermination des paramètres atmosphériques des étoiles particulières. Nous nous restreignons ici à l'analyse d'une seule étoile, WD 0000-345, qui représente un des cas les plus extrêmes, avec une température effective ( $T_{\text{eff}} = 6270$  K) à peine supérieure à la température de transition  $T_{\text{eff}} \sim 6100$  K.

La procédure de détermination des paramètres atmosphériques des étoiles naines blanches est décrite de façon détaillée dans BRL (voir section 5.1). Mentionnons toutefois que l'analyse se divise en deux grandes étapes. La première étape représente la détermination du meilleur modèle d'atmosphère — paramétrisé par  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $y = N(\text{He})/N(\text{H})$  — pouvant reproduire les observations

photométriques dans sept bandes passantes différentes,  $B, V, R, I$  dans le visible et  $J, H, K$  dans l'infrarouge. La seconde étape implique le calcul d'un spectre synthétique dans le visible à partir de la solution trouvée précédemment, afin de vérifier qu'elle reproduise de façon adéquate le profil de la raie  $H\alpha$  observée. Ces deux étapes assurent que l'ensemble choisi de paramètres ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $y$ ) permet de reproduire à la fois les données photométriques et le spectre observé.

Les Figures 22 et 23 illustrent les différentes solutions possibles pour l'étoile particulière WD 0000-345 pour des abondances d'hélium pur ainsi que pour différentes abondances mixtes d'hydrogène et d'hélium. Pour chaque solution, les paramètres de modélisation sont indiqués sur les panneaux des distributions d'énergie. Les panneaux des spectres synthétiques (en trait gras), quant à eux, réfèrent à la solution des distributions d'énergie.

Malgré la bonne concordance entre le spectre synthétique et celui observé (pas de raie  $H\alpha$ ), la nouvelle paramétrisation pour la solution d'hélium pur ne diffère pas énormément de celle de BRL (voir Tableau 2 de BRL) et la distribution d'énergie pose encore les mêmes problèmes : les flux en  $B$  et  $K$  sont sous-estimés par rapport aux flux observés alors que celui en  $I$  est surestimé. À une composition chimique très riche en hélium de ( $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-4}$  ou  $y = 10^4$ ), on observe quelques modifications dans la paramétrisation de l'étoile ; la distribution d'énergie de l'étoile reste toutefois inchangée par rapport à celle d'une composition d'hélium pur. Les solutions à compositions chimiques intermédiaires ( $N(\text{H})/N(\text{He}) \gtrsim 10^{-2}$  ou  $y \lesssim 10^2$ ), montrent des changements évidents dans la distribution d'énergie de l'étoile. Pour une composition chimique de  $N(\text{H})/N(\text{He}) = 10^{-2}$ , les flux du modèle augmentent en  $B, V, R$  et  $I$  alors que ceux en  $H$  et  $K$  diminuent de façon significative. Tel que nous l'avons discuté au Chapitre 3, ces modèles particuliers sont représentatifs d'atmosphères à compositions intermédiaires, et ne partagent aucune des caractéristiques typiques des atmosphères d'hydrogène ou d'hélium. La dépression dans les bandes

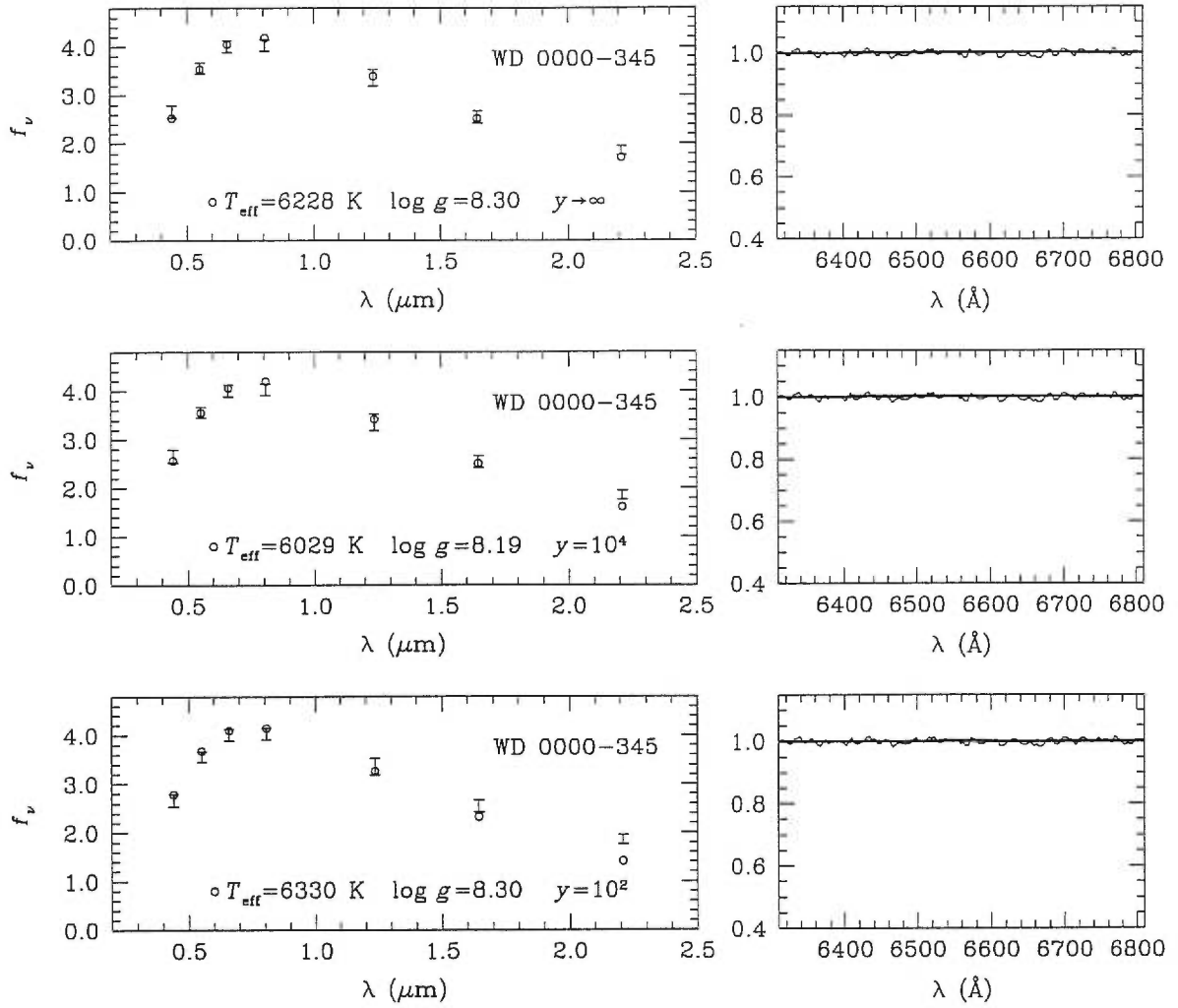


FIGURE 22. Distributions d'énergie de l'étoile particulière WD 0000-345 en fonction de la longueur d'onde (en  $\mu\text{m}$ ) superposées à des modèles d'hélium pur  $y \rightarrow \infty$  ainsi que des modèles riches en hélium  $y = 10^4$  et  $y = 10^2$  (*cercles vides*).  $f_\nu$  est en unité de  $10^{-26} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$  et les paramètres des modèles sont indiqués au bas de chaque figure. Les flux observés dans les bandes passantes  $B, V, R, I, J, H$  et  $K$  sont représentés par les barres avec leurs incertitudes respectives. Dans les panneaux de droite, les spectres observés sont représentés en *trait mince*. Les profils synthétiques (flux relatif en fonction de la longueur d'onde en Angström) en *trait gras* sont calculés à partir des paramètres atmosphériques correspondant à la solution  $y$  indiquée dans les panneaux de gauche, et sont superposés aux observations.



passantes  $H$  et  $K$  de ces atmosphères froides est due à l'importance de l'absorption par collisions induites entre  $H_2$  et  $He\ I$ , qui réduit appréciablement le flux. L'augmentation du flux du visible est alors une conséquence de cette opacité qui redistribue le flux de l'étoile dans tout le domaine spectral par conservation du flux ( $H \equiv \sigma T_{\text{eff}}^4 / 4\pi$ ). À noter qu'à cette composition, le spectre de l'étoile est très bien reproduit par le spectre théorique, qui ne prédit pas la raie  $H\alpha$ .

Pour des abondances  $N(H)/N(He) \gtrsim 10^{-1.5}$  ( $y \lesssim 30$ ), on constate une remontée des flux dans l'infrarouge et une diminution dans le visible. Dans ce nouveau régime d'abondance, les modifications sont causées par l'augmentation significative des opacités de types lié-libre et libre-libre de  $H^-$  dans l'atmosphère. Les spectres synthétiques commencent alors à montrer une raie  $H\alpha$  très élargie car l'élargissement de van der Waals devient important et le niveau  $n = 3$  de l'atome d'hydrogène se peuple rapidement (Figure 18) sous l'effet de l'augmentation abrupte de la probabilité d'occupation de ce niveau. Lorsque l'atmosphère atteint une composition chimique de  $N(H)/N(He) \sim 10^{-1.3}$  ( $y \sim 20$ ), les distributions d'énergie s'apparentent beaucoup à celles d'atmosphères d'hydrogène pur, sauf en  $K$  où le flux est légèrement sous-estimé par rapport à l'observation. À ces compositions chimiques, la raie  $H\alpha$  apparaît de façon évidente, en particulier à  $N(H)/N(He) \sim 10^{-1}$  ( $y = 10$ ), ce qui entre en conflit avec le spectre observé.

Une composition chimique d'hélium pur ne permet donc pas de reproduire adéquatement les distributions d'énergie des étoiles particulières froides, et ce même avec un programme de modèles d'atmosphères plus réaliste où la molécule  $He_2^+$  a été incluse dans un calcul cohérent de la densité électronique. Les différences observées au Chapitre 2 à faible température dans la structure de l'atmosphère (Figure 9) n'ont donc aucun effet sur la distribution d'énergie de l'étoile. L'exploration des différentes solutions d'atmosphères à compositions intermédiaires pour ces objets confirme, une fois de plus, les résultats obtenus de BRL. Nous ne trouvons aucun régime de compositions chimiques intermédiaires

dans lequel l'opacité du continu est dominée par celle de l'ion  $\text{H}^-$ . Une étoile particulière ne peut nous apparaître simultanément riche en hydrogène, d'un point de vue photométrique, alors que la raie  $\text{H}\alpha$  est absente. Cette analyse suggère que les étoiles particulières froides ne peuvent posséder une atmosphère à composition mixte. Tel que discuté par BRL, ceci confirme la rareté des étoiles froides contenant des quantités non-négligeables d'hydrogène dans une atmosphère dominée par l'hélium (pour des températures  $T_{\text{eff}} \lesssim 10,000$  K dans l'échantillon de BRL). Par conséquent, le modèle classique d'accrétion d'hydrogène ne peut s'appliquer à la détermination de la composition chimique des étoiles particulières. Tout porte à croire que la plupart des étoiles naines blanches froides peuvent être modélisées soit à partir d'atmosphères d'hydrogène pur, soit à partir d'atmosphères riches en hélium. En l'absence de  $\text{H}\alpha$ , nous ne pouvons donc que tenter de reproduire les observations photométriques et spectroscopiques de nos étoiles particulières avec des modèles riches en hélium.

#### 4.2 Nouveaux coefficients d'absorption de $\text{He}^-$

Le programme de modèles d'atmosphères utilise les valeurs théoriques des sections efficaces de  $\text{He}^-$  tabulées par John (1968) (pour  $T \leq 25,200$  K) et Bell *et al.* (1982) (pour  $T \leq 10,080$  K). De nouveaux calculs des coefficients d'absorption de  $\text{He}^-$  ont été publiés par John (1994), et montrent des différences appréciables avec ceux de Bell *et al.* (1982), notamment à faibles températures où les valeurs de Bell *et al.* (1982) surestiment l'absorption (voir la Figure 4 de John 1994). Ces résultats nous ont donc incités à inclure les nouvelles sections efficaces dans le programme afin de vérifier si elles pourraient contribuer à améliorer l'accord entre nos modèles et les observations des étoiles particulières.

La Figure 24 illustre les changements apportés à la distribution d'énergie d'une atmosphère pure en hélium. Malgré quelques changements mineurs dans la structure de l'atmosphère en surface, il n'y a pratiquement aucune différence

dans les distributions d'énergie entre les deux types de calculs. Par conséquent, l'inclusion des nouvelles sections efficaces dans le calcul des opacités n'améliore pas la qualité des flux des modèles théoriques dans les distributions d'énergie. Nous restons donc incapables de reproduire adéquatement les observations des étoiles particulières à partir de modèles d'hélium pur.

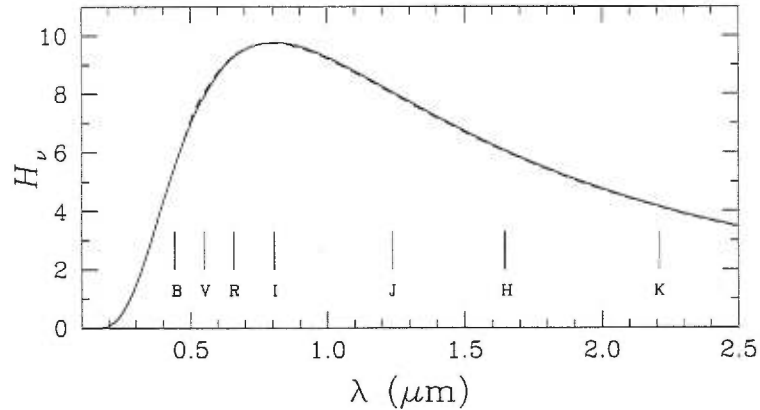


FIGURE 24. Distribution d'énergie  $H_\nu$  ( $10^{-6}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Hz $^{-1}$  sr $^{-1}$ ) d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ . La courbe *en trait plein* représente le flux émergent où les coefficients d'absorption sont de Bell *et al.* (1982) tandis que la courbe *en trait en tiret* tient compte des nouvelles sections efficaces de John (1994).

### 4.3 Étoiles particulières *vs* étoiles de type DZ

Malgré l'impossibilité de reproduire simultanément les données photométriques et spectroscopiques des étoiles particulières, le programme de modèles d'atmosphères est, cependant, en mesure de reproduire les observations des étoiles de type DZ sans problème. Il s'agit là, on s'en souviendra, d'étoiles dont l'atmosphère est dominée par l'hélium mais dont le spectre révèle seulement des raies d'éléments lourds. La Figure 2 du Chapitre 1 (graphique du milieu) illustre le meilleur modèle d'hélium pur capable de reproduire la distribution d'énergie de

ce type d'étoile<sup>1</sup>. Les étoiles particulières, quant à elles, présentent des caractéristiques photométriques et spectroscopiques différentes des autres étoiles riches en hélium (telles les DZ). De plus, le spectre des étoiles particulières ne montre aucune raie et celles-ci sont alors toutes classées spectroscopiquement de type DC.

Généralement, les étoiles de type DZ se distinguent aussi de celles de type DC par la densité électronique dans leur atmosphère. L'atmosphère d'une étoile DZ contient plus d'électrons libres que celle d'une DC car les éléments lourds des étoiles DZ possèdent la propriété d'être d'excellents donneurs d'électrons. Les faibles potentiels d'ionisation des métaux favorisent ainsi la contribution d'électrons libres au plasma par ionisation thermique. Les pressions atmosphériques dans les étoiles de type DZ sont donc moins élevées que celles des étoiles de type DC (l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  est plus importante dans les étoiles de type DZ que dans celles de type DC). Se pourrait-il alors que l'atmosphère des étoiles particulières soit pure en hélium mais dans un régime où notre programme de modèles d'atmosphères serait inadéquat à la modélisation de ces étoiles ?

Afin de tenter de reproduire les étoiles particulières avec des abondances d'hélium pur, nous avons réduit l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  d'un facteur 100 dans nos modèles. Cette expérience repose sur l'idée que le nombre d'électrons libres est peut-être surestimé dans les atmosphères des étoiles particulières, ce qui modifierait l'opacité du continu et donc la distribution d'énergie de l'étoile. On considère donc un régime physique où les pressions sont encore plus élevées. En réduisant arbitrairement l'importance relative de l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$ , on permet alors une certaine compétitivité (dans le visible) entre deux sources d'absorption : l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  et l'opacité due à la diffusion de Rayleigh sur He I. Par conséquent, on s'attend à observer des changements dans les profils de l'opacité du continu et dans la distribution d'énergie ;

---

<sup>1</sup>Voir la Figure 16 de BRL pour d'autres exemples d'étoiles de type DZ.



les distributions d'énergie des étoiles particulières devraient différer des modèles d'hélium pur.

La Figure 25 illustre les changements dans le profil de la distribution d'énergie d'une atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K. On remarque que l'allure de la distribution d'énergie du modèle où l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  est réduite est considérablement modifiée par rapport au modèle d'hélium pur. On constate des augmentations appréciables du flux, surtout dans les bandes du visible là où le flux émis est le plus important, soit en  $V$ ,  $R$  et  $I$ , de même qu'une diminution du flux en  $B$ . Or, puisque les flux théoriques sont déjà surestimés en  $R$  et  $I$  et sous-estimés en  $B$  dans un modèle d'atmosphère d'hélium pur (revoir la Figure 22), les modifications apportées à la distribution d'énergie résultent en des écarts encore plus grands des flux par rapport aux observations. Par conséquent, les propriétés photosphériques des étoiles particulières ne peuvent être modélisées avec des atmosphères d'hélium pur où la densité électronique serait réduite.

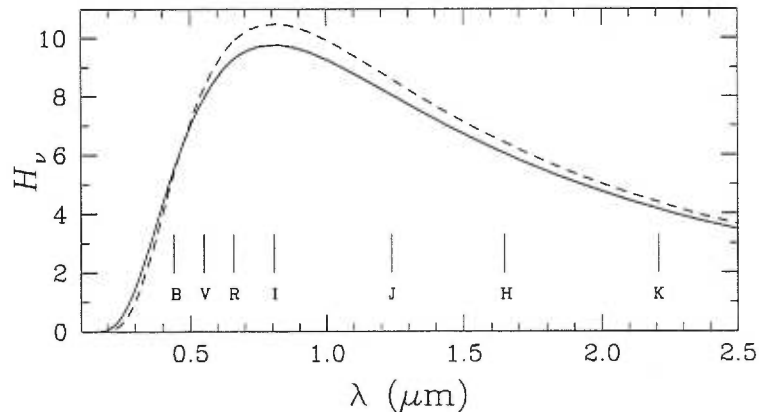


FIGURE 25. Distribution d'énergie  $H_\nu$  ( $10^{-6}$  erg  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$   $\text{Hz}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$ ) d'un modèle d'atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ . La courbe en *trait plein* représente le flux émergent pour un modèle d'hélium pur alors que celle en *trait en tiret* représente un modèle d'hélium pur où l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  a été réduite arbitrairement d'un facteur 100.

#### 4.4 La molécule $\text{He}_2$

L'impossibilité de reproduire les étoiles particulières de type DC avec des atmosphères d'hélium pur porte à croire que notre programme de modèles d'atmosphères n'est pas adéquat pour modéliser toutes les étoiles froides. Il se pourrait donc que notre équation d'état ou notre calcul de l'opacité du continu ne soit pas approprié aux conditions physiques des étoiles de type DC. On pourrait, entre autres, soupçonner l'existence d'une source d'opacité manquante dans le calcul des opacités. Cette source d'opacité posséderait deux propriétés importantes.

Étant donné que les distributions d'énergie des étoiles particulières sont bien reproduites par des modèles d'hydrogène pur, le profil de l'opacité du continu de ces étoiles devrait donc s'apparenter à celui des atmosphères d'hydrogène pur. La Figure 26 illustre l'allure de l'opacité du continu à la photosphère d'une atmosphère pure en hydrogène à 6000 K. Nous avons aussi superposé les contributions des opacités les plus significatives à l'opacité totale. Dans le domaine spectral où le flux émis est important, l'opacité du continu d'une atmosphère d'hydrogène ne diffère de celle d'une atmosphère d'hélium que principalement par la source d'absorption dominante de type lié-libre de  $\text{H}^-$  située dans le visible et l'infrarouge ( $14.0 \lesssim \log \nu \lesssim 15.0$ ). La source d'opacité manquante devrait donc contribuer dans ce domaine de fréquences, même à  $1.64 \mu\text{m}$  ( $\log \nu \sim 14.3$ ), ce qui donnerait à l'atmosphère une distribution d'énergie similaire à celle d'une atmosphère d'hydrogène pur sans toutefois montrer la bosse caractéristique en  $H$ .

Puisque le programme de modèles d'atmosphères est adéquat pour modéliser les étoiles de type DZ, cette nouvelle source d'opacité devrait donc être indépendante de la densité électronique (une opacité de type lié-libre, par exemple) et n'affecterait par conséquent que les étoiles particulières de type DC. Lorsque le nombre d'électrons augmente dans le plasma, cette source d'opacité disparaîtrait pour devenir complètement négligeable dans le profil de l'opacité du continu, ce

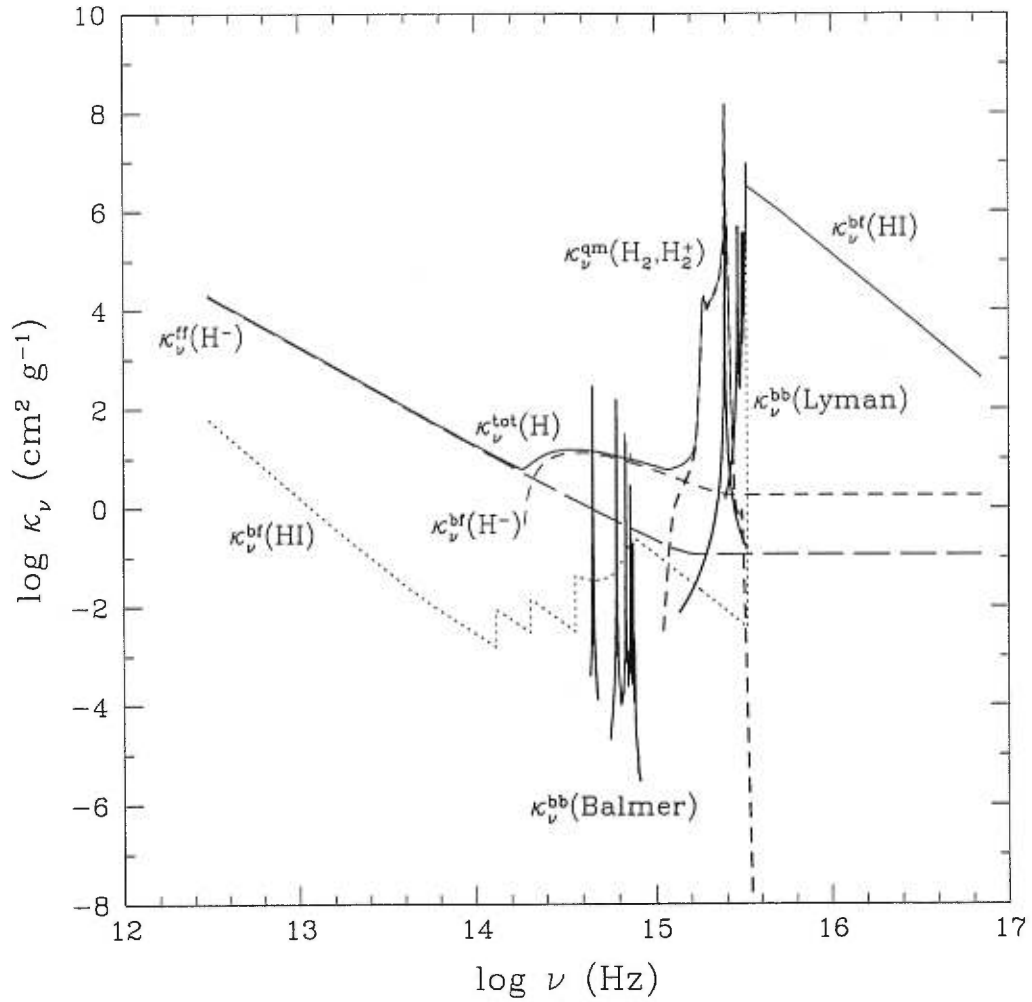


FIGURE 26. Différentes contributions des opacités monochromatiques ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ ) à la photosphère ( $\tau_R \sim 1$ ) d'un modèle d'atmosphère d'hydrogène pur à  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$  et  $\log g = 8.0$  en fonction de la fréquence (Hz). L'opacité totale est représentée par la courbe en *trait plein* alors que les contributions sont indiquées pour chaque courbe. À noter que les indices en exposant ff signifient : libre-libre, bf: lié-libre, bb: lié-lié et qm: quasimoléculaire.

qui permettrait toujours de reproduire les distributions d'énergie des étoiles de type DZ. Ces deux caractéristiques de l'opacité manquante pourrait peut-être reproduire les 7 étoiles particulières.

Nous savons que dans les atmosphères froides ( $T_{\text{eff}} = 6000$  K) riches en hélium, la principale source d'opacité dans le continu est l'opacité de type libre-libre de  $\text{He}^-$  qui nécessite la présence d'électrons libres. Récemment, Beauchamp (1998) a discuté brièvement de l'importance de la molécule neutre  $\text{He}_2$  dans le calcul des opacités. La formation de la molécule  $\text{He}_2$  dépend de l'espèce chimique la plus dominante de l'atmosphère, l'hélium neutre, dont l'abondance est  $10^{10}$  fois supérieure à celle des électrons à la photosphère des étoiles de type DB froides. Pour cette raison, il estime que le nombre total de collisions entre les atomes d'hélium pourrait impliquer que la contribution de la molécule  $\text{He}_2$  à l'opacité totale soit grande — malgré la faible durée de vie de cette molécule. Nous nous sommes donc intéressés à cette molécule afin de comprendre un peu mieux le rôle qu'elle pourrait jouer dans une atmosphère riche en hélium.

La molécule  $\text{He}_2$  existe sous plusieurs formes en raisons de ces nombreux états liés. Une de ces multiples configurations est le résultat de la rencontre de deux atomes d'hélium neutre dans leur état fondamental (les deux électrons dans le niveau  $1s^2\ ^1S$ ). Cette fusion forme alors une molécule de  $\text{He}_2$  dans le niveau  $X\ ^1\Sigma_g^+$ , dite *instable*<sup>2</sup>. Cette molécule a une énergie de dissociation très faible de seulement 0.001 eV (Allen 1973). Il existe aussi une autre façon de former la molécule  $\text{He}_2$  via l'association d'un atome d'hélium neutre dans son état fondamental et d'un atome d'hélium neutre dans le second niveau excité  $1s2s\ ^1S$ . Cette molécule de  $\text{He}_2$  dans l'état  $A\ ^1\Sigma_u^+$  est *stable*<sup>3</sup>, et son énergie de dissociation est

---

<sup>2</sup>La molécule  $\text{He}_2$  instable possède 2 électrons liants et 2 électrons antiliants dont la configuration électronique s'écrit comme  $(\sigma_g 1s)^2(\sigma_u 1s)^2$ ; voir Herzberg (1950).

<sup>3</sup>L'état  $A\ ^1\Sigma_u^+$  dans la configuration électronique  $(\sigma_g 1s)^2(\sigma_u 1s)(\sigma_g 2s)$  est stable car le nombre d'électrons liants (3) est supérieur au nombre d'électrons antiliants (1).

d'environ  $D_0 \simeq 2.50$  eV selon Ginter et Brown (1972). Finalement, on peut former une molécule de  $\text{He}_2$  si un atome d'hélium neutre dans son état fondamental s'associe avec un atome d'hélium neutre dans son premier niveau excité  $1s2s^3S$ . Cette molécule dans l'état  $a^3\Sigma_u^+$  est dite *métastable*<sup>4</sup> et possède une énergie de dissociation d'environ 2.60 eV (Herzberg 1950) — énergie supérieure à celle de la molécule  $\text{He}_2$  stable dans l'état  $A^1\Sigma_u^+$ .

La question de la stabilité est d'un intérêt particulier ici, car on s'intéresse à la population de cette molécule dans une atmosphère d'hélium pur. Une molécule est dite *physiquement stable* si son état fondamental est stable, ce qui veut dire si le niveau fondamental possède un potentiel minimum appréciable tel que l'énergie du plus faible niveau vibrationnel soit plus petite que l'énergie des atomes séparés dans leur état fondamental. Cette stabilité physique se distingue de la stabilité chimique. On dit qu'une quelconque molécule est *chimiquement stable* seulement si, même sous l'effet des collisions avec d'autres molécules de même types à faibles températures, elle est stable pour une durée appréciable. Certaines molécules peuvent être stables du point de vue physique mais pas du côté chimique. La molécule  $\text{He}_2$  résultant de l'association de deux atomes d'hélium neutre dans leur état fondamental est un exemple de molécule qui est physiquement (et possiblement chimiquement) instable. Malgré ses nombreux états excités stables, son état le plus faible n'a pas de potentiel minimum du type décrit.

Aslan (1998) étudie la molécule  $\text{He}_2$  de façon détaillée dans le contexte des atmosphères riches en hélium dans le but d'évaluer l'importance de différentes molécules (diatomiques ou polyatomiques) sur la structure des modèles d'atmosphères des étoiles naines blanches froides. Cette étude est motivée, partiellement, par l'existence d'une nouvelle classe d'étoiles  $\text{C}_2\text{H}$  définies par Schmidt, Bergeron

---

<sup>4</sup>Une molécule dans l'état  $n$  est métastable si aucune transition ne peut s'effectuer de l'état  $n$  à  $n'$ importe quel état d'énergie plus faible. Le temps de vie moyen  $\tau$  du niveau  $n$  est alors beaucoup plus grand que celui des niveaux où des transitions sont permises.

et Fegley (1995).

Plusieurs travaux concernant cette molécule ont été effectués en laboratoire au début du siècle. Le spectre visible d'émission de  $\text{He}_2$ , qui provient de décharges gazeuses, permet de déduire que la structure de cette molécule est probablement formée d'un atome excité d'hélium neutre et d'un atome d'hélium neutre dans son état fondamental. Aslan (1998) suggère que, en laboratoire, les pressions (et donc les distances interparticules) dans l'hélium fluide, plutôt que dans l'hélium gazeux, sont semblables à celles présentes dans la photosphère des naines blanches froides. Les expériences en laboratoire indiquent que ces conditions physiques permettent la formation de la molécule  $\text{He}_2$ .

Pour un modèle d'atmosphère d'hélium pur à  $T_{\text{eff}} = 6000$  K et  $\log g = 8.0$ , nos calculs montrent que la pression est de l'ordre de  $9.5 \lesssim \log P \lesssim 11.5$  et la densité totale de particules se situe dans l'intervalle  $21.6 \lesssim \log N \lesssim 23.5$  pour des profondeurs optiques comprises dans  $10^{-5} \lesssim \tau_{\text{R}} \lesssim 10^2$ . À ces conditions physiques, la distance moyenne entre les atomes d'hélium neutre est typiquement de l'ordre de  $0.9\text{--}3.9$  Å. Selon Aslan (1998), ces conditions dites fluides favorisent la formation de la molécule  $\text{He}_2$  dans ce plasma. Cependant, la réaction à l'équilibre du type



ne peut s'établir puisque le niveau fondamental de la molécule  $\text{He}_2$  est physiquement instable et donc n'existe pas. On parle plutôt d'une quasi-molécule de  $\text{He}_2$  qui se forme lorsque la pression atmosphérique ambiante force deux atomes d'hélium neutre à se rapprocher l'un de l'autre au point de permettre des transitions dans cette "molécule". L'équilibre de dissociation de la molécule  $\text{He}_2$  ne peut donc pas s'appliquer ici pour déterminer la population de cette quasi-molécule.

Afin de déterminer la contribution de la population de la quasi-molécule  $\text{He}_2$  dans une atmosphère froide dominée par l'hélium, Aslan (1998) se fonde sur une technique indirecte, basée sur la similitude des états excités de  $\text{He}_2$  et de

$C_2$ . Il détermine ainsi la densité de quasi-molécule  $He_2$  à partir de la population de la molécule  $C_2$ . De cette manière, il peut calculer la pression partielle de  $He_2$ . Ses résultats indiquent que, pour un modèle d'atmosphère riche en hélium à  $T_{\text{eff}} = 5000$  K,  $\log g = 8.0$ ,  $N(C)/N(\text{He}) = 10^{-6}$  et  $N(O)/N(\text{He}) = 10^{-7}$ , la pression partielle de  $He_2$  ( $\log P/P_{\text{tot}} \lesssim -6$ ) domine, par un facteur 10, celle de la molécule  $C_2$  partout dans l'atmosphère.

La pression partielle non-négligeable de la quasi-molécule  $He_2$  signifie que son abondance est relativement importante dans les atmosphères froides riches en hélium. La comparaison de l'abondance de  $He_2$  avec les autres espèces chimiques de l'atmosphère suggère que, même si la densité de cette quasi-molécule est plus de 6 ordres de grandeur inférieure à la densité totale de particules à la photosphère,  $He_2$  représente néanmoins l'espèce moléculaire dominante. Seule l'hélium neutre dans son niveau fondamental est plus abondant. L'abondance importante de la quasi-molécule  $He_2$  à la photosphère de modèles froids ( $T_{\text{eff}} \lesssim 7000$  K) d'hélium pur pourrait alors jouer un rôle crucial dans le calcul des opacités en contribuant à l'opacité du continu. Cependant, aucune section efficace et opacité de la molécule  $He_2$  n'ont été publiées à ce jour.

## CHAPITRE 5

### Conclusion

Le but de cette étude était de tester le modèle d'accrétion d'hydrogène proposé par Bergeron, Ruiz et Leggett (1997) afin d'expliquer la transition à  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K, où l'on observe que les naines blanches de type non-DA se transforment en naines blanches de type DA. De plus, nous avons tenté de comprendre la nature des étoiles particulières situées au-dessus de la brèche des non-DA, et tenté de déterminer leur composition chimique. Selon le modèle de BRL, l'évolution de ces étoiles — dont la distribution d'énergie est bien reproduite par des modèles d'hydrogène pur mais dont le spectre observé ne montre pas la raie  $H\alpha$  — est reliée à la transformation des étoiles de type non-DA en étoiles de type DA.

L'analyse photométrique et spectroscopique des atmosphères de naines blanches froides repose sur le programme de modèle d'atmosphères de Bergeron, Saumon et Wesemael (1995). Nous avons amélioré ce programme en modifiant l'équation d'état et l'équilibre d'ionisation de BSW, afin de les rendre le plus appropriés à notre étude. Les effets non-idéaux de Saumon, Chabrier et Van Horn (1995) et l'ionisation par pression de l'hélium considérés par BSW ont d'abord été négligés pour la simulation d'accrétion d'hydrogène à la surface d'atmosphères d'hélium pur. Cependant, il est peu probable que ces approximations influencent les résultats présentés ici. Les fortes pressions et interactions entre atomes d'hélium et d'hydrogène dans les atmosphères riches en hélium nous ont poussé à inclure dans le calcul des populations le formalisme de probabilités d'occupation de Hummer



et Mihalas (1988) afin d'étudier le comportement de l'atome d'hydrogène dans un plasma d'hélium. Ce traitement tient compte, entre autres, des perturbations dues aux particules neutres sur l'atome d'hydrogène et l'ion  $H^-$ . L'équilibre de dissociation de la molécule  $He_2^+$  a aussi été incorporé au calcul des populations, et ce, en complétant un calcul autocohérent de la densité électronique.

Le modèle de BRL consistait à dissimuler des quantités appréciables d'hydrogène dans une atmosphère très riche en hélium: l'idée centrale était de détruire les niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène et de l'ion  $H^-$  sans toutefois modifier la pression atmosphérique élevée caractéristique des atmosphères riches en hélium. Une fois l'opacité de type libre-libre de  $H^-$  devenue importante, l'atmosphère aurait alors réagi par une diminution de la pression atmosphérique. Un processus d'entraînement, stimulé par la recombinaison de l'ion  $H^-$ , aurait alors fait chuter la pression davantage. Ce mécanisme transformerait ainsi une étoile de type non-DA en une étoile de type DA. Les distributions d'énergie des étoiles situées du côté chaud de cette transition s'apparenteraient à celles des atmosphères d'hydrogène sans montrer la bosse à  $1.64 \mu\text{m}$ , alors que les spectres, quant à eux, ne montreraient pas la raie  $H\alpha$ .

À l'aide de notre programme d'atmosphères amélioré, nous avons testé le modèle d'accrétion d'hydrogène de BRL en considérant des modèles d'atmosphères à compositions chimiques variables à  $T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$ . Nos modèles d'atmosphères révèlent que l'ionisation thermique de l'hydrogène devient importante autour d'une abondance de  $N(H)/N(He) \sim 10^{-7}$ . L'hydrogène accrété fournit alors un surplus d'électrons libres au plasma, ce qui favorise l'opacité dominante de l'atmosphère, c'est-à-dire l'opacité de type libre-libre de  $He^-$ . Cette augmentation de l'opacité du continu entraîne à son tour une diminution de la pression atmosphérique. Au fur et à mesure que l'atmosphère accrète de l'hydrogène, la pression chute de telle sorte qu'à des compositions chimiques de  $N(H)/N(He) \gtrsim 10^{-2}$ , celle-ci est suffisamment faible pour que l'opacité de type libre-libre de  $H^-$  contribue à

l'opacité du continu, et que l'ion  $H^-$  se recombine. À cette abondance débute un processus de recombinaison associé à l'opacité dominante de type lié-libre de  $H^-$  qui fait chuter la pression davantage. L'atmosphère tend alors *progressivement* vers celle d'une étoile riche en hydrogène.

Notre analyse du modèle de BRL prévoit donc que l'atmosphère de la naine blanche ne peut pas contenir de grandes quantités cachées d'hydrogène sans que la structure de celle-ci ne soit affectée. En fait, la structure thermodynamique de l'atmosphère riche en hélium est entièrement gouvernée par l'opacité de type libre-libre de  $He^-$  qui domine les opacités de types lié-libre et libre-libre de  $H^-$ . L'hydrogène accréte ne peut se dissimuler par les effets de destruction des niveaux atomiques de l'atome d'hydrogène et de l'ion  $H^-$  dans l'atmosphère. Le modèle d'accrétion d'hydrogène sur des atmosphères très riches en hélium doit donc être rejeté. Par conséquent, la transition du type non-DA au type DA aux alentours de  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K demeure toujours inexpiquée. On devrait plutôt s'attendre à ce qu'une étoile naine blanche de type non-DA se convertisse, de façon graduelle, en une étoile de type DA si elle accrète suffisamment d'hydrogène à sa surface.

L'impossibilité d'expliquer la transition de non-DA à DA à  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K, nous a forcé à tenter de modéliser, pour une seconde fois, les distributions d'énergie ainsi que les spectres observés des 7 étoiles particulières de type DC avec des compositions chimiques mixtes d'hydrogène et d'hélium. Du point de vue de la photométrie, pour  $N(H)/N(He) \lesssim 10^{-1.4}$ , les étoiles particulières ne peuvent être reproduites par des atmosphères à compositions mixtes d'hydrogène et d'hélium alors que du côté spectroscopique, les spectres synthétiques parviennent à reproduire adéquatement les spectres observés. D'autre part, pour des abondances  $N(H)/N(He) \gtrsim 10^{-1.4}$ , les distributions d'énergie de nos modèles s'apparentent beaucoup à celles des atmosphères riches en hydrogène et reproduisent très bien les étoiles particulières, notamment les plus froides. Cependant, à ces abondances, nos modèles prédisent l'apparition de la raie  $H\alpha$  à  $T_{\text{eff}} \sim 6000$  K, une situation

qui va à l'encontre des observations. Le calcul rigoureux de la densité électronique par l'inclusion autocohérente de la molécule  $\text{He}_2^+$  dans l'équilibre d'ionisation du plasma ne permet pas de reproduire adéquatement les observations photométriques et spectroscopiques des étoiles particulières. Tout comme BRL, nous sommes donc incapables de reproduire ces étoiles non-DA avec un modèle classique d'accrétion d'hydrogène.

Si on admet néanmoins que les atmosphères des étoiles particulières sont très riches en hélium, nous sommes forcés de conclure que notre programme de modèles d'atmosphères est incapable de modéliser ces étoiles, toutes de type DC. Peut-être l'équilibre d'ionisation et le calcul de l'opacité du continu négligent-ils des effets importants dans l'atmosphère de ces étoiles froides ? En particulier, une source d'opacité pourrait manquer dans le programme d'atmosphères. Quelle que soit son origine, la source d'opacité omise à l'heure actuelle dans nos calculs devrait posséder deux propriétés. Premièrement, afin de ne pas altérer les distributions d'énergie des étoiles de type DZ, cette opacité manquante devrait être indépendante de la densité électronique. Deuxièmement, puisque les propriétés photométriques des étoiles particulières de type DC sont bien reproduites par des atmosphères d'hydrogène pur, l'opacité devrait aussi contribuer d'une façon importante dans les domaines du visible et de l'infrarouge (notamment dans la bande  $H$ ) afin que le profil de l'opacité du continu ressemble au profil typique d'opacité d'une atmosphère d'hydrogène pur.

En se basant sur les travaux récents de Beauchamp (1998) et de Aslan (1998), la nouvelle source d'opacité pourrait peut-être être celle associée à la quasi-molécule  $\text{He}_2$ . L'interaction, même faible, entre deux atomes d'hélium neutre pourrait s'avérer une source d'opacité dominante. Les résultats d'Aslan (1998) montrent que, à la photosphère des atmosphères froides riches en hélium, cette quasi-molécule représente la population dominante, après celle d'hélium neutre dans l'état fondamental. La quasi-molécule  $\text{He}_2$  mériterait certainement d'être

explorée davantage afin de déterminer précisément sa population dans une atmosphère d'hélium pur. Aussi, un calcul détaillé de l'opacité de  $\text{He}_2$  serait nécessaire au calcul de l'opacité du continu.

## RÉFÉRENCES

- Allard, N.F., Koester, D., Feautrier, N., & Spielfiedel, A. 1994, *A&AS*, **108**, 417.
- Allen, C.W. 1973, *Astrophysical Quantities*, 3<sup>e</sup> édition (London: Athlone Press).
- Aslan, T. 1998, Thèse de Doctorat, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.
- Beauchamp, A. 1998, *J. Roy. Astron. Soc. Can.*, **92**, 126.
- Beauchamp, A. 1995, Thèse de Doctorat, Université de Montréal.
- Bell, K.L., Berrington, K.A., & Corskery, J.P. 1982, *J. Phys. B*, **15**, 977.
- Bergeron, P. 1988, Thèse de Doctorat, Université de Montréal.
- Bergeron, P., Ruiz, M.T., & Leggett, S. K. 1997, *ApJS*, **108**, 339 (BRL).
- Bergeron, P., Saumon, D., & Wesemael, F. 1995, *ApJ*, **443**, 764 (BSW).
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Beauchamp, A. 1995, *PASP*, **107**, 1047.
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1991, *ApJ*, **367**, 253.
- Bethe, H.A., & Salpeter, E.E. 1977, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (New York: Plenum).
- Borysow, A., & Frommhold, L. 1989, *ApJ*, **341**, 549.
- Borysow, A., & Frommhold, L. 1990, *ApJ*, **348**, L41.
- Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M. 1989, *ApJ*, **336**, 495.
- Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., & Birnbaum, G. 1985, *ApJ*, **296**, 644.

- Chandrasekhar, S. 1944, ApJ, **100**, 176.
- Däppen, W., Anderson, L., & Mihalas, D. 1987, ApJ, **319**, 195.
- Gaur, V.P., Tripathi, B.M., Joshi, G.C., & Pande, M.C. 1988, Ap&SS, **147**, 107.
- Ginter, M.L., & Brown, C.M. 1972, J. Chem. Phys., **56**, 672.
- Herzberg, G. 1950, *Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules*, 2<sup>e</sup> édition (New York: Van Nostrand).
- Hummer, D.G., & Mihalas, D. 1988, ApJ, **331**, 794 (HM).
- Greenstein, J.L. 1986, ApJ, **304**, 334.
- John, T.L. 1968, MNRAS, **138**, 137.
- John, T.L. 1988, A&A, **193**, 189.
- John, T.L. 1994, MNRAS, **269**, 871.
- Kurucz, R.L. 1970, Smithsonian Obs. Spec. Rep, 308.
- McCook, G.P., & Sion, E.M. 1987, ApJS, **65**, 603.
- Saumon, D. 1990, Thèse de Doctorat, University of Rochester.
- Saumon, D., Chabrier, G., & Van Horn, H.M. 1995, ApJS, **99**, 713.
- Schmidt, G.D., Bergeron, P., & Fegley, B., Jr. 1995, ApJ, **443**, 274.
- Schöning, T., & Butler, K. 1994, communication personnelle.
- Stancil, P.C. 1994, ApJ, **430**, 360.
- Weast, R.C. 1988, *Handbook of Chemistry and Physics*, 69<sup>e</sup> édition (Boca Raton, Florida: CRC Press).
- Wesemael, F., Greenstein, J.L., Liebert, J., Lamontagne, R., Fontaine, G., Bergeron, P., & Glaspey, J.W. 1993, PASP, **105**, 761.

Zheng, C., & Borysow, A. 1995, *ApJ*, 441, 960.

## REMERCIEMENTS

Je remercie sincèrement mon directeur de recherche, François Wesemael, de m'avoir donné ce sujet théorique à la fois si passionnant et exigeant. Je le remercie de sa disponibilité quotidienne, d'avoir sacrifié tant d'après-midi pour moi et aussi de tous les judicieux conseils scientifiques qu'il a su me donner. Je voudrais également remercier mon codirecteur, Pierre Bergeron, de son intérêt marqué pour le sujet, et surtout de sa présence indispensable lors de nos réunions bi-mensuelles. Je le remercie de toutes les discussions constructives et structurées que nous avons eues ensemble. Je remercie mes directeurs de m'avoir si bien dirigé dans la réalisation de ce projet, d'avoir su placer un brin d'humour au bon moment dans nos rencontres et de m'avoir fait goûter à l'astrophysique au point de négliger mon golf.

Je souhaite aussi remercier Alain Beauchamp des discussions stimulantes que nous avons eues à propos de la population de la molécule  $\text{He}_2$  dans les atmosphères de naines blanches froides. Et comment passer sous silence toutes les taquineries quotidiennes du département (golf, imitation, climatisation...), gracieuseté de François Wesemael, Pierre Bergeron, Robert Lamontagne, Claude Carignan, Gilles Fontaine et surtout Luc Turbide, qui ont tellement agrémenté mes longues journées de travail ? Je remercie aussi tous les étudiants gradués avec qui j'ai passé d'excellents moments et tous les étudiants du groupe des naines blanches qui m'ont permis de monopoliser *epona*, sans laquelle je n'aurais pas fini de calculer des grilles de modèles. Un merci particulier à ceux qui ont eu la patience d'écouter mes histoires d'opacités et de molécules, mes amis, Malvina et Pascal. Finalement, je remercie mes proches, Maman, Richard et Steve, de leurs encouragements soutenus.