

Université de Montréal

Étude spectroscopique d'étoiles naines blanches riches en hélium de type DB et DBA

par

Pierre Dufour

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

Juillet, 2009

©Pierre Dufour, 2009

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude spectroscopique d'étoiles naines blanches riches en hélium de type DB et DBA

présenté par:

Pierre Dufour

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

François Wesemael, président-rapporteur

Pierre Bergeron, directeur de recherche

René Doyon, membre du jury

Mémoire accepté le: _____

Dédié à mon père.

Sommaire

De nouveaux modèles d'atmosphère sont présentés, incluant les profils de raie d'hélium neutre améliorés de Beauchamp (1995) et le formalisme de probabilité d'occupation pour ce même atome. Ces modèles sont utilisés pour calculer une grille de spectres synthétiques correspondant à des atmosphères riches en hélium et contenant des traces d'hydrogène. Cette grille est utilisée pour déterminer les paramètres atmosphériques principaux des étoiles de notre échantillon, soient la température effective, la gravité de surface et l'abondance d'hydrogène. Notre échantillon contient des spectres visibles de haut rapport signal-sur-bruit pour 102 naines blanches riches en hélium, dont 29 ont été observés au cours de ce projet, ce qui en fait le plus grand échantillon de spectres de qualité de naines blanches riches en hélium. Des spectres synthétiques ont été calculés en utilisant différentes valeurs du paramètre α de la théorie de la longueur de mélange dans le but de calibrer empiriquement la valeur de ce paramètre pour les DB. Afin d'améliorer la précision sur les paramètres atmosphériques de quelques étoiles, nous avons utilisé des spectres couvrant la raie $H\alpha$ pour mieux déterminer l'abondance d'hydrogène. Finalement, nous avons calculé la distribution de masse de notre échantillon et la fonction de luminosité des DB. La distribution de masse montre une coupure à $0.5 M_{\odot}$ qui est prédite par les modèles d'évolution stellaire et dévoile une masse moyenne significativement plus élevée pour les étoiles de type DBA. La masse moyenne de l'ensemble des DB et DBA est très proche de celle des DA. La fonction de luminosité nous permet de calculer que le rapport du nombre de DB sur le nombre de DA vaut environ 25%.

Mots clés: étoiles : naines blanches - distribution de masse - fonction de luminosité - techniques: spectroscopique - modèles: atmosphère - hélium - longueur de mélange

Abstract

New model atmospheres are presented, including improved neutral helium line profiles from Beauchamp (1995) and the occupation probability formalism for that atom. These models are used to compute a grid of synthetic spectra for helium rich atmospheres with different hydrogen abundances. This grid is then used to determine the principal atmospheric parameters of the stars in our sample, e.g. effective temperature, surface gravity, and hydrogen abundance. There are 102 high quality spectra of helium-rich white dwarfs in our sample, making it the largest sample of this kind. 29 of these spectra were observed for this project. Synthetic spectra using different values of the α parameter from the mixing length theory have been calculated in order to determine the correct value of this parameter for DB model atmospheres. Finally, we have computed the mass distribution of our sample and the DB luminosity function. The mass distribution shows a clear cutoff at $0.5M_{\odot}$ which is predicted by stellar evolution theory and gives a significantly higher mean mass for the DBA stars of the sample. However, the global mean mass of our sample is very close to that of DA stars. With our luminosity function, we found a number ratio of DB stars over DA stars of about 25%.

Key words: stars : white dwarfs - mass distribution - luminosity function -
techniques: spectroscopic - models: atmosphere - helium - mixing length

Table des matières

Sommaire	ii
Abstract	iii
Table des matières	iv
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	viii
1 Introduction	1
2 Présentation de l'échantillon et observations	4
2.1 Définition de l'échantillon	4
2.2 Observations et spectres visibles	5
2.3 Les relevés PG et SPY	11
2.4 Les spectres autour de $H\alpha$	12
2.5 Les distributions d'énergie dans l'UV	12
3 Modèles d'atmosphère et méthode spectroscopique	17
3.1 Description des modèles d'atmosphère	17
3.2 Étendue de la grille de modèles	20
3.3 Méthode de détermination des paramètres atmosphériques	23
4 Efficacité du transport d'énergie par convection	30

4.1	Effet de la longueur de mélange sur la structure de l'atmosphère	30
4.2	Détermination de la longueur de mélange à partir de la spectroscopie	32
4.3	Contraintes sur la longueur de mélange à partir des distributions d'énergie <i>IUE</i>	36
5	Détermination de l'abondance d'hydrogène	41
5.1	Discussion sur les étoiles de type DBA	41
5.2	Contraintes basées sur les données H α et les autres raies d'hydrogène	42
5.3	Utilisation des abondances trouvées dans Voss et al. (2007)	43
5.4	Utilisation des abondances limites utilisées dans Beauchamp et al. (1999)	44
6	Présentation des paramètres adoptés	45
6.1	Solutions individuelles	45
6.2	Autres quantités d'intérêt	53
6.3	Comparaison avec Voss et al. (2007)	54
7	Distribution de masse et fonction de luminosité	56
7.1	Distribution de masse	56
7.2	Fonction de luminosité	61
8	Conclusion	63
	Bibliographie	67
	Remerciements	70

Table des figures

2.1	Signal sur bruit des spectres visibles	5
2.2	Spectres visibles observés	7
2.2	suite	8
2.2	suite	9
2.2	suite	10
2.3	Spectres autour de $H\alpha$	13
2.4	Spectres <i>IUE</i>	15
2.4	suite	16
3.1	Spectres synthétiques pour différentes températures effectives	21
3.2	Spectres synthétiques pour différentes gravités de surface	22
3.3	Spectres synthétiques pour différentes abondances d'hydrogène	24
3.4	Largeur équivalente de la raie He I $\lambda 4471$	25
3.5	Échantillon de solutions pour les spectres visibles.	29
4.1	Largeur équivalente	33
4.2	Diagramme $T_{\text{eff}} - \log g$: contrainte sur α	35
4.3	Spectres <i>IUE</i> : contrainte sur α	37
4.4	Exemples de solutions trouvées avec les spectres UV	40
6.1	Comparaison des températures effectives et gravités de surface	55
7.1	Distribution de masses et températures effectives	57
7.2	Distribution de masse	57

7.3	Comparaison avec Beauchamp	60
7.4	Fonction de luminosité	61

Liste des tableaux

3.1	Types d'opacités	19
6.1	Paramètres atmosphériques des étoiles de type DB de notre échantillon	47
6.2	Paramètres atmosphériques des étoiles de type DBA de notre échantillon	51

Chapitre 1

Introduction

Environ 20% des naines blanches possèdent une atmosphère riche en hélium. Ces étoiles sont classifiées DB lorsque leur spectre montre des raies d'hélium neutre. Si leur spectre contient aussi des raies d'hélium ionisé (ou seulement ces raies), ce sont plutôt des DO. Presque toutes les autres naines blanches sont de type DA, c'est-à-dire que leur spectre est dominé par des raies d'hydrogène. On rencontre aussi des DQ, qui ont des raies de carbone, des DZ, qui ont des raies de métaux et des DC qui n'ont pas de raies. Il y a aussi les hybrides entre ces différentes classes, comme les DBA dont le spectre contient de fortes raies d'hélium et des raies d'hydrogène plus faibles. La lettre apparaissant en premier dénote la composante spectrale la plus importante. Pour le reste de cet ouvrage, nous concentrerons notre attention sur les DB et les DBA.

Nous trouvons des DB avec des températures effectives entre environ 11,000 K et 30,000 K. La limite inférieure de 11,000 K vient du fait que l'hélium devient spectroscopiquement invisible sous cette température. En effet, à cette température, presque tous les atomes d'hélium se trouvent à l'état fondamental et les transitions depuis ce niveau donnent des raies à des longueurs d'onde plus courtes que le visible, là où le flux est très faible. L'explication de la limite supérieure à la température des DB est plus complexe. Il y a un intervalle de températures, entre 30,000 et 45,000 K environ, où l'on trouve très peu de naines blanches riches en hélium. C'est ce qu'on appelle la brèche des DB. Celles qu'on trouve dans cet intervalle sont principalement des naines blanches du Sloan Digital Sky Survey (SDSS), dont la plupart des spectres

sont très bruyants. Dans notre échantillon, il y a seulement deux étoiles de plus de 30,000 K, dont PG 0112+104, la plus chaude, qui a une température effective de 31,570 K. Afin d'expliquer la brèche des DB, Liebert et al. (1987) ont proposé que les naines blanches riches en hélium ont une très faible quantité d'hydrogène, d'une masse totale de l'ordre de $10^{-15} M_{\odot}$, mélangée dans leur couche d'hélium. Alors que les DO se refroidissent, cet hydrogène remonte à la surface par tri gravitationnel. Lorsque la couche d'hydrogène superficielle ainsi formée devient optiquement épaisse, l'étoile devient une DA. Cette transformation survient à des températures de 45,000 K ou plus. À mesure que la nouvelle DA continue de se refroidir, la zone convective dans la couche d'hélium devient plus importante et autour de 30,000 K, elle atteint la couche d'hydrogène. L'hydrogène est alors mélangé dans la zone convective d'hélium, beaucoup plus massive, de sorte que l'étoile devient une DB. La valeur de $10^{-15} M_{\odot}$ pour la masse d'hydrogène est confirmée par MacDonald & Vennes (1991) avec des modèles d'enveloppe stratifiés composés d'hélium et d'hydrogène en équilibre diffusif.

Alors qu'on pourrait facilement croire que les DBA ne sont que de simples intermédiaires entre les DB et les DA, il est intéressant de constater que la fraction de ces objets parmi les DB dépend de la température effective et que des mécanismes différents sont nécessaires pour expliquer leur présence à différentes températures. Les DBA les plus chaudes sont possiblement expliquées comme étant des DA qui quittent la brèche des DB en refroidissant et se transforment en DB en mélangeant par convection leur couche d'hydrogène en surface avec la couche d'hélium sous-jacente, qui est beaucoup plus massive. Cependant, ce phénomène explique mal la fraction de DBA parmi les naines blanches riches en hydrogène, surtout pour les plus froides. En effet, la zone convective de l'hélium, qui est responsable du mélange de la couche d'hydrogène superficielle, gagne en profondeur à mesure que l'étoile refroidit. Pour une abondance atmosphérique d'hydrogène donnée, il y a donc une plus grande masse totale d'hydrogène dans une DB plus froide. Dans les DBA de moins de 20,000 K environ, la masse d'hydrogène qu'on trouve en supposant que l'hydrogène est mélangé uniformément dans la zone convective est telle que la transition de DA vers DB après la brèche des DB ne devrait pas avoir eu lieu (voir MacDonald & Vennes 1991 pour plus de détails). Pour cette raison, les modèles d'évolution stellaire ont besoin d'invoquer l'accrétion de l'hydrogène du milieu

interstellaire pour expliquer l'abondance d'hydrogène dans les DBA sous les 20,000 K.

Par ailleurs, la fraction de DBA est beaucoup plus faible au-dessus de 20,000 K et il faut donc expliquer pourquoi l'accrétion enrichit moins ces DB en hydrogène. Fontaine & Brassard (2005) proposent qu'au dessus de 20,000 K, les DB ont un vent qui empêche l'accrétion de l'hydrogène. Il y a donc deux explications différentes pour la présence des DBA selon leur température: sous 20,000 K, l'accrétion d'hydrogène explique la présence de cet élément dans leur atmosphère alors qu'au-dessus de cette température, les DBA apparaissent probablement lors de la transition d'une DA vers une DB après son passage par la brèche des DB.

En raison de leur abondance relativement faible, les DB ont toujours été moins étudiées que les DA. Nous présentons ici l'analyse du plus grand échantillon de spectres de DB et DBA à haut rapport signal sur bruit (S/B). Au chapitre 2, nous présentons notre échantillon dans son ensemble et nos observations spectroscopiques. Au chapitre 3, nous discutons de nos nouveaux modèles d'atmosphère et de la méthode employée pour déterminer les paramètres atmosphériques des DB par spectroscopie. Ensuite, au chapitre 4, nous étudions l'effet du transport d'énergie par convection sur le profil des raies spectrales afin de calibrer la théorie de la longueur de mélange pour les DB. La méthode employée pour déterminer l'abondance d'hydrogène atmosphérique des DBA ainsi que la problématique de la présence possible d'hydrogène spectroscopiquement invisible dans l'atmosphère des DB sont présentées au chapitre 5. Les paramètres atmosphériques des étoiles de notre échantillon sont présentés au chapitre 6 et ils sont utilisés au chapitre 7 pour calculer la distribution de masse de notre échantillon et la fonction de luminosité des DB. Une discussion conclut cet ouvrage au chapitre 8.

Chapitre 2

Présentation de l'échantillon et observations

2.1 Définition de l'échantillon

Notre échantillon est composé de 102 naines blanches riches en hélium. De ce nombre, 59 ne montrent que des raies d'hélium neutre et sont donc classifiées DB. Les 43 autres montrent au moins une raie d'hydrogène et parfois plusieurs, mais leur spectre est tout de même dominé par les raies d'hélium neutre. Ce sont donc des DBA. Nous possédons un spectre visible à haut S/B pour chacune des étoiles de l'échantillon ce qui en fait le plus grand échantillon de DB sujet à une étude spectroscopique de qualité. Évidemment, le relevé SDSS contient beaucoup plus de DB, mais leurs spectres sont trop bruyants ($S/B < 20$ dans la plupart des cas) pour permettre une détermination fiable et précise de leurs paramètres atmosphériques. 76 spectres de notre échantillon proviennent de l'échantillon de Beauchamp et al. (1996) dont 3 ont été réobtenus au cours de ce projet pour obtenir un meilleur S/B. Les 26 autres étoiles sont nouvelles dans notre échantillon et leur spectre à été mesuré dans le cadre de ma maîtrise. Elles ont été sélectionnées soit parmi les DB de la version en ligne du White Dwarf Catalog de McCook & Sion ¹, soit parmi les DB du relevé SPY (voir Voss et al. 2007) ou parmi celles du relevé Palomar Green (PG)(voir Green et al. 1986). Parmi les 29 étoiles que nous avons

¹<http://astronomy.villanova.edu/WDCatalog/index.html>

observées, on compte entre autres toutes les DB et DBA du relevé PG complet qu'il nous manquait afin de calculer la fonction de luminosité de ces objets. Pour les autres, nous avons sélectionné des étoiles jusqu'à une magnitude maximale de près de $V = 18$ en donnant priorité aux étoiles plus brillantes que $V = 17$.

2.2 Observations et spectres visibles

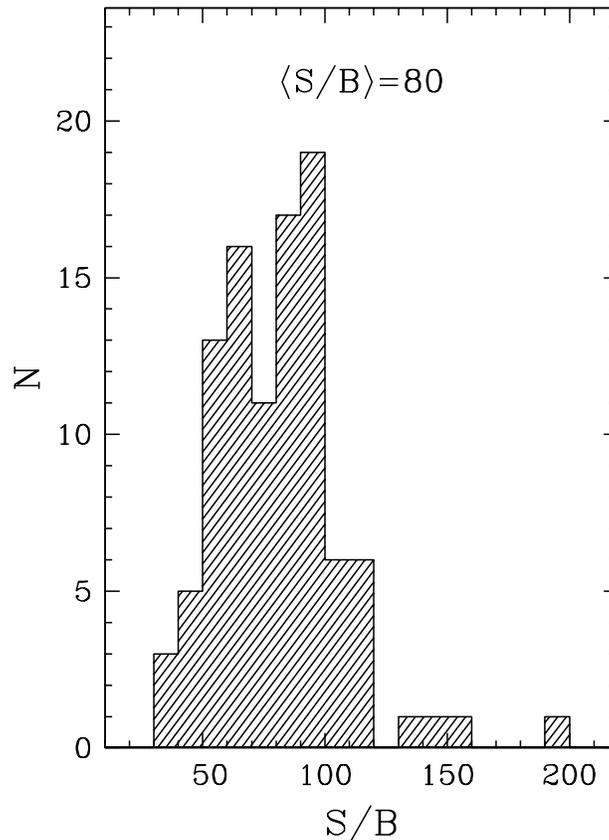


FIG. 2.1 – Histogramme du signal sur bruit des spectres visibles des étoiles de notre échantillon.

Notre échantillon de spectres visibles a vu le jour en 1991. Les spectres de l'échantillon de Beauchamp aussi bien que ceux observés au cours de ma maîtrise proviennent en majorité d'observations au télescope de 2.3m du Steward Observatory à Kitt Peak en Arizona. Un spectrographe Boller & Chivens a été utilisé avec une fente de 4.5" et un réseau de 600 traits mm^{-1} . Le détecteur est un CCD 800×800 TI ou 1200×800 Loral selon les missions d'observations. Le résultat est un ensemble de spectres couvrant la région de 3200 Å

à 5300 Å avec une résolution de 6 Å. Les autres spectres ont été observés avec le télescope du Pont de 2.5 m de l'Observatoire Carnegie à Las Campanas au Chili. Un spectrographe Boller & Chivens a été utilisé avec un détecteur CCD Tektronic (Tek 5), un réseau de 600 traits mm^{-1} et une fente de 1.5". Ces spectres ont une résolution de 3 Å et couvrent les longueurs d'ondes entre 3500 Å et un peu plus de 6600 Å. La réduction des données fut réalisée avec l'aide d'IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*), programme permettant d'effectuer la réduction d'images brutes de spectres d'étoiles observées en spectroscopie visuelle. La procédure consiste à soustraire des données brutes les bruits de fond (*bias*), les plages uniformes (*flats*) ainsi que le ciel (*background*) pour ensuite procéder à la calibration en longueurs d'onde des spectres et finalement, à leur calibration en flux absolu. Cette dernière est obtenue à partir de spectres d'étoiles standards observées à plusieurs masses d'air au cours de nos nuits d'observation pour corriger pour l'extinction atmosphérique. Comme on peut voir sur la figure 2.1, les spectres sont d'excellente qualité, avec un S/B moyen de 80. La figure 2.2 montre l'ensemble des spectres visibles de l'échantillon en ordre décroissant de température effective selon les résultats de l'analyse spectrale. Les étoiles qui ont été observées au cours de ma maîtrise ont leur nom écrit en caractères gras. Bien que la plupart de ces spectres aient une bonne calibration en flux, certains ont des déformations dans leur continu et dans certains cas, comme pour WD 0418–539, WD 1708–871 ou WD 2250+746, le continu est tout-à-fait inutilisable. Cependant, ces déformations sont de type multiplicatif, c'est-à-dire que localement, elles changent le continu et les raies par le même facteur multiplicatif. En supposant que la déformation varie de façon linéaire sur la plage de longueurs d'onde couverte par une raie isolée ou un complexe de raies, nous pouvons redresser les spectres observés ainsi que les spectres synthétiques de sorte que seul le profil des raies sera utilisé lors de la détermination des paramètres atmosphériques. C'est ce que nous faisons pour notre analyse et la méthode utilisée sera décrite en détail au chapitre suivant.

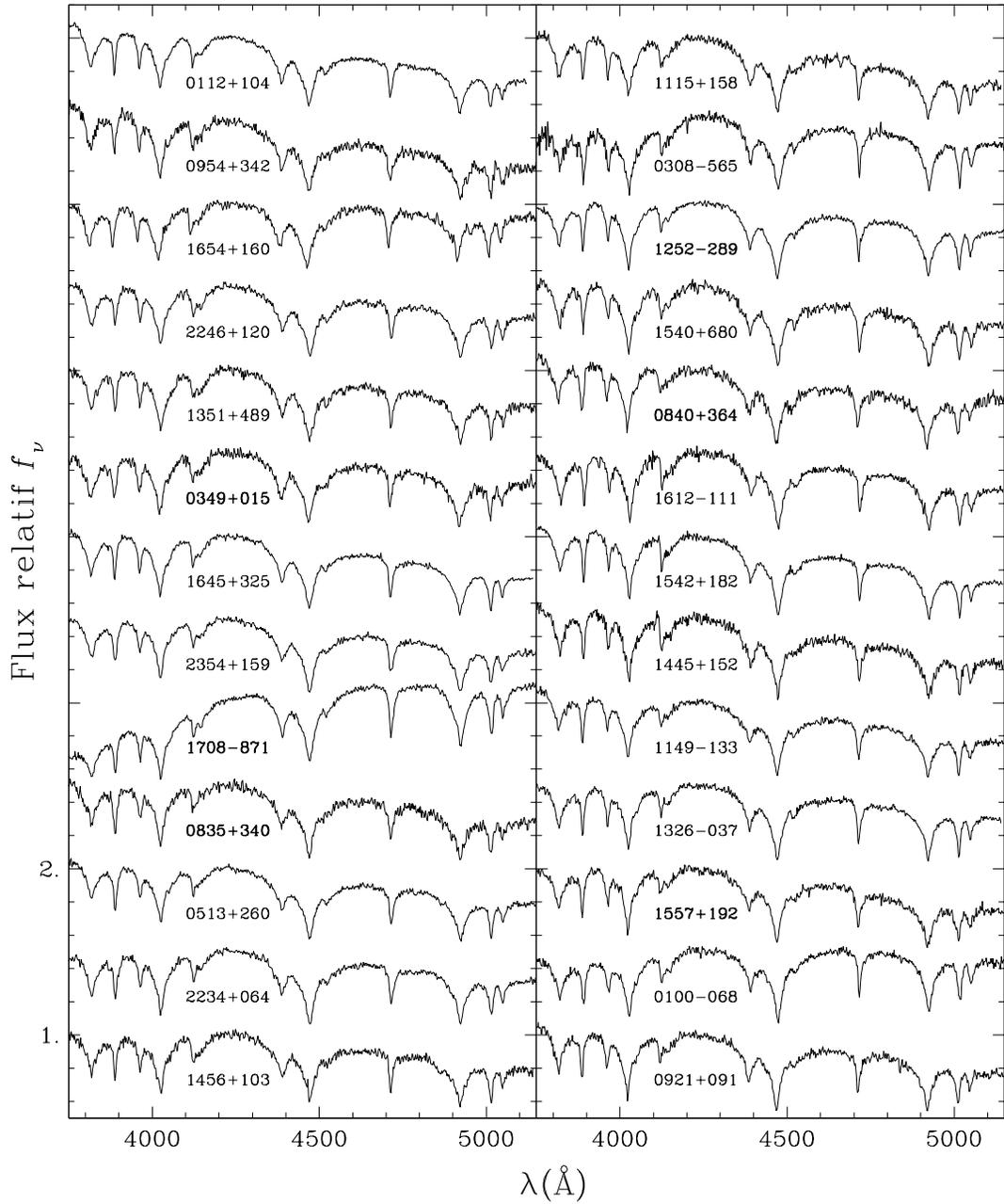


FIG. 2.2 – (a) Spectres visibles observés pour l'ensemble des étoiles de l'échantillon. Les spectres sont normalisés à 4200 Å et décalés de 0.5. Ils apparaissent en ordre décroissant de température effective du haut vers le bas puis de gauche à droite. Les spectres observés dans le cadre de ce projet ont leur nom écrit en caractères gras.

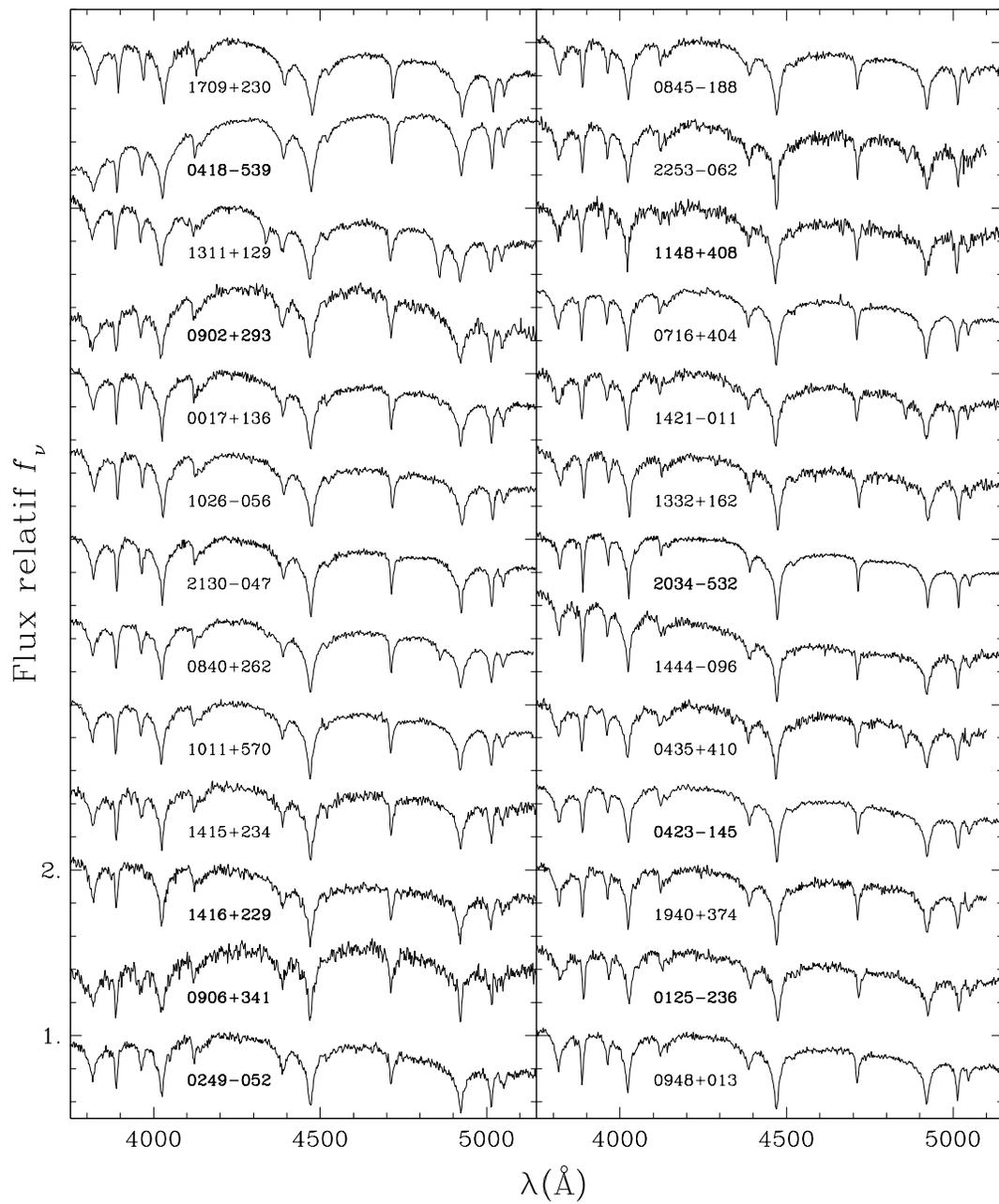


FIG. 2.2 – (b) Suite

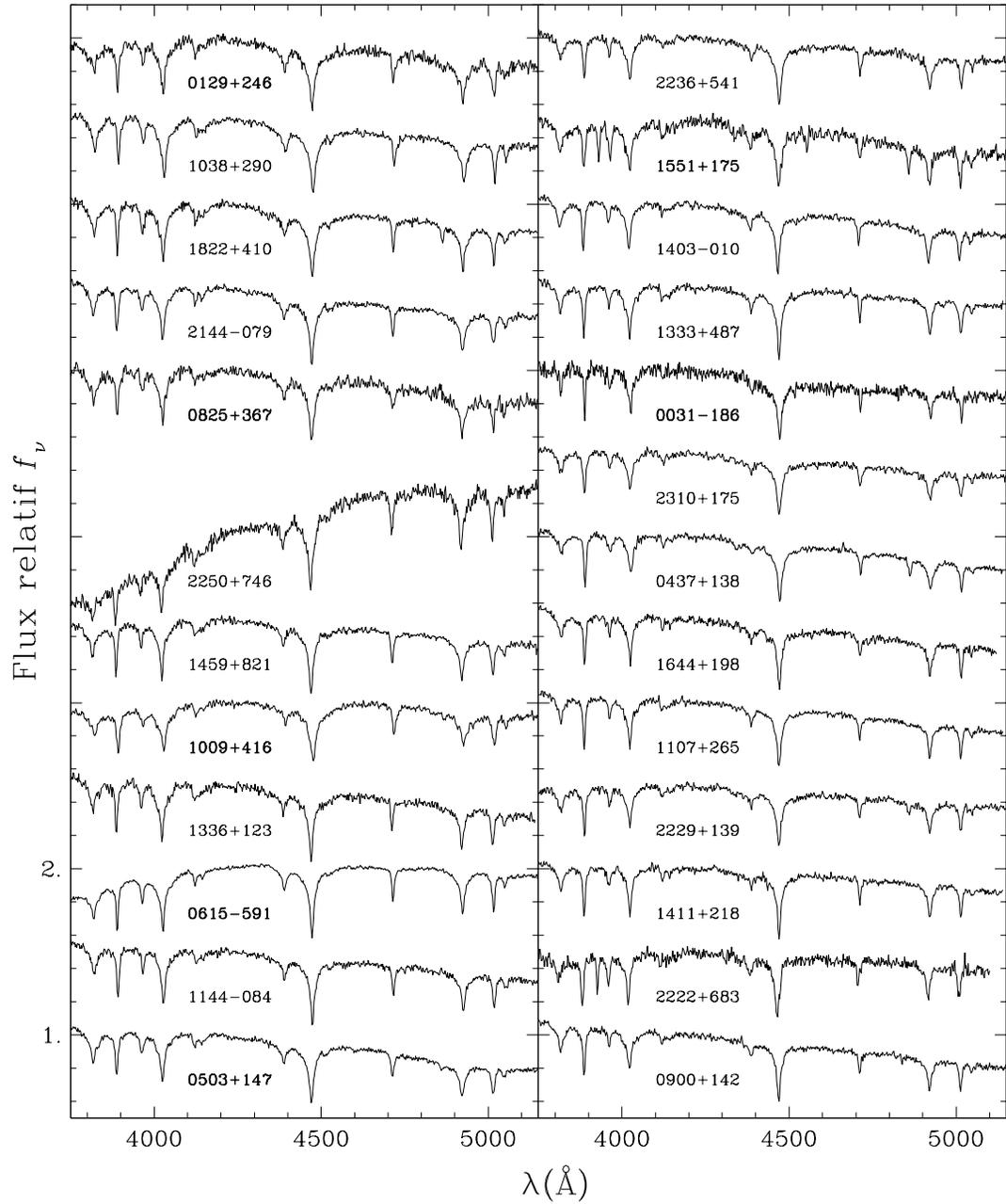


FIG. 2.2 – (c) Suite

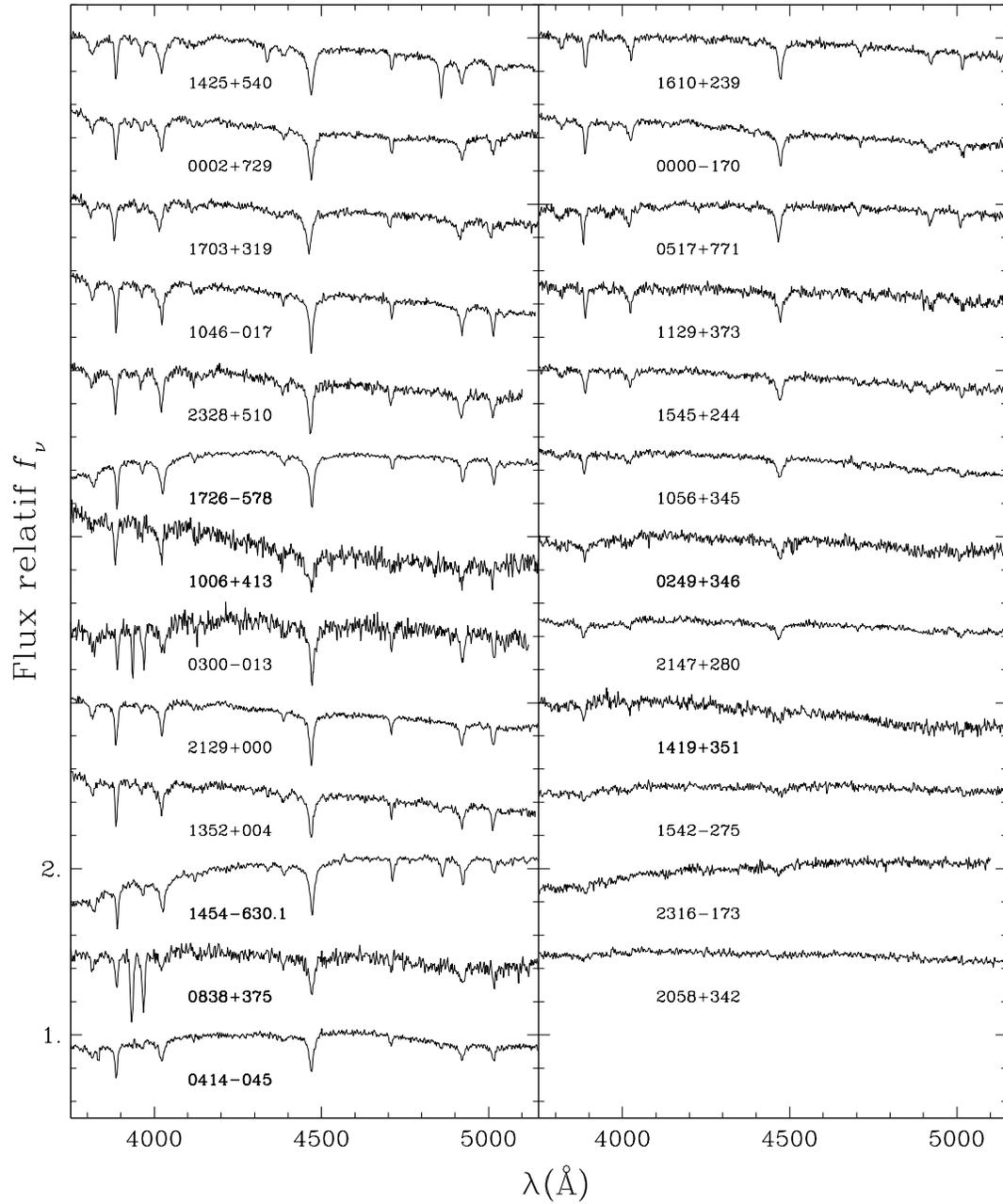


FIG. 2.2 – (d) Suite

2.3 Les relevés PG et SPY

Le relevé PG est un relevé complet limité par la magnitude et la couleur $m_u - m_b$. Il couvre près du quart du ciel aux latitudes galactiques $b \gtrsim 30^\circ$. Le but du relevé étant la détection de quasars, il en résulte aussi un grand nombre de détections secondaires d'objets chauds dont 361 DA et 49 DB. Parmi ces 49 DB, 43 font partie de l'échantillon complet, c'est-à-dire qu'elles sont plus brillantes que la magnitude limite du relevé. Comme cet échantillon est complet, nous pouvons l'utiliser afin de calculer la fonction de luminosité des DB. Pour ce faire, nous possédons un spectre visible à haut (S/B) pour chacune de ces 43 étoiles. Grâce à ces spectres, nous déterminerons les paramètres atmosphériques de ces étoiles, puis leur luminosité et leur distance. Par la méthode décrite au chapitre 7, nous déterminerons ensuite, la densité locale des naines blanches de type DB en fonction de leur magnitude M_V .

Quant au ESO Supernova Ia Progenitor Survey (SPY), c'est un relevé de vitesse radiale dont le but est la détection de systèmes binaires constitués de deux naines blanches afin d'étudier le scénario de formation des supernovae de type Ia via ces systèmes binaires. Environ 800 naines blanches ont été observées dans le cadre de ce relevé et pour chacune d'elles, un spectre visible à haute résolution a été obtenu. Parmi ces naines blanches, 71 sont des DB et elles ont toutes été analysées par Voss et al. (2007). Tous les spectres de ces étoiles couvrent la raie $H\alpha$, ce qui permet la détection de traces d'hydrogène qui serait autrement invisible. Ils ont ainsi déterminé avec précision l'abondance d'hydrogène atmosphérique pour les 38 DBA de leur échantillon et pour celles qui ne montrent pas la raie $H\alpha$, ils obtiennent une limite supérieure contraignante sur l'abondance d'hydrogène. Comme il y a 45 DB et DBA en commun avec notre échantillon, nous utilisons les résultats de cet article pour comparer les températures effectives et les gravités de surface. Aussi, nous utilisons les abondances d'hydrogène qu'ils ont obtenues pour les étoiles dont nous ne possédons pas de spectre couvrant $H\alpha$ et dont le spectre visible ne montre pas la raie $H\beta$.

2.4 Les spectres autour de $H\alpha$

Afin de mieux contraindre l'abondance d'hydrogène lors de la détermination des paramètres atmosphériques, nous utilisons quelques spectres mesurés autour de la raie $H\alpha$. Nous disposons d'un total de 30 de ces spectres. Parmi ceux-ci, 23 proviennent de Hunter et al. (2001). Ils ont été obtenus au télescope Mayall de 4 m à Kitt Peak en Arizona en septembre 1999 et février 2000. Ces spectres ont une résolution de 3 Å et un S/B entre 20 et 100. Bien qu'ils couvrent le domaine de longueurs d'onde entre 5600 Å et 7400 Å, nous utilisons seulement la région entre 6500 Å et 6625 Å. Deux des autres spectres ont été observés au télescope du Pont de 2.5 m de l'Observatoire Carnegie à Las Campanas au Chili. Ils ont une résolution de 3 Å et proviennent de la même série d'observations que les spectres décrits à la section 1.2. En fait, ces spectres couvrent toute la région du visible nécessaire pour notre analyse des raies d'hélium et des raies d'hydrogène, incluant la raie $H\alpha$. Deux autres spectres ont été observés au Steward Observatory et ont aussi une résolution de 3 Å. Finalement, les trois spectres qui restent viennent des observations de Greenstein (1986) et ont une résolution de 15 Å. Tous ces spectres sont montrés à la figure 2.3 sur l'intervalle de longueurs d'onde qui nous intéresse.

2.5 Les distributions d'énergie dans l'UV

En plus des spectres décrits ci-dessus, nous utilisons des distributions d'énergie dans l'ultraviolet provenant de l'archive du *International Ultraviolet Explorer (IUE)* produite par Holberg et al. (2003). Nous pouvons ainsi déterminer les températures effectives avec une méthode de minimisation du χ^2 entre les spectres observés et les spectres synthétiques, semblable à celle décrite au chapitre suivant. La comparaison des températures trouvées selon les deux méthodes nous permettra d'évaluer la cohérence interne de notre méthode d'analyse spectrale. Au chapitre 4, nous réaliserons cette comparaison en utilisant plusieurs valeurs de la longueur de mélange (un paramètre libre associé à l'efficacité du transport d'énergie par convection dans nos modèles) afin de déterminer quelle valeur de ce paramètre donne la meilleure cohérence entre les deux ensembles de températures. *IUE* a observé plus de 320 naines blanches au cours

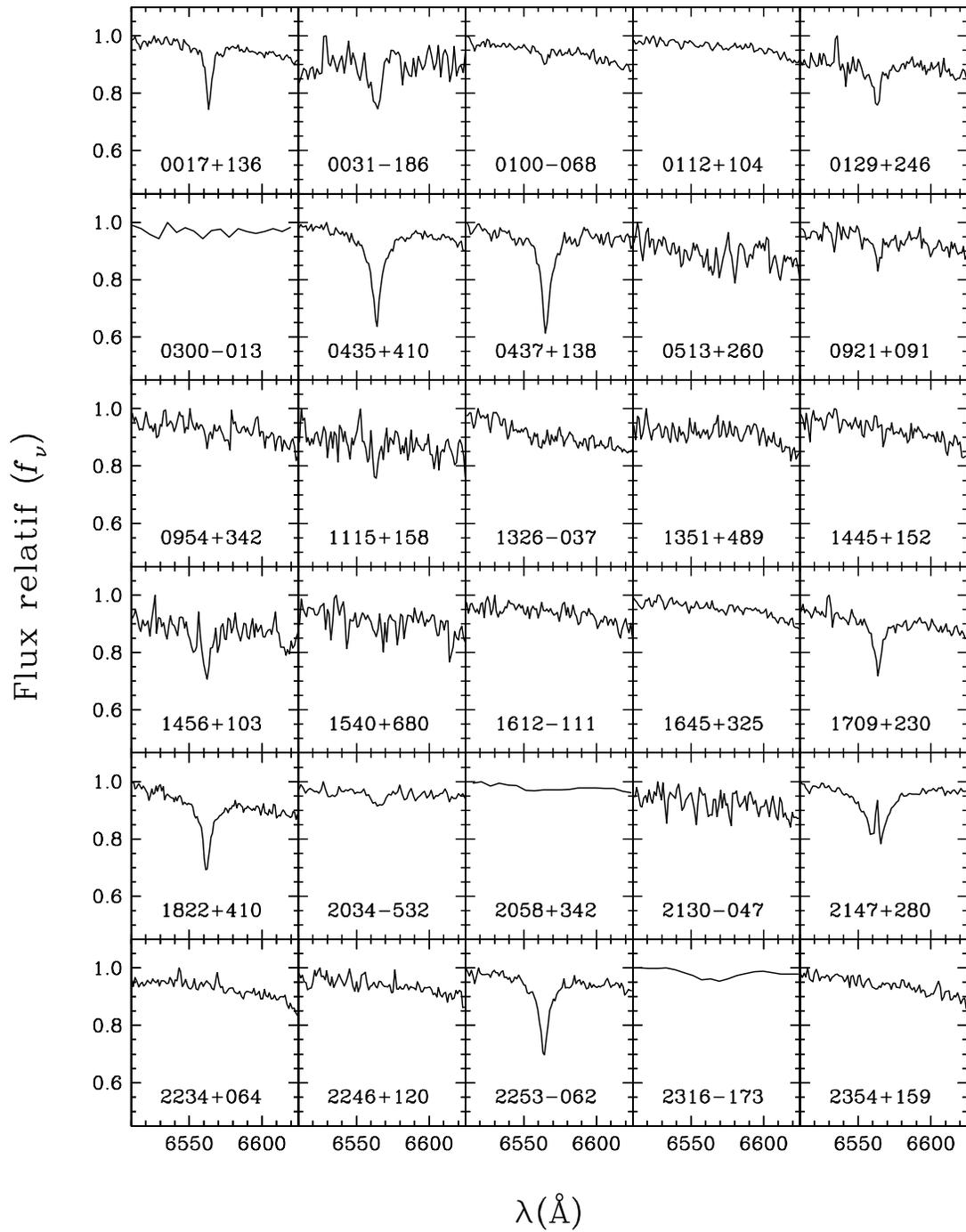


FIG. 2.3 – L'ensemble des spectres autour de H α dont nous disposons pour les étoiles de notre échantillon.

des 18 ans de sa mission. De ce nombre, 36 sont des DB ou DBA qui se retrouvent dans notre échantillon. Les spectres de ces objets sont montrés à la figure 2.4. Ce sont la combinaison des observations aux deux plages de longueurs d'onde couvertes par le *IUE*. La caméra SWP (short wavelength prime) couvre les longueurs d'onde entre 1150 Å et 1970 Å environ alors que les caméras LWR (long wavelength redundant) et LWP (long wavelength prime) couvrent de 1850 Å à 3200 Å. Notez que pour certaines étoiles, le spectre contient seulement la partie venant de la caméra SWP. Les résolutions respectives de ces deux portions de spectres sont de 6 et 0.2 Å environ. Notez aussi que nous n'utilisons pas la partie couvrant la raie Ly α puisqu'à ces longueurs d'onde, les spectres sont complètement dominés par l'émission géocoronale. Deux des spectres de la figure 2.4 ne seront pas utilisés. Le spectre de WD 0000–170 a une mauvaise calibration du flux car l'intensité est très différente à la jonction entre les deux parties du spectre. Le spectre de WD 1709–230 a des valeurs de flux qui oscillent autour de zéro ce qui le rend inutilisable.

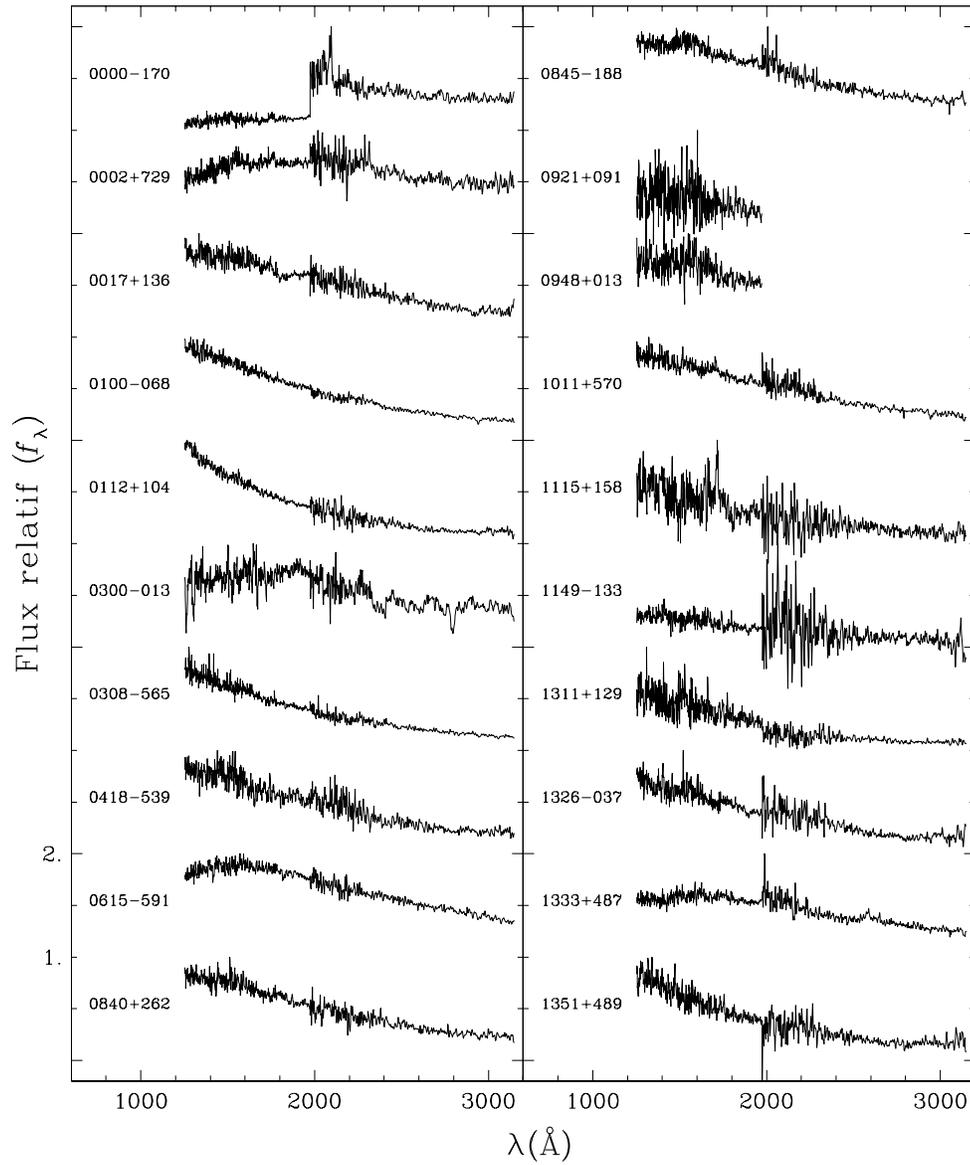


FIG. 2.4 – (a) Spectres des DB de *IUE* qui sont aussi dans notre échantillon. Les spectres sont divisés par leur valeur maximale et sont décalés de 1 verticalement.

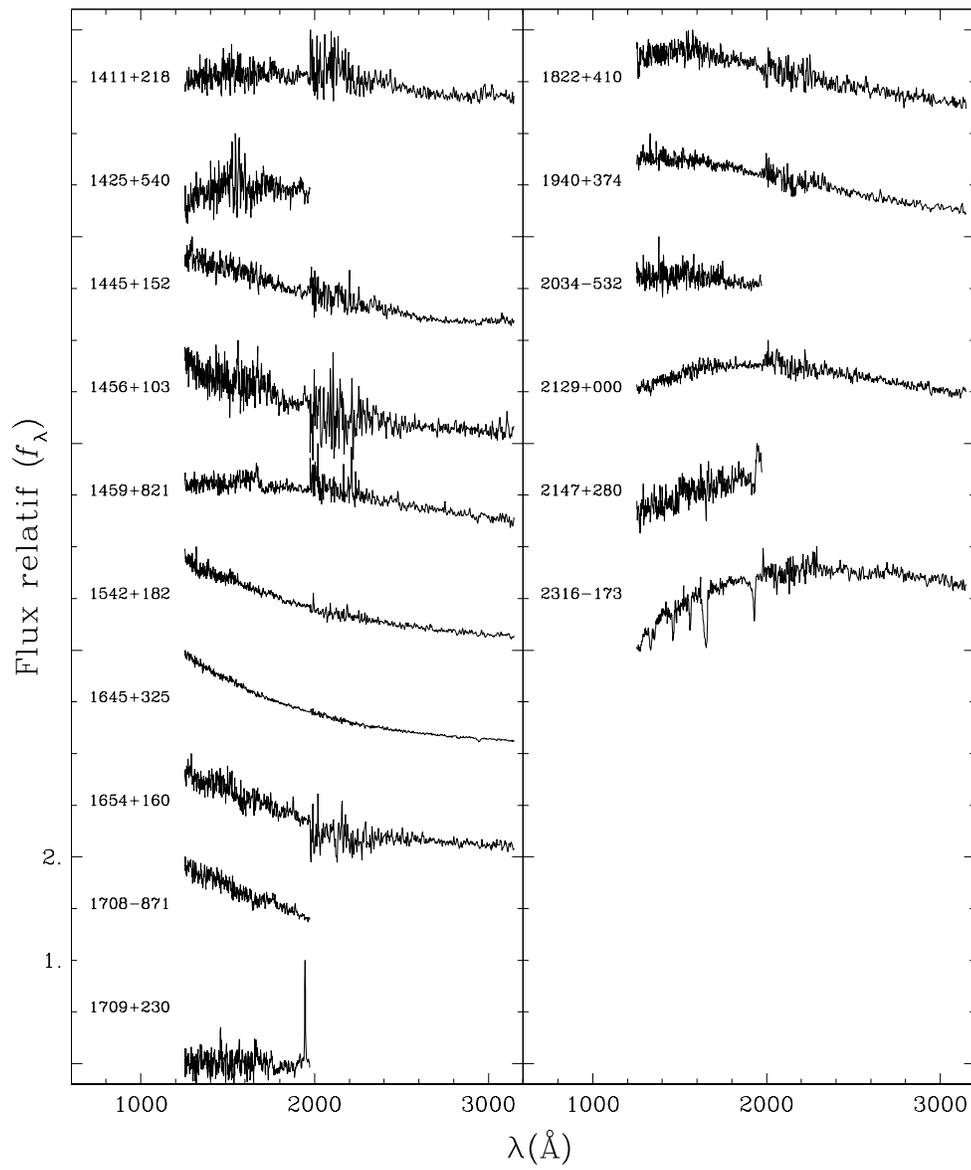


FIG. 2.4 – (b) Suite

Chapitre 3

Modèles d'atmosphère et méthode spectroscopique

3.1 Description des modèles d'atmosphère

Un des aspects importants de ce projet est la mise à jour du code de modèles d'atmosphère utilisé par notre groupe de recherche, pour inclure les calculs d'opacité et l'équation d'état de Beauchamp (1995) pour l'hélium. De cette façon, nous pouvons maintenant calculer des structures d'atmosphère et les spectres correspondant pour n'importe quelle abondance relative d'hélium et d'hydrogène. Comme point de départ, nous avons utilisé le code de Tremblay (2007) pour les DA. Ce code est une fusion des programmes de Bergeron et al. (2001) pour les naines blanches froides et de Wesemael et al. (1980) pour les naines blanches chaudes, et inclut des mises à jour sur les opacités et l'équation d'état. La tâche a été complexe en raison de plusieurs incompatibilités entre les codes de Beauchamp et Tremblay. Bien que le programme de Beauchamp soit dérivé de celui de Bergeron, les deux versions ont évolué de façon indépendante et certaines modifications n'ont pas été documentées, entre autres au niveau de la structure des unités de mémoire et de la répartition des tâches entre les routines. Il a donc été nécessaire de modifier la structure de la mémoire de chaque routine empruntée au code de Beauchamp pour la rendre compatible avec le code de Tremblay.

Notre code calcule des atmosphères dans l'approximation de l'équilibre thermodynamique

local (ETL). Nos modèles d'atmosphère utilisent l'approximation de l'atmosphère plane en une seule dimension car l'épaisseur de l'atmosphère est négligeable par rapport au rayon de l'étoile et l'énergie cinétique de rotation est beaucoup plus petite que l'énergie potentielle gravitationnelle. De plus, nous supposons que l'hydrogène et l'hélium qui composent l'atmosphère sont mélangés uniformément. Le code tient compte du transport d'énergie par convection en utilisant la théorie de la longueur de mélange discutée au chapitre suivant. Les paramètres principaux de nos modèles d'atmosphère sont la température effective, la gravité de surface et le rapport H/He (en nombre). Il y a aussi un paramètre libre associé à la théorie de la longueur de mélange, α , qui est le rapport de la distance caractéristique parcourue par les cellules convectives sur la hauteur caractéristique de pression. Ce paramètre est calibré au chapitre suivant pour les DB.

L'équation d'état utilisée est celle de Hummer & Mihalas (1988). Cette équation d'état tient compte des effets de la perturbation des atomes par leurs voisins neutres et chargés en utilisant le formalisme de probabilité d'occupation. En bref, chaque niveau de chaque atome a une certaine probabilité d'être détruit par les perturbations dues aux atomes et ions environnants. Ceci a un effet sur les populations relatives des niveaux de l'atome et par le fait même, sur les opacités des raies et du continu. Le formalisme de probabilité d'occupation est appliqué aux atomes d'hydrogène et d'hélium. Son application à l'atome d'hélium n'était pas incluse dans le code de Tremblay et est tirée du code de Beauchamp. Les espèces atomiques et moléculaires incluses dans l'équation d'état sont les suivantes: l'hydrogène et l'hélium avec tous leurs niveaux d'ionisation, l'ion H^- et les molécules H_2 , H_2^+ , H_3^+ , He_2^+ et HeH^+ .

Les sources d'opacité incluses dans le code sont listées dans le tableau 3.1 qui est tiré de Tremblay (2007). Parmi les sources d'opacité de l'hélium, quelques modifications ont été apportées dans le cadre de ce projet. En premier lieu, les probabilités d'occupation dans le code de Tremblay n'étaient pas considérées pour l'opacité de l'atome d'hélium. La nouvelle version en tient compte pour l'opacité des raies et du continu de l'atome d'hélium neutre et ionisé une fois. Ensuite, le calcul du profil des raies d'hélium neutre a été complètement changé. Nous utilisons maintenant les profils calculés par Beauchamp pour ces raies. Ceux-ci incluent à la fois l'élargissement par les particules neutres (les élargissements par résonance et de van der

TAB. 3.1 – Types d'opacités

Opacité	Section efficace
H I lié-lié	Lemke (1997)
H I lié-libre	Mihalas (1978)
H I libre-libre	Mihalas (1978)
H ₂ libre-libre	on suppose celle de H I
H ₃ libre-libre	on suppose celle de H I
H ⁻ lié-libre	John (1988)
H ⁻ libre-libre	John (1988)
H ₂ ⁺ libre-libre	Kurucz (1970)
H ₂ ⁺ lié-libre	Kurucz (1970)
H ₂ ⁻ libre-libre	Bell (1980)
H quasi-moléculaire	Allard et al. (1994)
He I lié-lié	Beauchamp (1995)
He II lié-lié	Beauchamp (1995)
He I lié-libre	Beauchamp (1995)
He II lié-libre	Beauchamp (1995)
He I libre-libre	Mihalas (1978)
He II libre-libre	Mihalas (1978)
He ⁻ libre-libre	John (1968) et John (1994)
He ₂ ⁺ lié-libre	Stancil (1994)
He ₂ ⁺ libre-libre	Stancil (1994)
CIA H-H ₂	Gustafsson & Frommhold (2003)
CIA H ₂ -H ₂	Borysow et al. (2001)
CIA He-H ₂	Jørgensen et al. (2000)
CIA He-H	Gustafsson & Frommhold (2001)
Rayleigh H I	Kissel (2000)
Rayleigh H ₂	Dalgarno & Williams (1962)
Rayleigh He I	Kissel (2000)
Rayleigh He II	Kissel (2000)
Thompson e	Mihalas (1978)

Nous négligeons les opacités suivantes qui ne sont jamais importantes pour des naines blanches : H₂ lié-lié, H₃⁺ lié-lié et HeH⁺ lié-lié.

Waals) et l'élargissement Stark, par les particules chargées. Les profils Stark ont été calculés par Beauchamp pour la plupart des raies d'hélium neutre observées dans les DB et le détail de ces calculs apparaît dans Beauchamp (1995). Ces profils tiennent compte de l'effet Stark quadratique dans le coeur des raies, d'une transition à l'effet Stark linéaire dans les ailes des raies et incluent des composantes interdites causées par les perturbations importantes des fonctions d'onde des niveaux excités et des énergies correspondantes. Ce sont les meilleurs profils publiés à ce jour pour ces raies. Les profils Stark sont convolués avec les profils d'élargissement par résonance et de van der Waals pour tenir compte de ces sources d'élargissement simultanément. Les spectres synthétiques résultants reproduisent très bien les raies sauf à basse température où l'effet van der Waals domine les autres sources d'élargissement. Tel que dis-

cuté dans Beauchamp et al. (1996) (voir Fig. 6), cet effet étant moins bien connu, il est inclus de façon plus approximative et les spectres synthétiques reproduisent moins bien les spectres observés dans le cas des étoiles de moins de 16,000 K environ.

3.2 Étendue de la grille de modèles

L'ensemble des naines blanches de type DB est limité à un intervalle de températures relativement restreint si on le compare aux DA par exemple. Alors qu'on trouve des températures effectives entre environ 5000 K et 100,000 K pour ces dernières, on trouve très peu de DB de moins de 12,000 K ou plus de 30,000 K. Tel que discuté ci-dessus, la limite froide est imposée par la visibilité des raies d'hélium. Ainsi, autour de 10,000 K à 11,000 K la plupart de ces raies sont trop faibles pour être détectées même avec des spectres à haut rapport signal-sur-bruit comme ceux de notre échantillon et les DB sont alors classifiées DC. De l'autre côté de cet intervalle, la limite chaude est expliquée par la brèche des DB. Bien que plusieurs DB aient récemment été placées à des températures de plus de 30,000 K (voir Eisenstein et al. 2006), nous trouvons seulement deux DB plus chaudes que cette température dans notre échantillon, tout près de cette limite. Dans tous les autres cas, lorsqu'une solution est trouvée à plus de 30,000 K, il y en a une autre plus froide et qui reproduit mieux le spectre observé. La température est le paramètre atmosphérique le plus important car il est un traceur de l'évolution des naines blanches: chacune d'entre elles passera inévitablement par toute la gamme de températures jusqu'à devenir trop peu lumineuse pour être détectée. De plus, c'est cette quantité qui est le plus souvent utilisée pour délimiter des groupes de naines blanches ou des phases évolutives comme les bandes d'instabilité et la brèche des DB. Il est donc important que notre grille contienne suffisamment de températures différentes pour assurer une interpolation précise afin de limiter l'erreur interne associée à ce paramètre. Aussi, le profil et la profondeur des raies d'hélium varie plus rapidement à basse température et nous utiliserons donc des intervalles de températures plus petits du côté froid de la grille. Ainsi, notre grille de modèles contient des modèles variant entre 10,000 K et 40,000 K avec des intervalles de 1000 K entre 10,000 K et 16,000 K et des intervalles de 2000 K entre 16,000 K et 40,000 K. La figure 3.1 montre un échantillon de spectres synthétiques pour différentes températures

effectives sur l'étendue de la grille.

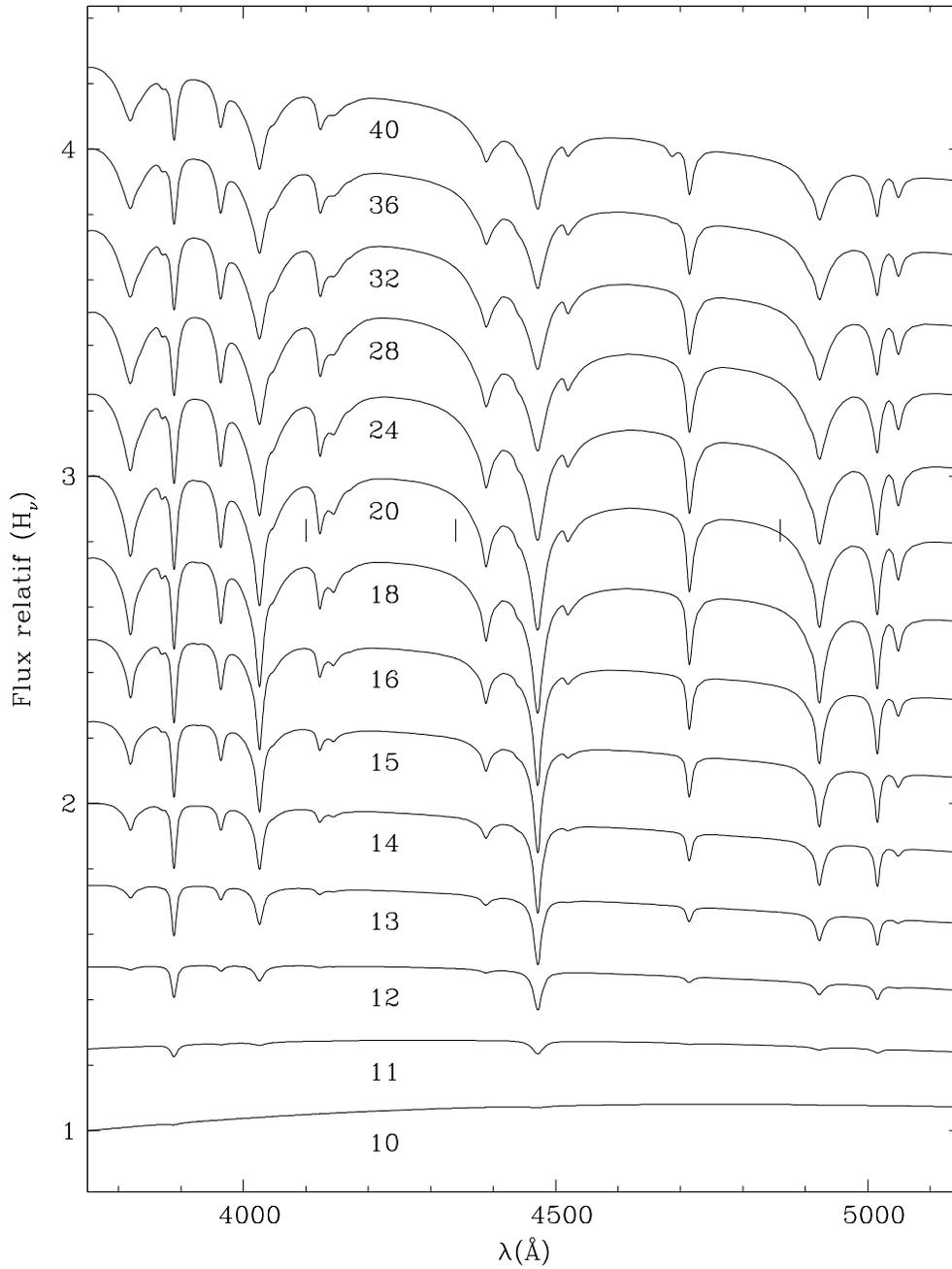


FIG. 3.1 – Spectres synthétiques (flux d'Eddington H_ν) pour différentes températures effectives couvrant l'étendue de la grille de modèles. Les spectres sont normalisés à 3750 Å et décalés verticalement de 0.25. La température est indiquée sous chaque spectre en unités de 10^3 K. Tous les spectres ont un $\log g$ de 8.0 et une abondance d'hydrogène nulle. Ils sont convolués avec un profil gaussien d'une largeur de 6 Å pour tenir compte de la résolution instrumentale.

La gravité de surface est aussi un paramètre fondamental pour déterminer les propriétés des naines blanches. Aux températures typiques des DB, c'est le paramètre qui a le plus d'impact sur la détermination de la masse de ces objets. Cette dernière quantité est très importante lorsqu'on regarde les naines blanches comme le fruit de l'évolution de 97% de toutes les étoiles: elle permet entre autres de déterminer la relation masse initiale-masse finale des étoiles. La gravité de surface, combinée avec la température effective, permet de déterminer l'essentiel des quantités importantes pour les DB: la masse, la luminosité, le rayon, la distance (à partir de la magnitude V), etc. Les variations des profils de raies avec la gravité de surface sont plutôt monotones dans l'intervalle de gravités de surface où l'on retrouve les naines blanches. Ainsi, un total de 5 valeurs de la gravité de surface sera suffisant. Nous utilisons donc des valeurs de $\log g$ de 7 à 9 par saut de 0.5 dex. La figure 3.2 montre des spectres synthétiques à toutes les valeurs de gravités de $\log g$ de la grille.

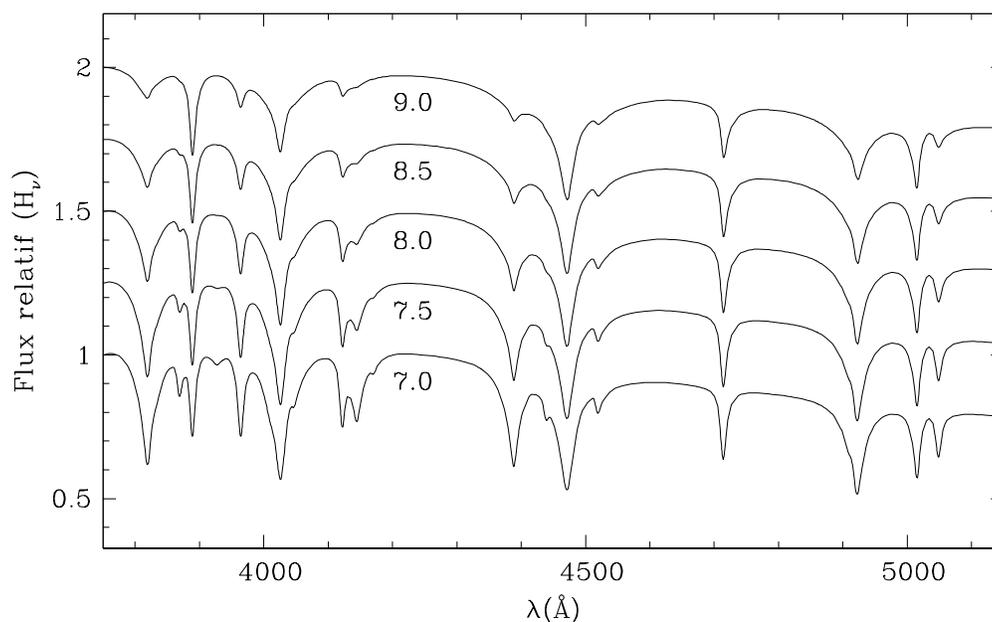


FIG. 3.2 – Spectres synthétiques (flux d'Eddington H_ν) pour différentes gravités de surface couvrant l'étendue de la grille de modèles. Les spectres sont normalisés à 3750 Å et décalés verticalement de 0.25. Le $\log g$ est inscrit sous chaque spectre. Tous les spectres ont une température de 20,000 K et une abondance d'hydrogène nulle.

Le prochain paramètre considéré est moins fondamental, mais joue un rôle important lorsqu'on veut déterminer avec précision les autres paramètres atmosphériques. C'est l'abondance

d'hydrogène. En effet, dans les DBA, l'hydrogène ne se trouve qu'à l'état de traces et n'a pas un effet important sur la structure interne de l'étoile. Cependant, dans les atmosphères des DBA les plus chaudes, il peut y avoir une quantité non-négligeable de cet élément sans qu'on en détecte les raies car alors, l'opacité de l'atome d'hélium domine complètement celle de l'hydrogène. Cet hydrogène affecte tout de même la structure de l'atmosphère et par le fait même, le profil des raies d'hélium, ce qui peut induire une grande source d'incertitude sur la détermination de la température effective. Comme l'abondance d'hydrogène nécessaire pour faire apparaître les raies de cet élément varie avec la température, le nombre de valeurs que prend ce paramètre dans notre grille doit être assez grand pour bien couvrir les abondances d'intérêt à toutes les températures. Les abondances considérées varient entre $\log H/He = -5$ et -2 par bonds de 0.5. Nous avons aussi des modèles dépourvus d'hydrogène. La figure 3.3 montre des spectres aux différentes abondances d'hydrogène utilisées.

Finalement, il reste α , un paramètre libre associé à l'utilisation de la théorie de la longueur de mélange pour le traitement du transport d'énergie par convection. Dans cette théorie, α est la rapport de la longueur de mélange (distance typique parcourue par les cellule convective avant de dissiper leur énergie thermique) sur la hauteur caractéristique de pression. La description de ce formalisme sera faite plus en détail au chapitre suivant. Un des buts de ce projet est la calibration empirique de ce paramètre et nous allons donc utiliser des grilles avec différentes valeurs de α afin d'en explorer les effets sur les solutions trouvées pour les étoiles de l'échantillon. La valeur que prend ce paramètre dans les atmosphères de DB est inconnue à priori, mais les travaux de Beauchamp (voir Beauchamp et al. 1999) avant ce projet indiquent une valeur probable de $\alpha = 1.25$. Aussi, pour nous laisser une bonne marge de manoeuvre, nous employons 5 valeurs pour α centrées autour de 1.25: 0.75, 1.00, 1.25, 1.50 et 1.75.

3.3 Méthode de détermination des paramètres atmosphériques

La première étape pour trouver les paramètres atmosphériques de nos étoiles consiste à déterminer le continu du spectre observé afin de le normaliser. Cette étape est cruciale car malgré la calibration en flux de nos spectres, l'extinction atmosphérique terrestre, qui est plus importantes aux courtes longueurs d'ondes, laisse presque toujours une mauvaise pente dans

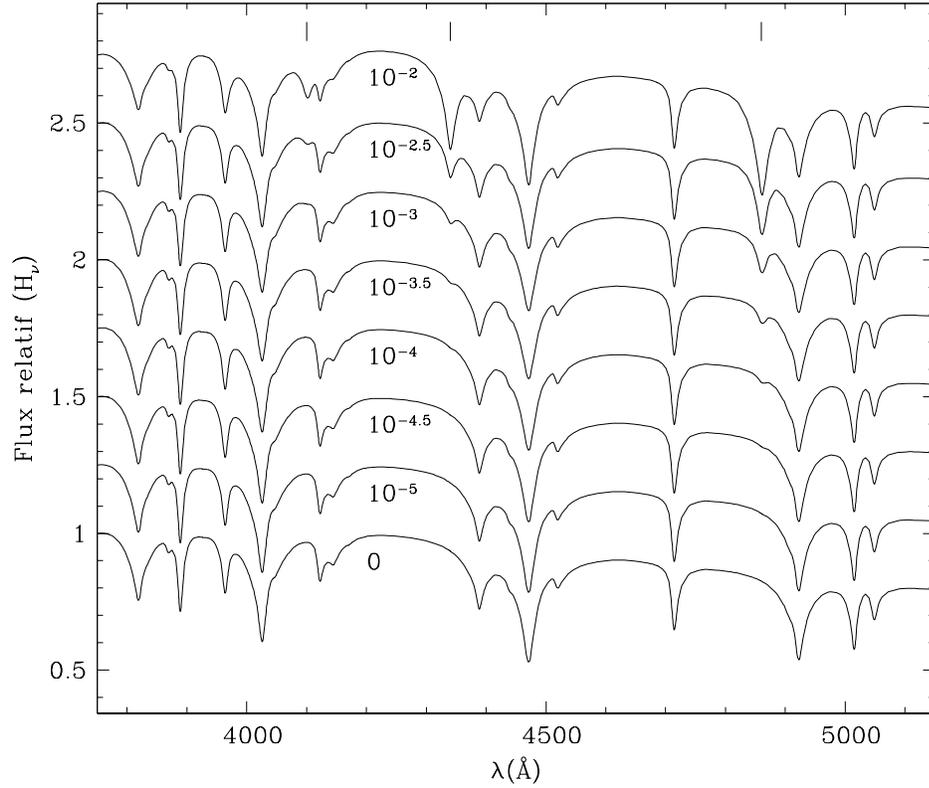


FIG. 3.3 – Spectres synthétiques (flux d’Eddington H_ν) pour différentes abondances d’hydrogène couvrant l’étendue de la grille de modèles. Les spectres sont normalisés à 3750 Å et décalés verticalement de 0.25. Le rapport H/He est inscrit sous chaque spectre. Tous les spectres ont une température de 20,000 K et un $\log g$ de 8.0. Les raies d’hydrogène H β , H γ et H δ sont indiquées par les traits verticaux en haut de la figure.

nos spectres. Comme cette fausse pente modifie très peu le profil des raies, nous normalisons les spectres pour ne tenir compte que du profil des raies spectrales. Pour ce faire, nous utilisons l’algorithme de Levenberg-Marquardt pour minimiser le χ^2 entre le spectre observé et un spectre synthétique interpolé dans notre grille de modèles et modifié selon l’équation 3.1.

Soit F le spectre synthétique modifié qu’on utilise pour calculer le χ^2 et G , le spectre original résultant directement de l’interpolation dans la grille de spectres. Nous avons la relation suivante entre les deux:

$$F = G(\lambda + \delta\lambda) \times (a + b\lambda + c\lambda^2 + d\lambda^3) \quad (3.1)$$

a représente l’angle solide supporté par l’étoile ($\pi R^2/D^2$, où R est le rayon de l’étoile et D , sa

distance à la Terre), $\delta\lambda$ est un terme de décalage entre les spectres observé et synthétique pour corriger l'effet de la vitesse radiale de l'étoile, et les termes en λ représentent des corrections résiduelles de la correction en flux.

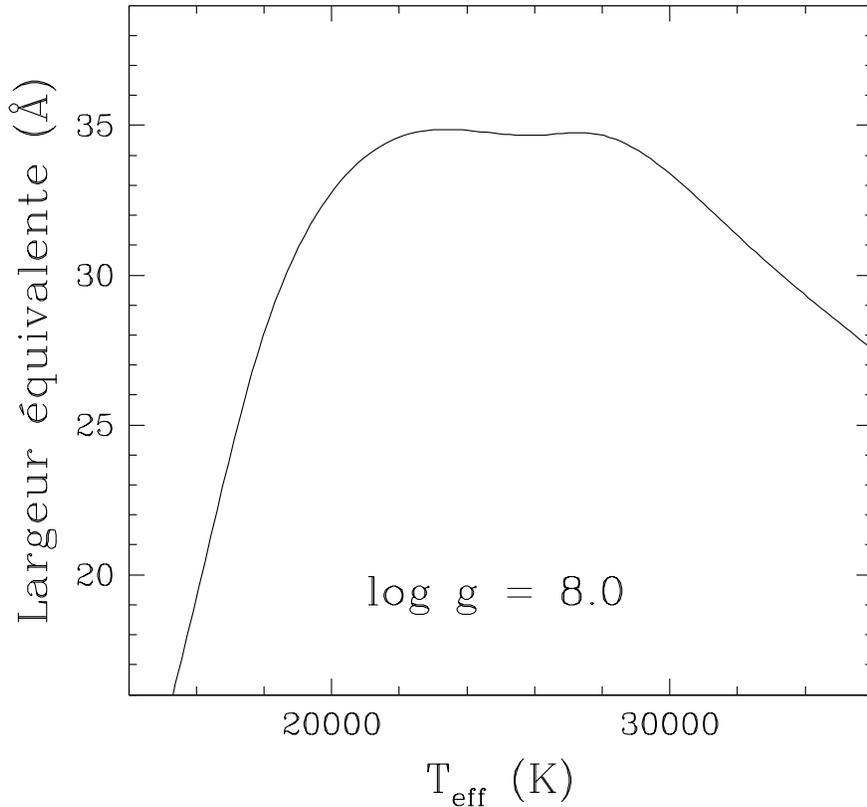


FIG. 3.4 – Largueur équivalente de la raie He I $\lambda 4471$. Les modèles utilisés ont une longueur de mélange de $\alpha = 1.25$ (voir chapitre 4), une gravité de surface de $\log g = 8.0$ et une abondance d'hydrogène nulle.

Le spectre synthétique (G) dépend de la température effective, de la gravité de surface et de l'abondance d'hydrogène (et du choix de $\alpha = \ell/H$). L'interpolation par rapport à ces paramètres dans la grille de spectres synthétiques se fait avec une routine de spline cubique en trois dimensions.

Selon les paramètres atmosphériques initiaux qu'on utilise pour cette étape, on peut trouver plusieurs solutions différentes, généralement deux, mais parfois une seule ou plus de deux. La largeur équivalente des raies d'hélium neutre atteint un maximum entre 22,000 K et 28,000 K (voir la figure 3.4). Pour un spectre donné, il y aura donc généralement deux températures

(avec les gravités de surface et les abondances d'hydrogène correspondantes) qui donneront un minimum du χ^2 , de part et d'autre du maximum de largeur équivalente, et qu'on appelle les solutions chaude et froide. Lorsque la largeur équivalente des raies du spectre d'une étoile est proche de la largeur équivalente maximale des raies des spectres synthétiques, il arrive qu'un seul minimum local du χ^2 existe. Aussi, comme le spectre varie peu avec la température dans l'intervalle correspondant au maximum de largeur équivalente des raies et qu'on retrouve un minimum relatif pour cette quantité autour de 26,000 K, il arrive que 3 ou 4 solutions différentes satisfassent les critères de convergence de l'algorithme de minimisation. Afin de trouver l'ensemble de ces solutions, pour chaque spectre observé, nous utilisons 4 températures de départ: 15,000 K, 20,000 K, 25,000 K et 30,000 K. Dans chaque cas, nous trouvons une solution qui peut être distincte des autres. Le choix de la meilleure solution est fait visuellement pour chaque étoile. Comme le but de cette étape est de déterminer le continu du spectre observé, la solution choisie est celle qui reproduit le mieux le continu autour de 6 points d'ancrage, peu importe que les raies soient bien reproduites ou pas. Les points d'ancrage sont des longueurs d'ondes où l'on imposera que le flux vaut 1 lors de la normalisation du spectre. Ces points sont choisis de façon à être le plus loin possible des raies et sont les mêmes pour toutes les étoiles. Après avoir choisi la meilleure solution, on normalise en divisant chaque segment du spectre observé entre deux points d'ancrage consécutifs par la droite reliant le flux synthétique de cette solution à ces deux points. Les spectres synthétiques sont redressés de la même façon pour ne comparer que le profil des raies lors du calcul du χ^2 .

La deuxième étape consiste à comparer les spectres redressés aux spectres synthétiques, qu'on redresse aussi avec les mêmes 6 points d'ancrage, pour trouver les paramètres atmosphériques pour lesquels les profils des raies sont le mieux reproduits. Cette fois, les seuls paramètres sont la température effective, la gravité de surface et l'abondance d'hydrogène, et on peut choisir de garder fixes un ou deux de ces paramètres. L'avantage de redresser le spectre dans une étape séparée est que si on analyse plusieurs fois le même spectre en fixant un des paramètres atmosphériques à différentes valeurs ou en le comparant avec différentes grilles de spectres synthétiques, on a chaque fois la même erreur due à la calibration du flux, ce qui permet de mieux cibler l'effet du paramètre fixé sur les autres paramètres ou les

différences apportées par l'utilisation des différentes grilles. Ça sera utile, par exemple, pour déterminer la longueur de mélange à utiliser dans nos modèles: nous utilisons un seul spectre redressé par étoile et nous l'analysons avec 5 grilles ayant des longueurs de mélange différentes. Cette fois aussi, il y a l'existence d'une solution chaude et d'une froide pour presque tous les spectres, et dans certains cas, une seule ou plus de deux. Nous utilisons donc encore les 4 mêmes températures initiales que précédemment: 15,000 K, 20,000 K, 25,000 K et 30,000 K. La sélection de la meilleure solution est faite visuellement et cette fois, la forme des raies est particulièrement importante.

Les températures des solutions chaude et froide sont reliées puisque les deux solutions ont à peu près les mêmes largeurs équivalentes pour leurs raies. En général, lorsque la solution froide est environ 16,000 K ou moins, la solution chaude approche ou dépasse 40,000 K et la raie He II $\lambda 4686$ apparaît permettant de distinguer facilement la meilleure des deux solutions. Pour une solution froide avec une température un peu plus élevée (environ 16,000 K à 20,000 K), la solution chaude se trouve entre 30,000 K et environ 37,000 K. Dans cas, le spectre de la solution chaude ne contient pas cette raie, mais elle affiche des raies d'hélium neutre beaucoup plus larges que celles de la solution froide, ce qui permet de différencier les deux et de choisir la meilleure. Très peu de DB ont une solution chaude valide dans cet intervalle de températures; on appelle cette carence la brèche des DB. Dans notre échantillon, seules 3 DB ont une température de plus de 30,000 K, la plus chaude étant à 31,500 K. Pour les étoiles qui restent, c'est plus compliqué car les solutions chaude et froide sont souvent de qualité comparable et il n'y a pas de méthode générale pour choisir la meilleure solution.

Pour les étoiles dont on possède un spectre UV, la température donnée par la comparaison de ce spectre avec les spectres synthétiques aide à sélectionner la bonne solution. Pour trouver la température à l'aide du spectre UV, nous utilisons la gravité de surface et l'abondance d'hydrogène trouvées avec le spectre optique car ces deux paramètres ont peu d'effet à ces longueurs d'onde et leur effet est similaire à celui de la température. De plus, la plupart de nos spectres UV sont très bruyants et presque dépourvus de raies d'hélium, ce qui les rend moins riches en information que nos spectres optiques. Nous trouvons ainsi une solution pour la température qui reproduit la forme du spectre en utilisant encore la méthode de Levenberg-

Marquardt pour minimiser le χ^2 avec les modèles. Cette solution étant moins fiable que celle tirée des spectres optiques, nous l'utilisons seulement pour trancher entre deux solutions possibles trouvées avec ces derniers.

La figure 3.5 montre un échantillon de spectres synthétiques, correspondant aux solutions trouvées par la méthode d'ajustement des paramètres, superposés aux spectres visibles. Les profils des raies sont très bien reproduits, surtout pour les étoiles les plus chaudes où l'accord est plus évident en raison de meilleur S/B des spectres. On remarque que les raies d'hydrogène aussi sont bien modélisées, ce qui représente un succès de la fusion des deux codes de modèles d'atmosphère, spécialisés chacun pour le profil des raies d'un de ces deux éléments.

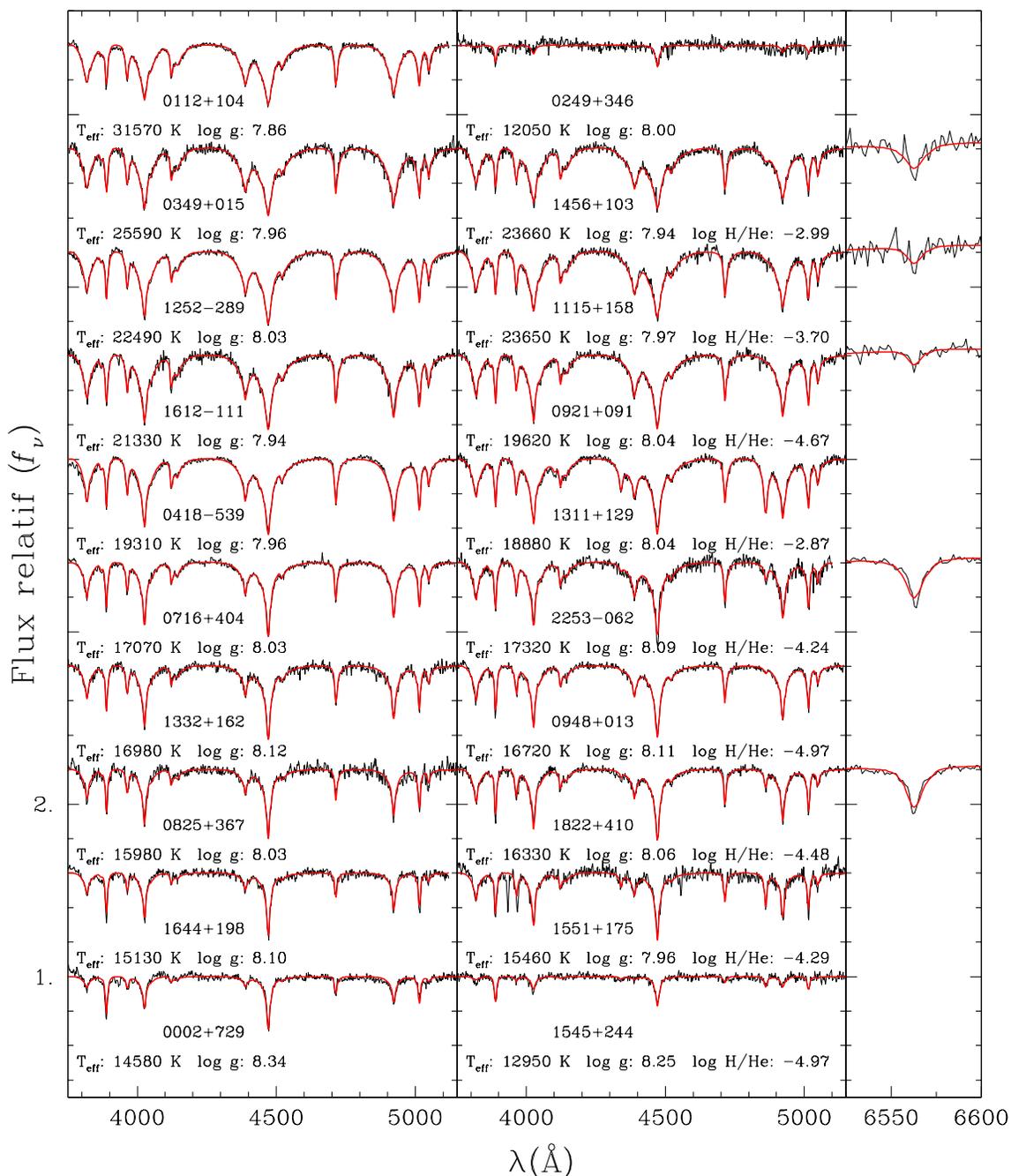


FIG. 3.5 – Échantillon de spectres visibles sur lesquels sont superposés les spectres synthétiques correspondant aux solutions obtenues par l'ajustement des paramètres. La valeur de l'abondance d'hydrogène est donnée pour les DBA et la raie $H\alpha$ est montrée lorsque disponible et si elle est utilisée pour l'ajustement des paramètres (donc si l'étoile est une DBA).

Chapitre 4

Efficacité du transport d'énergie par convection

4.1 Effet de la longueur de mélange sur la structure de l'atmosphère

Dans nos calculs de structures d'atmosphère, le transport d'énergie par convection est modélisé à l'aide des équations de la théorie de la longueur de mélange (TLM). Cette théorie permet de calculer le flux d'énergie transportée par convection de façon approximative, à partir de la structure locale de l'atmosphère, sans calculs hydrodynamiques. Différentes paramétrisations existent dans le cadre de la TLM dont les versions ML1 et ML2, selon la nomenclature amenée par Fontaine et al. (1981), et qui correspondent respectivement aux versions de la TLM utilisées dans Böhm-Vitense (1958) et Böhm & Cassinelli (1971). Beauchamp et al. (1999) ont montré que la version ML2 donnait de meilleurs résultats que la version ML1 car elle mène à une meilleure corrélation entre les températures déduites des spectres optiques et UV. Ils ont aussi montré que l'utilisation de la version ML3 de la TLM, qui est équivalente à la version ML2 avec une valeur de 2 donnée au paramètre α (décrit ci-dessous), donne aussi des résultats acceptables.

Un des paramètres de cette théorie, α , est le rapport de la longueur de mélange sur la hauteur caractéristique de pression (ℓ/H) et représente la distance verticale typique parcourue

par les cellules convectives avant de dissiper leur surplus d'énergie thermique dans le milieu ambiant. Plus la valeur de α est élevée, plus la fraction d'énergie transportée par convection sera importante dans la région convective de l'atmosphère, ce qui permet d'interpréter α comme une mesure de l'efficacité convective. Pour une température effective donnée, le flux total d'énergie dans l'atmosphère est constant donc plus l'efficacité convective est grande, plus la fraction d'énergie transportée par la radiation est faible. Comme le flux radiatif varie dans le même sens que le gradient de température, cette dernière quantité sera d'autant plus grande que α est petit. Ainsi, ce paramètre a un effet important sur les structures en températures et en pression de nos modèles d'atmosphère, donc aussi sur la forme des raies d'hélium, et c'est pourquoi nous essayons de contraindre sa valeur pour les DB. Comme la version ML1 de la TLM possède une efficacité convective moins importante que les versions ML2 et ML3, son utilisation est similaire (quoique non-identique) à l'utilisation de la version ML2 avec une valeur plus petite de α . C'est pourquoi nous limiterons notre étude à la détermination de la valeur de ce dernier paramètre dans le cadre de la version ML2 de la TLM.

Considérons trois régimes d'intérêt du point de vue de la convection : le régime adiabatique, le régime radiatif et le régime transitoire entre les deux. Dans le premier cas, caractéristique des DB ayant une température effective d'environ 18,000 K ou moins, la zone convective associée à la première ionisation de l'hélium s'étend jusqu'au bas de l'atmosphère et profondément dans l'enveloppe. Dans cette zone, l'ionisation partielle cause déjà une grande efficacité convective et la structure thermodynamique est presque adiabatique, ce qui réduit l'effet de la longueur de mélange. Dans ce régime, la radiation sortant de l'atmosphère est peu influencée par la longueur de mélange et par conséquent, les paramètres atmosphériques que nous déduisons pour ces étoiles ne dépendent pratiquement pas de la valeur de α utilisée dans les modèles. Dans le régime radiatif, soit environ 30,000 K et plus, la zone de première ionisation de l'hélium se situe très haut dans l'atmosphère et celle de deuxième ionisation, très bas, de sorte que seule une petite fraction des photons sortant de l'atmosphère est émise dans une zone convective. Ainsi, dans ce régime aussi, la valeur de α adoptée dans les modèles a peu d'effet sur les paramètres atmosphériques trouvés pour les DB. Dans le régime intermédiaire, le bas de la zone convective due à la première ionisation se trouve à une profondeur intermédiaire et

la base de cette zone n'a pas une structure adiabatique. La longueur de mélange y a donc un effet sur le gradient de température et par ce fait même, elle a aussi un effet sur la position du bas de la zone convective.

4.2 Détermination de la longueur de mélange à partir de la spectroscopie

L'effet global de la valeur de α sur l'atmosphère est de réduire le gradient de température. En particulier, pour une température effective donnée, le coeur des raies étant formé plus haut dans l'atmosphère que l'endroit où la température est égale à la température effective, quand le gradient de température diminue, la température de formation du coeur des raies augmente. Ceci a pour effet d'augmenter la luminosité au centre des raies quand la longueur de mélange augmente, et donc d'élargir les raies et de diminuer leur largeur équivalente. La raie d'hélium neutre He I $\lambda 4471$, une des plus intenses du spectre visible, a son maximum de largeur équivalente à une température d'environ 24,000 K. À cette température, la longueur de mélange a un effet important sur la largeur équivalente de la raie. Comme on peut voir sur la figure 4.1, la température du maximum de la largeur équivalente varie aussi avec la longueur de mélange. À partir de $\log g = 8.0$, le maximum de la largeur équivalente se dédouble pour $\alpha = 1.25$ et avec un $\log g$ de 9.0, on a aussi deux maxima pour les deux autres valeurs de α . De part et d'autre de ce (ou ces) maximum, la largeur équivalente se rejoint pour les différentes valeurs de la longueur de mélange, car on atteint le régime adiabatique du côté froid et le régime radiatif du côté chaud. On voit aussi que l'intervalle de température où la longueur de mélange affecte la largeur équivalente de la raie He I $\lambda 4471$ est plus étroit pour les faibles valeurs de α , soit de 16,000 K à 24,000 K avec $\alpha = 0.75$, pour un intervalle de 8000 K, et entre 18,000 K et 32,000 K avec $\alpha = 1.75$, pour un intervalle de 14,000 K.

L'effet le plus important à noter est que si la valeur de α utilisée dans nos modèles est trop faible, la largeur équivalente sera plus grande que dans les spectres observés, dans un certain intervalle de température autour de 24,000 K, ce qui va empêcher la méthode d'ajustement des paramètres de placer des étoiles dans cet intervalle. De plus, si la longueur de mélange est

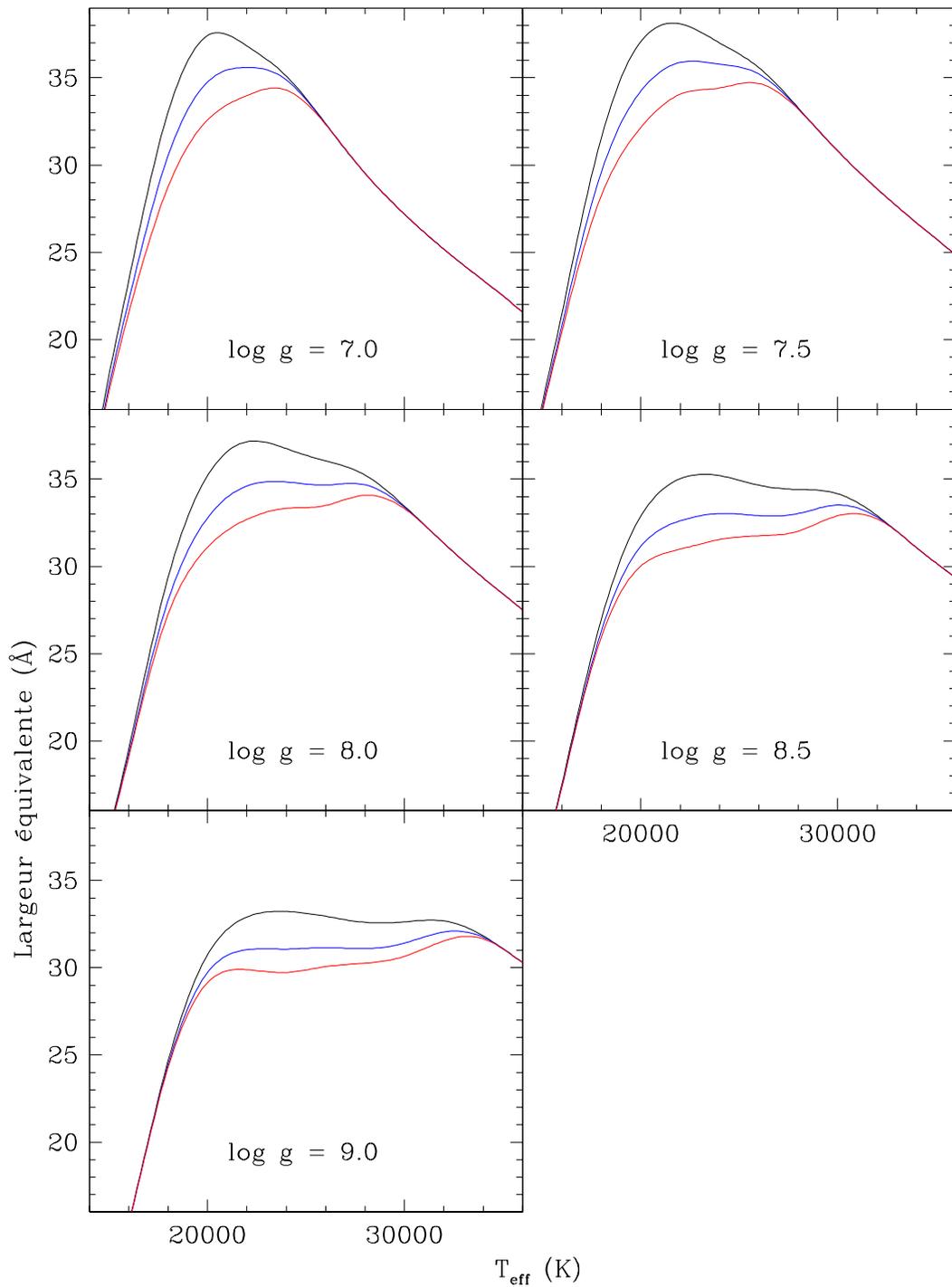


FIG. 4.1 – La largeur équivalente de la raie He I $\lambda 4471$ en fonction de la température effective pour différentes valeurs de $\log g$. Les courbes pour $\alpha = 0.75$ sont en noir, pour $\alpha = 1.25$, en bleu et pour $\alpha = 1.75$, en rouge.

trop grande dans nos modèles, la largeur équivalente dans les spectres observés des DB qui sont dans un intervalle de températures autour de 24,000 K auront des largeurs équivalentes pour cette raie plus élevées que pour tous les modèles. Dans ce cas, l'algorithme d'ajustement placera ces étoiles à la température pour laquelle la largeur équivalente est maximale dans nos modèles, ce qui entraînera une accumulation d'étoiles autour de 24,000 K.

La figure 4.2 montre des plans $T_{\text{eff}} - \log g$ sur lesquels on voit les solutions pour les étoiles de l'échantillon, dans l'intervalle de températures effectives où la valeur de α a de l'influence, pour des valeurs de α de 0.75 à 1.75. Pour $\alpha = 0.75$, on voit qu'il y a un déficit important d'étoiles entre 20,000 K et 24,000 K. À l'opposé, pour $\alpha = 1.75$, les étoiles sont légèrement en surnombre autour d'une température de 24,000 K. On observe un léger manque d'étoiles autour de 20,000 K dû à ce regroupement, et qui est aussi visible, autour de 19,000 K avec $\alpha = 1.25$, mais de façon moins prononcée. Entre ces deux extrêmes, les étoiles ont des températures effectives distribuées plus uniformément et c'est avec $\alpha = 1.25$ qu'elles sont le mieux réparties. En effet, comme les naines blanches suivent une courbe de refroidissement plutôt monotone et ont un rayon qui varie peu dans l'intervalle de températures qui nous intéresse, on peut s'attendre à ce que la distribution des températures soit aussi monotone et assez uniforme sur cet intervalle de températures. À l'aide du paragraphe précédent, on peut très bien expliquer ces observations par le fait que la zone convective due à la première ionisation de l'hélium dans les étoiles DB est le mieux décrite dans le cadre de la TLM si on utilise une valeur de α de 1.25. Le manque d'étoiles autour de 22,000 K avec $\alpha = 0.75$ est dû au fait que la largeur équivalente des raies dans les modèles est trop grande à cette température pour qu'on y place des étoiles. La concentration d'étoiles autour de 25,000 K avec la valeur de α de 1.75 est due au fait que la largeur équivalente des raies est insuffisante dans les modèles et pour compenser, la routine d'ajustement des paramètres place les étoiles plus près de la température correspondant au maximum de largeur équivalente. Il reste une valeur de 1.25 pour α qui est un bon compromis entre ces deux extrêmes.

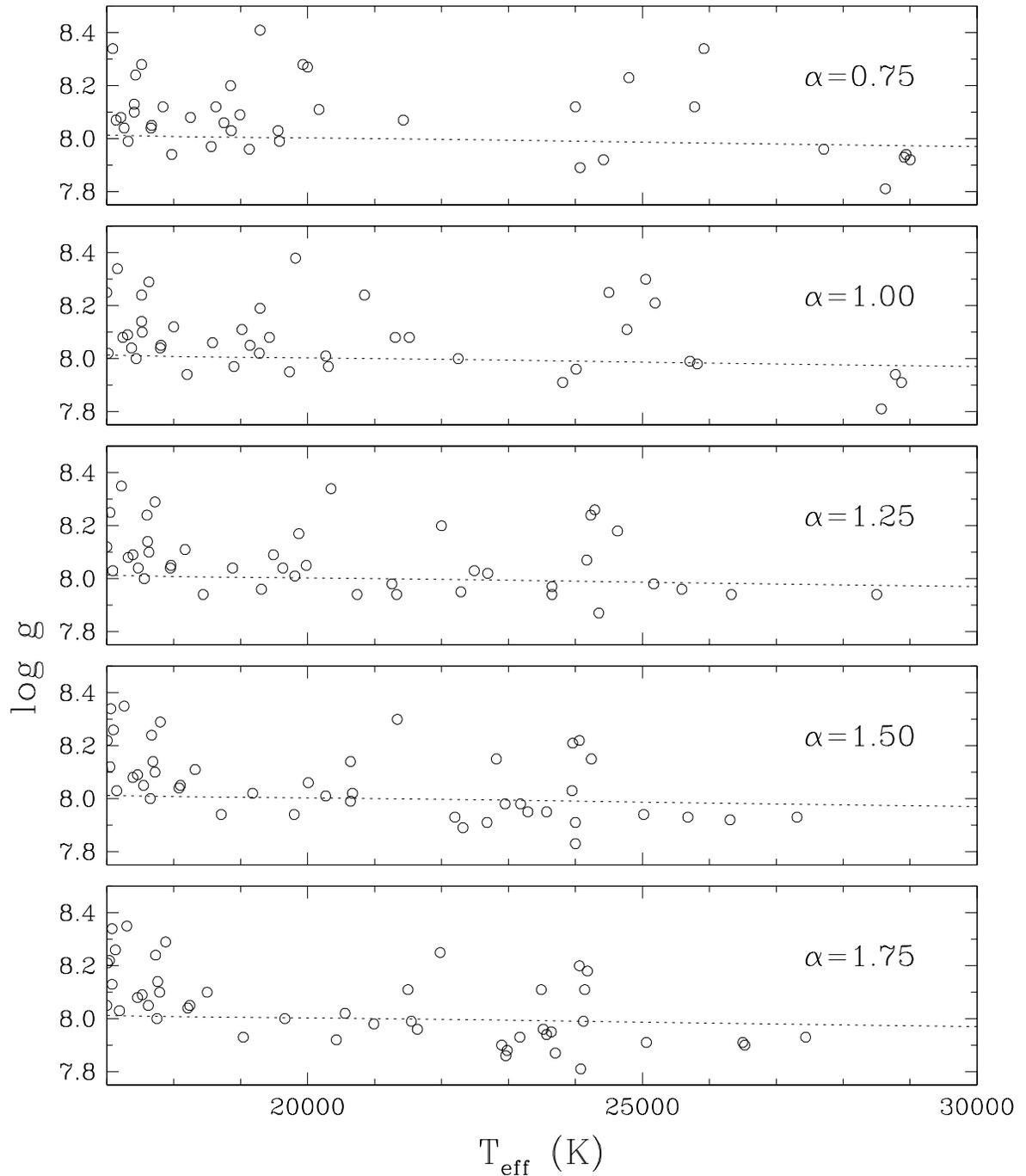


FIG. 4.2 – De haut en bas: Les solutions pour la température et la gravité des étoiles de notre échantillon pour différentes valeurs de α . On voit l'intervalle de températures pour lequel la valeur de la longueur de mélange a une influence non négligeable sur la détermination des paramètres atmosphériques. La ligne pointillée correspond à la position des DB de $0.6 M_{\odot}$.

4.3 Contraintes sur la longueur de mélange à partir des distributions d'énergie *IUE*

Dans cette section, nous utilisons les spectres *IUE* afin de déterminer un deuxième ensemble de températures. Contrairement à nos spectres visibles, les raies d'hélium contenues dans ces spectres sont négligeables par rapport au bruit à toutes fins pratiques. Nous utilisons donc seulement le continu pour déterminer la température. Aussi, comme le continu contient beaucoup moins d'informations qu'un ensemble de raies, nous ne pouvons pas trouver tous les paramètres atmosphériques à l'aide de ces spectres seuls et c'est pourquoi nous utilisons les gravités de surface et abondances d'hydrogène trouvées à partir des spectres visibles. Nous montrons la comparaison des deux ensembles de températures à la figure 4.3 pour les étoiles de notre échantillon qui ont un spectre dans l'archive du *IUE* de Holberg et al. (2003). On remarque premièrement que toutes les étoiles dont la température UV est entre 15,000 K et 20,000 K ont une température déterminée à partir du spectre visible qui est plus basse que celle déterminée avec le spectre *IUE*. Un tel effet systématique suggère une modélisation incomplète de certains aspects physiques de l'atmosphère. Nous avons dit au chapitre 2 que l'élargissement dû à l'effet van der Waals était une source d'incertitude significative à basse température, mais cet effet est surtout important à $T_{\text{eff}} \lesssim 16,000 \text{ K}$. Aussi, comme l'opacité dans les DB froides est très faible dans l'ultraviolet, le flux à ces longueurs d'ondes est formé plus bas dans l'atmosphère que le continu dans le visible. Comme c'est la température déterminée avec les spectres UV qui est la plus élevée à ces températures, il est raisonnable de croire que nos modèles donnent une température trop élevée dans le bas de l'atmosphère. Notez que les différences sont beaucoup plus grandes que les incertitudes, qui sont de l'ordre de 200 à 300 K à ces températures.

Entre $T_{\text{UV}} \simeq 20,000 \text{ K}$ et 25,000 K, cet effet systématique disparaît, du moins pour les valeurs de α les plus élevées. Aussi, l'amplitude des écarts de température augmente pour les valeurs de α de 0.75 et 1.00. C'est dans cet intervalle de températures que l'effet de ce paramètre est le plus important et on voit très bien que l'accord entre les deux ensembles de températures est meilleur pour les valeurs de α de 1.25 et plus. L'accord est légèrement

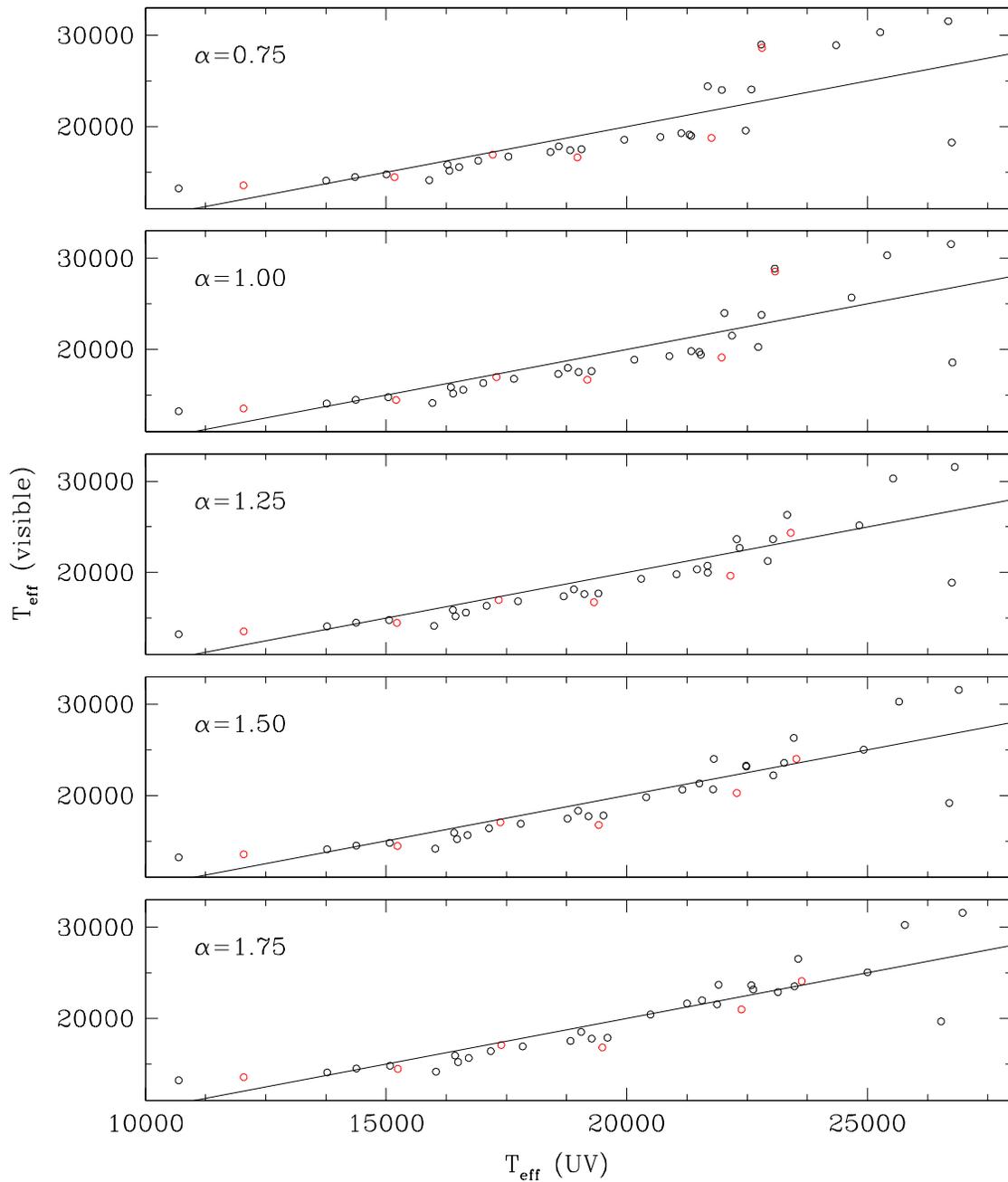


FIG. 4.3 – Comparaison des températures trouvées à partir des spectres visibles et ultraviolets pour différentes valeurs de α . Les étoiles dont le spectre ultraviolet n'est constitué que de la partie provenant de la caméra SWP sont identifiées par un cercle rouge. La correspondance 1:1 entre les deux températures est indiquée par une ligne droite.

meilleur pour une valeur de 1.75, mais la différence est petite. Compte tenu de ces résultats et ceux de la section précédente, nous sommes certains que α vaut au moins 1.25 et comme les résultats de la section précédente permettent de mieux discerner l'effet de ce paramètre pour

les valeurs de 1.25 et plus, nous gardons la valeur de 1.25 trouvée dans cette section. Pour les 3 étoiles avec les températures UV les plus élevés, les écarts de température sont énormes peu importe la valeur de α . La discussion à propos de ces trois étoiles à la fin de cette section tient compte des solutions trouvées avec une valeur de α de 1.25.

L'approche que nous venons de décrire pour contraindre la valeur du paramètre α à utiliser pour les DB a aussi été utilisée à la section 8.5 de Beauchamp (1995). Bien que leur version de l'analyse porte sur un nombre plus restreint d'étoiles, on observe tout de même des ressemblances entre nos résultats et les leurs. Premièrement, dans leur analyse comme dans la nôtre, les étoiles entre 15,000 K et 20,000 K ont une température trouvée avec les spectres UV qui est plus élevée que celle trouvées par spectroscopie dans le visible. Ensuite, ils trouvent des écarts de températures importants pour les étoiles plus chaudes que 20,000 K, comme c'est le cas dans notre analyse. Le point principal qui ressort de leur analyse est que la paramétrisation ML1 de la TLM n'est pas appropriée pour l'analyse des spectres de DB alors que les versions ML2 et ML3 donnent de meilleurs résultats. Cette conclusion est en accord avec ce que nous avons trouvé. Un des arguments utilisés dans Beauchamp (1995) pour discriminer la version ML1 de la TLM est l'absence d'objets avec T_{eff} entre 20,000 K et 26,000 K lorsque cette version est utilisée. Ceci est observé et discuté à la section 4.2 du présent ouvrage. Notons que nous observons aussi cet effet à la figure 4.3 avec $\alpha = 0.75$.

Pour l'étoile WD 0112+104, la température déterminée à partir du spectre UV est de 26,814+/-200 K alors que le spectre visible donne une température de 31,570+/-200 K. La solution froide, qui reproduit mal le spectre observé, est de 19,180+/-200 K ce qui de toute façon est encore plus éloigné de la solution trouvée avec le spectre UV. Il n'y a pas de raies d'hydrogène visibles dans cette étoile et l'abondance limite qu'on peut y trouver sans que des raies apparaissent dans le spectre synthétique est de $H/He = 10^{-3.5}$. Avec cette abondance, la température descend seulement à 30,980+/-200 K alors que la température trouvée avec le spectre UV ne descend que de 4 K, ce qui laisse toujours un écart de plus de 4000 K. Dans le cas de WD 1654+160, nous trouvons des températures de 30,310+/-300 K et 25,533+/-200 K avec les spectres visible et UV respectivement. Dans ce cas, peu importe la température de départ utilisée pour déterminer les paramètres atmosphériques, nous trou-

vons toujours 30,310 K: il n'y a pas de solution froide valide. De plus, en utilisant l'abondance d'hydrogène limite de $H/He = 10^{-5}$ déterminée par Voss et al. (2007), les deux températures descendent de moins de 100 K ce qui laisse un écart de près de 5000 K. Finalement, pour l'étoile WD 1311+129, nous avons une température de 18,880+/-100 K trouvée avec le spectre visible et le spectre UV donne plutôt 26,752+/-700 K. Cette étoile est une DBA et contient beaucoup d'hydrogène, soit une abondance de $H/He = 10^{-2.87}$. Il existe une deuxième solution avec une température de 22,700+/- K déterminée avec le spectre visible. Cette solution suppose beaucoup plus d'hydrogène, soit une abondance de $H/He = 10^{-1.9}$ et ce qui cause une différence importante dans la température trouvée avec le spectre UV, soit une température de 25,311+/-600 K. Avec cette solution, l'écart de température est diminué de beaucoup, mais la qualité de cette deuxième solution est moins bonne, surtout pour les raies d'hydrogène qui sont mal reproduites. On voit des exemples de solutions trouvées avec les spectres UV à la page suivante.

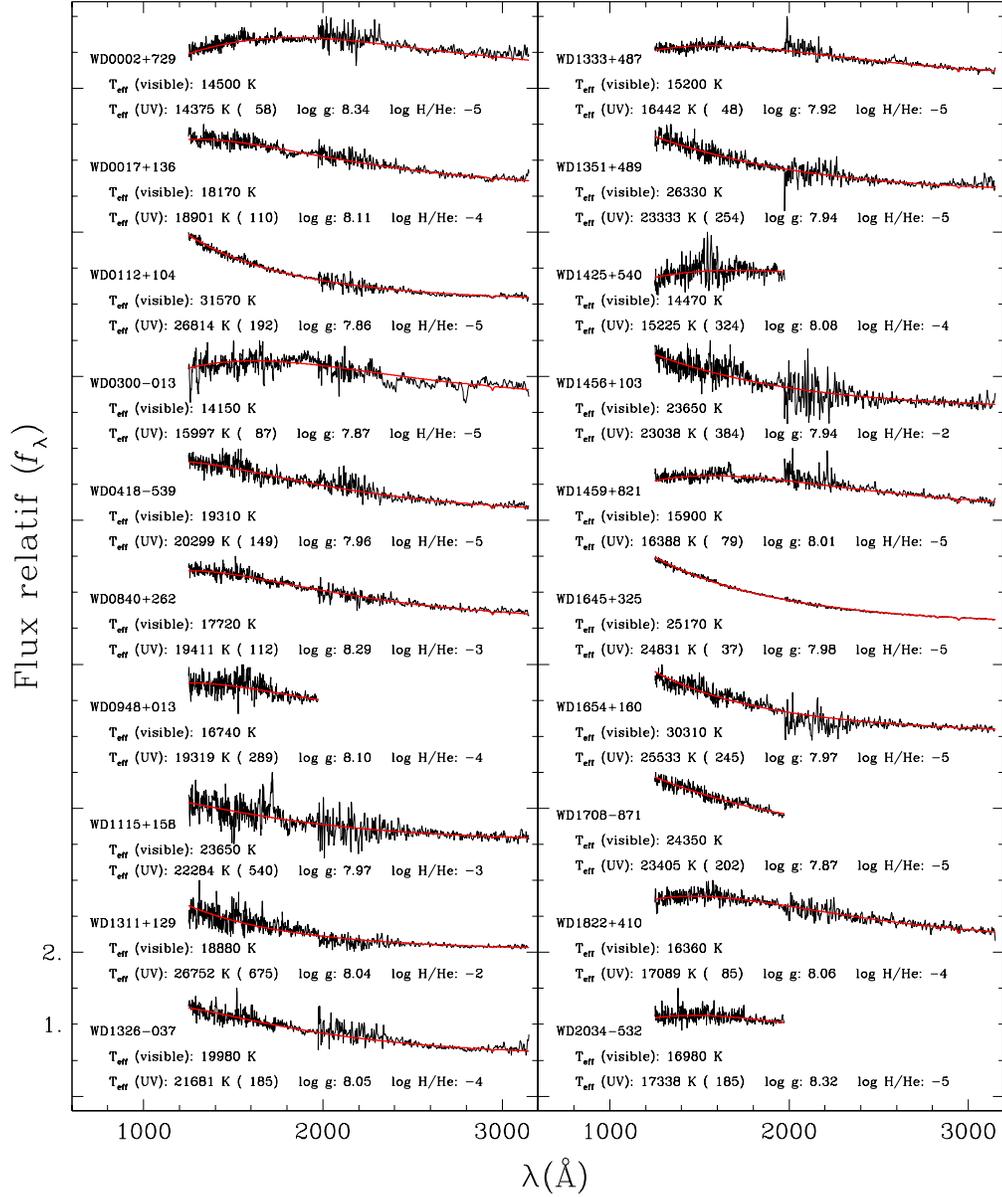


FIG. 4.4 – Exemples de solutions trouvées avec les spectres *IUE*.

Chapitre 5

Détermination de l'abondance d'hydrogène

5.1 Discussion sur les étoiles de type DBA

Environ 40% des étoiles de notre échantillon montrent une ou plusieurs raies d'hydrogène dans un spectre tout de même dominé par les raies d'hélium neutre et sont donc classifiées DBA. La fraction des DBA parmi les DB dépend des limites de détection des raies d'hydrogène. En effet, une étoile est classée DBA si on y trouve de faibles raies d'hydrogène dans un spectre dominé par les raies d'hélium. On comprend donc que plus le rapport signal-sur-bruit (S/B) du spectre est élevé, plus on a de chance d'y trouver de faibles raies d'hydrogène. Aussi, lorsqu'on possède un spectre couvrant $H\alpha$, on y détecte beaucoup plus facilement des traces d'hydrogène puisque cette raie est généralement plus forte que les autres raies de Balmer, surtout pour les DBA froides. À partir de telles données $H\alpha$, Hunter et al. (2001) ont trouvé environ 30% de DBA dans leur échantillon de 24 DB, surtout chaudes, alors que Voss et al. (2007) en ont trouvé 55% sur 71 objets distribués sur un plus grand intervalle de températures. Dans les deux cas, les spectres couvraient la raie $H\alpha$. Notez que dans l'échantillon SDSS DR4, dont les spectres couvrent $H\alpha$, le faible S/B de ces spectres permet seulement de trouver 13% de DBA. Pour une abondance d'hydrogène donnée, plus l'étoile est chaude, et plus les raies d'hydrogène sont faibles. Le maximum d'intensité des raies de Balmer de l'hydrogène, dû au fait que le niveau

2 de l'atome d'hydrogène est peuplé de façon maximale, se situe autour de 12,000 K environ. Au-dessus de cette température, plus la température est élevée, moins les raies d'hydrogène sont intenses (pour une abondance d'hydrogène donnée). Comme les DB sont presque toutes plus chaudes que 12,000 K, l'intensité des raies d'hydrogène dans les DB varie à l'opposé de la température pour une abondance d'hydrogène donnée. Cependant, même lorsqu'on ne le voit pas, l'hydrogène a un effet non-négligeable sur la structure thermodynamique de l'étoile, ce qui affecte le profil des raies d'hélium pour une température effective donnée.

La détermination de l'abondance d'hydrogène dans les étoiles de notre échantillon est importante puisque qu'elle a une grande influence sur la température effective qu'on leur assigne. Par exemple, pour les DB les plus chaudes, en tenant compte du S/B de nos spectres, il faut une fraction d'hydrogène de $\log H/He \gtrsim -3.5$ pour qu'on détecte la présence de $H\beta$ et l'utilisation d'une telle fraction d'hydrogène lors de la détermination des paramètres atmosphériques a pour effet de diminuer la température effective d'environ 2000 K à 3000 K par rapport à une atmosphère d'hélium pur. À des températures plus basses, l'hydrogène est plus facilement visible et la fraction d'hydrogène correspondant à la limite de détection diminue en conséquence. Ainsi, sous une température de 20,000 K, la température ne diminue que de 100 K à 200 K lorsqu'on adopte l'abondance limite de $\log H/He = -5$. Les informations que nous avons concernant l'abondance d'hydrogène ne sont pas les mêmes pour toutes les étoiles de notre échantillon et c'est pourquoi nous les séparons en différents groupes que nous traiterons différemment.

5.2 Contraintes basées sur les données $H\alpha$ et les autres raies d'hydrogène

Premièrement, nous avons des spectres couvrant $H\alpha$ pour 30 étoiles de l'échantillon, provenant soit de nos propres observations, des observations de Hunter et al. (2001) ou de Greenstein (1986). Nous trouvons d'abord les paramètres atmosphériques de ces étoiles, incluant l'abondance d'hydrogène, en utilisant la méthode décrite au chapitre 3, puis les séparons en deux catégories. Il y a d'abord celles pour lesquelles nous trouvons une abondance d'hydrogène

$\log H/He > -5$. Ces étoiles possèdent suffisamment d'hydrogène pour qu'on puisse en mesurer l'abondance par spectroscopie, et nous gardons donc les paramètres atmosphériques ainsi trouvés. Il y a ensuite les étoiles pour lesquelles nous trouvons $\log H/He \leq -5$. Comme les valeurs de $\log H/He$ utilisées dans la grille de modèles varient par bonds de 0.5 entre $\log H/He = -2$ et $\log H/He = -5$ et qu'ensuite nous utilisons une composition d'hélium pur pour laquelle nous supposons $\log H/He = -5.5$, les abondance trouvées entre $\log H/He = -5$ et $\log H/He = -5.5$ ne sont pas précises. Dans ce cas, nous recalculons les paramètres en utilisant une abondance nulle d'hydrogène et, si on voit la raie $H\alpha$ ou si la température trouvée sans hydrogène dépasse 20,000 K, nous trouvons une deuxième valeur pour la température et la gravité en utilisant cette fois $\log H/He = -5$.

Deuxièmement, parmi les étoiles dont nous ne possédons pas de spectre couvrant $H\alpha$, 13 montrent au moins la raie $H\beta$ et dans certains cas, les raies suivantes de la série de Balmer. Dans ce cas aussi, nous calculons l'abondance d'hydrogène en même temps que les autres paramètres atmosphériques. Si la solution trouvée donne $\log H/He > -5$, nous la gardons, sinon, nous calculons deux nouvelles solutions, une avec $\log H/He = -5$ et l'autre sans hydrogène. Notez que lorsque nous voyons une ou plusieurs raies d'hydrogène et que nous trouvons $\log H/He < -5$, même si nous ne donnons que des valeurs limites pour les paramètres atmosphériques, la solution graphique gardée est celle trouvée en laissant varier l'abondance d'hydrogène. Dans les travaux futurs, la grille de modèles sera élargie pour contenir des valeurs plus faibles de l'abondance d'hydrogène.

5.3 Utilisation des abondances trouvées dans Voss et al. (2007)

Certaines des étoiles de notre échantillon se retrouvent dans SPY et ont été analysées dans Voss et al. (2007). Dans cette analyse, ils utilisent des données sur $H\alpha$ pour trouver l'abondance d'hydrogène de chacune de leurs étoiles. Pour les étoiles en commun avec les deux échantillons, si nous ne possédons pas déjà de données sur $H\alpha$ et si les autres raies de Balmer ne sont pas visibles dans nos spectres, nous utilisons les abondances qu'ils ont déterminées en respectant les conditions suivantes:

- Si pour une étoile donnée ils voient $H\alpha$ et calculent que $\log H/He > -5$, nous utilisons

directement leur abondance pour trouver la température et la gravité de surface.

- S'ils voient $H\alpha$ et en déduisent que $\log H/He \leq -5$, nous utilisons $\log H/He = -5$ et une atmosphère d'hélium pur pour la raison mentionnée à la section précédente.

- S'ils ne voient pas $H\alpha$, nous utilisons une atmosphère d'hélium pur et si la température dépasse 20,000 K, nous utilisons aussi $\log H/He = -5$, car c'est leur limite de détection de l'hydrogène avec $H\alpha$ au-delà de cette température.

5.4 Utilisation des abondances limites utilisées dans Beauchamp et al. (1999)

Finalement, faute d'informations précises sur l'abondance d'hydrogène pour les étoiles qui restent, nous reprenons la méthode utilisée par Beauchamp et al. (1999). Nous calculons une première solution sans hydrogène et une deuxième avec la fraction d'hydrogène limite au-delà de laquelle on voit normalement $H\beta$ dans le spectre, soit $\log H/He = -5$ pour les étoiles de moins de 20,000 K, $\log H/He = -4.5$ pour celles entre 20,000 K et 22,000 K, $\log H/He = -4$ entre 22,000 K et $\log H/He = -3.5$ au-delà de 24,000 K. Le manque de précision sur l'abondance d'hydrogène dans ces étoiles induit une grande incertitude sur leur température (jusqu'à 3000 K) et nous pouvons au mieux la borner utilisant les deux valeurs de $\log H/He$ mentionnées. Étant donnée la grandeur de cette incertitude dans certains cas, des observations à haut S/B autour de la raie $H\alpha$ permettraient d'augmenter considérablement la précision des solutions pour la température des DB chaudes et par le fait même, nous permettrait de mieux contraindre les limites de la bande d'instabilité V777 Her et la limite froide de la brèche des DB.

Chapitre 6

Présentation des paramètres adoptés

6.1 Solutions individuelles

Les tableaux 6.1 et 6.2 montrent les solutions individuelles de l'ensemble des étoiles de l'échantillon. Les données sont séparées en deux catégories : les DB et les DBA. Tel que mentionné au chapitre 4, la longueur de mélange utilisée dans les modèles pour ces résultats finaux est de $\alpha = 1.25$. Pour chaque DB, il y a une solution avec une abondance nulle d'hydrogène (dans ce cas il y a un $-$ dans la colonne $\log H/He$) et tel que décrit au chapitre 5, pour certaines étoiles il y a une deuxième solution avec l'abondance d'hydrogène où nous devrions commencer à voir des raies d'hydrogène dans le spectre. Dans presque tous les cas, la différence entre les températures des deux solutions est plus petite que les incertitudes sur ce paramètre. Les cas où les différences sont les plus importantes (voire beaucoup plus importantes) sont les DB chaudes pour lesquelles nous n'avons pas de spectre couvrant $H\alpha$ et qui ne sont pas dans SPY, car alors, l'abondance correspondant à la limite spectroscopique atteint une valeur aussi grande que $\log H/He = -3.5$ ce qui a une influence non-négligeable sur la structure atmosphérique. La différence sur la gravité de surface est légèrement plus importante, soit du même ordre de grandeur que l'incertitude formelle. Pour les DBA, il y a une seule solution, trouvée en laissant varier l'abondance d'hydrogène, dans les cas où l'on trouve

$\log H/He > -5$. Sinon, deux solutions sont affichées, une avec une atmosphère d'hélium pur et l'autre avec $\log H/He = -5$. Cette fois encore, on remarque que les différences de température et de gravité de surface sont du même ordre que les incertitudes sur ces paramètres. On voit sur la figure 7.1 que pour 9 étoiles de l'échantillon, dont 4 DBA, les paramètres atmosphériques trouvés donnent une masse significativement plus grande que l'ensemble des autres étoiles. De plus, ces 9 étoiles sont toutes plus froides que 17,000 K et leur spectre possède pour la plupart des raies peu profondes, ce qui accentue l'effet du bruit sur les paramètres trouvés. À basse température, la gravité de surface a moins d'effet sur le spectre et de plus, l'élargissement dû à l'effet van der Waals, le plus important dans ce cas, est encore mal connu. Ainsi, il y a de fortes chances pour que les masses de ces 9 étoiles ne soient pas aussi élevées que sur ce diagramme, et afin d'avoir une évaluation robuste de leur température effective, leur gravité de surface a été fixée à 8.0 pour la solution finale comme c'est le cas pour la majorité des étoiles froides dans Voss et al. (2007). Aucune de ces étoiles ne se retrouve dans l'échantillon PG qui est utilisé au chapitre suivant pour calculer la fonction de luminosité des DB. Quant à la distribution de masse, elle ne tiendra évidemment pas compte de ces étoiles.

TAB. 6.1 – Paramètres atmosphériques des étoiles de type DB de notre échantillon

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
0002+729	GD 408	14,580 (229)	8.34 (0.08)	-	0.80 (0.05)	11.85	-2.39	14.33	31		8.60
		14,560 (228)	8.41 (0.08)	-5	0.85 (0.05)	11.97	-2.44	14.33	29		8.65
0112+104	PG 0112+104	31,570 (484)	7.86 (0.05)	-	0.55 (0.02)	9.87	-0.73	15.36	125	1.80(-7)	7.16
		30,980 (494)	7.86 (0.05)	-3.5	0.55 (0.02)	9.90	-0.77	15.36	123	1.88(-7)	7.18
0249+346	KUV 02499+3442	12,050 (184)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.78	-2.52	16.40	84		8.62
		12,050 (184)	8.00 (0.00)	-5	0.59 (0.00)	11.78	-2.52	16.40	84		8.62
0249-052	KUV 02498-0515	17,460 (266)	8.04 (0.06)	-	0.62 (0.04)	10.97	-1.89	16.60	133		8.16
0300-013	GD 40	14,230 (298)	7.90 (0.18)	-	0.53 (0.10)	11.25	-2.17	15.56	72		8.34
0308-565	L175-34	22,690 (1049)	8.02 (0.07)	-	0.62 (0.04)	10.51	-1.41	14.07	51		7.75
		22,550 (1048)	8.03 (0.07)	-5	0.62 (0.04)	10.53	-1.43	14.07	51		7.77
0349+015	KUV 03493+0131	25,590 (692)	7.96 (0.05)	-	0.59 (0.03)	10.34	-1.16	17.20	236		7.39
		25,410 (699)	7.96 (0.05)	-5	0.59 (0.03)	10.34	-1.18	17.20	235		7.41
0418-539	BPM 17731	19,310 (302)	7.96 (0.05)	-	0.58 (0.03)	10.64	-1.66	15.32	86		7.93
0423-145	HE 0423-1434	16,900 (248)	8.05 (0.06)	-	0.62 (0.03)	11.06	-1.95	16.21	107		8.22
0517+771	GD 435	13,160 (221)	8.12 (0.11)	-	0.66 (0.06)	11.74	-2.43	16.01	71		8.59
		13,330 (229)	8.28 (0.11)	-5	0.76 (0.07)	11.96	-2.51	16.01	64		8.67
0615-591	L182-61	15,640 (226)	7.91 (0.05)	-	0.54 (0.03)	11.03	-2.01	14.09	40		8.21
0716+404	GD 85	17,070 (248)	8.03 (0.05)	-	0.61 (0.03)	11.00	-1.92	14.94	61		8.19
		16,950 (246)	8.10 (0.05)	-5	0.65 (0.03)	11.13	-1.98	14.94	57		8.24
0825+367	CBS 73	15,980 (251)	8.03 (0.08)	-	0.61 (0.05)	11.16	-2.04	17.00	147		8.28
		15,890 (250)	8.13 (0.08)	-5	0.67 (0.05)	11.32	-2.11	17.00	136		8.35
0835+340	CSO 197	24,290 (954)	8.26 (0.06)	-	0.76 (0.04)	10.82	-1.44	16.00	108		7.84
		21,080 (625)	8.29 (0.06)	-3.5	0.78 (0.04)	11.00	-1.71	16.00	100		8.10
0838+375	CBS 78	13,580 (399)	8.21 (0.27)	-	0.72 (0.17)	11.81	-2.43	17.00	109		8.61
		13,690 (391)	8.32 (0.26)	-5	0.79 (0.17)	11.96	-2.48	17.00	101		8.68
0840+364	CBS 82	22,000 (729)	8.20 (0.05)	-	0.72 (0.03)	10.80	-1.58	17.00	173		7.94
		20,760 (571)	8.21 (0.06)	-4	0.73 (0.04)	10.90	-1.69	17.00	166		8.04
0845-188	L748-70	17,380 (255)	8.09 (0.05)	-	0.65 (0.03)	11.06	-1.92	15.55	79		8.20
0900+142	PG 0900+142	14,780 (217)	8.03 (0.06)	-	0.61 (0.04)	11.34	-2.17	16.48	106	1.31(-6)	8.39

TAB. 5.1 – Suite

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
0902+293	CBS 3	18,450 (322)	7.94 (0.07)	-	0.56 (0.04)	10.70	-1.73	17.00	181		7.99
		18,290 (320)	7.97 (0.07)	-5	0.58 (0.04)	10.77	-1.76	17.00	176		8.04
0906+341	CBS 94	17,550 (306)	8.00 (0.09)	-	0.60 (0.05)	10.90	-1.86	17.00	166		8.13
		17,400 (304)	8.05 (0.09)	-5	0.62 (0.05)	10.99	-1.90	17.00	159		8.18
0954+342	CBS 114	30,470 (587)	7.97 (0.06)	-	0.60 (0.03)	10.09	-0.86	17.00	240		7.19
		29,670 (683)	7.96 (0.06)	-3.5	0.60 (0.03)	10.12	-0.90	17.00	237		7.09
1006+413	KUV 10064+4120	14,260 (216)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.38	-2.22	17.83	194		8.41
		14,180 (212)	8.00 (0.00)	-5	0.59 (0.00)	11.39	-2.23	17.83	193		8.42
1011+570	GD 303	17,630 (258)	8.10 (0.05)	-	0.65 (0.03)	11.04	-1.91	14.57	50		8.19
		17,490 (256)	8.16 (0.05)	-5	0.69 (0.03)	11.15	-1.96	14.57	48		8.24
1026-056	PG 1026-057	17,960 (266)	8.05 (0.05)	-	0.63 (0.03)	10.92	-1.84	16.94	159	7.43(-7)	8.13
		17,840 (264)	8.11 (0.05)	-5	0.66 (0.03)	11.03	-1.89	16.94	152	8.50(-7)	8.18
1038+290	TON 40	16,540 (241)	8.01 (0.05)	-	0.60 (0.03)	11.05	-1.97	16.94	150	8.78(-7)	8.22
		16,410 (239)	8.09 (0.05)	-5	0.65 (0.03)	11.19	-2.03	16.94	141	1.05(-6)	8.28
1046-017	GD 124	14,510 (220)	8.10 (0.07)	-	0.65 (0.04)	11.49	-2.25	15.81	73	1.59(-6)	8.45
1107+265	GD 128	15,080 (221)	8.03 (0.06)	-	0.61 (0.04)	11.29	-2.14	15.89	83	1.23(-6)	8.36
		15,010 (220)	8.09 (0.06)	-5	0.64 (0.04)	11.40	-2.18	15.89	79	1.40(-6)	8.40
1129+373	PG 1129+373	13,060 (244)	8.14 (0.13)	-	0.67 (0.08)	11.79	-2.46	16.23	77	2.46(-6)	8.61
		13,290 (253)	8.36 (0.13)	-5	0.81 (0.09)	12.10	-2.56	16.23	67	3.63(-6)	8.73
1144-084	PG 1144-085	15,580 (228)	7.98 (0.06)	-	0.58 (0.03)	11.14	-2.05	15.95	91	1.00(-6)	8.28
1252-289	EC 12522-2855	22,490 (584)	8.03 (0.05)	-	0.62 (0.03)	10.53	-1.44	15.85	115		7.73
		22,390 (575)	8.03 (0.05)	-5	0.62 (0.03)	10.54	-1.44	15.85	115		7.74
1332+162	PB 3990	16,980 (256)	8.12 (0.06)	-	0.67 (0.04)	11.15	-1.98	15.98	92	1.00(-6)	8.25
		16,820 (250)	8.18 (0.06)	-5	0.70 (0.04)	11.27	-2.04	15.98	87	1.16(-6)	8.31
1333+487	GD 325	15,260 (226)	7.92 (0.07)	-	0.55 (0.04)	11.11	-2.06	14.02	38	9.63(-7)	8.26
		15,190 (225)	8.00 (0.07)	-5	0.59 (0.04)	11.23	-2.11	14.02	36	1.13(-6)	8.33
1336+123	LP 498-26	15,870 (238)	7.98 (0.07)	-	0.58 (0.04)	11.10	-2.02	13.90	36	9.46(-7)	8.25
1351+489	PG 1351+489	26,330 (775)	7.94 (0.05)	-	0.58 (0.03)	10.27	-1.10	16.38	166		7.32
		26,290 (855)	7.93 (0.05)	-4.5	0.57 (0.03)	10.26	-1.10	16.38	167		7.32

TAB. 5.1 – Suite

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
1411+218	PG 1411+219	14,880 (221)	7.96 (0.07)	-	0.57 (0.04)	11.22	-2.12	14.30	41	1.12(-6)	8.32
		14,850 (221)	8.04 (0.07)	-5	0.62 (0.04)	11.35	-2.17	14.30	39	1.31(-6)	8.39
1415+234	PG 1415+234	17,610 (272)	8.14 (0.06)	-	0.68 (0.04)	11.10	-1.93	16.80	137	9.36(-7)	8.22
		17,460 (270)	8.20 (0.06)	-5	0.71 (0.04)	11.22	-1.99	16.80	130	1.08(-6)	8.27
1416+229	KUV 14161+2255	17,600 (285)	8.24 (0.07)	-	0.74 (0.05)	11.26	-2.00	16.60	116		8.29
		17,440 (283)	8.30 (0.07)	-5	0.78 (0.05)	11.38	-2.05	16.60	110		8.35
1419+351	GD 335	11,750 (184)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.84	-2.56	16.89	102		8.65
		11,750 (184)	8.00 (0.00)	-5	0.59 (0.00)	11.84	-2.56	16.89	102		8.65
1445+152	PG 1445+153	20,740 (479)	7.94 (0.06)	-	0.57 (0.03)	10.50	-1.53	15.55	102	4.28(-7)	7.79
		21,250 (566)	7.96 (0.06)	-5	0.58 (0.03)	10.49	-1.49	15.55	102	4.23(-7)	7.78
1459+821	G256-18	15,900 (235)	8.00 (0.06)	-	0.59 (0.04)	11.12	-2.03	14.78	53		8.27
		15,810 (234)	8.10 (0.06)	-5	0.65 (0.04)	11.29	-2.10	14.78	49		8.34
1542+182	GD 190	21,260 (424)	7.98 (0.05)	-	0.59 (0.03)	10.52	-1.50	14.72	69	4.38(-7)	7.78
		21,170 (423)	7.98 (0.05)	-5	0.59 (0.03)	10.53	-1.51	14.72	69	4.41(-7)	7.79
1610+239	PG 1610+239	13,210 (216)	8.07 (0.10)	-	0.63 (0.06)	11.66	-2.39	13.00	18	2.06(-6)	8.56
		13,380 (218)	8.24 (0.10)	-5	0.74 (0.06)	11.89	-2.47	13.00	16	2.76(-6)	8.64
1612-111	GD 198	21,330 (525)	7.94 (0.05)	-	0.57 (0.03)	10.46	-1.48	15.53	103		7.74
		21,540 (560)	7.95 (0.05)	-5	0.57 (0.03)	10.46	-1.46	15.53	103		7.74
1644+198	PG 1644+199	15,130 (232)	8.10 (0.07)	-	0.65 (0.04)	11.39	-2.17	15.20	57	1.39(-6)	8.40
		15,080 (231)	8.18 (0.08)	-5	0.70 (0.05)	11.52	-2.23	15.20	54	1.64(-6)	8.45
1645+325	GD 358	25,170 (478)	7.98 (0.05)	-	0.60 (0.03)	10.38	-1.21	13.65	45	3.61(-7)	7.43
		24,970 (483)	7.97 (0.05)	-4.5	0.59 (0.03)	10.38	-1.22	13.65	45	3.58(-7)	7.44
1654+160	PG 1654+160	30,310 (540)	7.97 (0.06)	-	0.60 (0.03)	10.10	-0.87	16.55	194	2.42(-7)	7.20
		30,260 (539)	7.97 (0.06)	-5	0.60 (0.03)	10.11	-0.88	16.55	194	2.43(-7)	7.20
1708-871	L7-44	24,350 (665)	7.87 (0.06)	-	0.54 (0.03)	10.26	-1.20	14.38	66		7.41
		22,300 (565)	7.85 (0.06)	-3.5	0.52 (0.03)	10.30	-1.35	14.38	65		7.56
1940+374	L1573-31	16,830 (254)	8.03 (0.06)	-	0.61 (0.04)	11.04	-1.95	14.51	49		8.21
		16,710 (252)	8.11 (0.06)	-5	0.66 (0.04)	11.18	-2.01	14.51	46		8.27
2058+342	GD 392	10,940 (169)	8.00 (0.00)	-	0.58 (0.00)	12.02	-2.68	15.69	54		8.74
2129+000	G26-10	14,170 (219)	8.16 (0.08)	-	0.69 (0.05)	11.64	-2.33	14.73	41		8.52

TAB. 5.1 – Suite

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
2130-047	GD 233	17,950 (276)	8.04 (0.06)	-	0.62 (0.04)	10.91	-1.84	14.52	52		8.12
2144-079	G26-31	16,300 (240)	8.14 (0.06)	-	0.68 (0.04)	11.28	-2.07	14.80	50		8.32
2147+280	G188-27	11,970 (173)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.79	-2.53	14.68	37		8.63
2222+683	G241-6	14,850 (252)	7.96 (0.11)	-	0.57 (0.06)	11.23	-2.13	15.64	76		8.33
		14,860 (252)	8.06 (0.12)	-5	0.63 (0.07)	11.37	-2.18	15.64	71		8.40
2234+064	PG 2234+064	24,160 (580)	8.07 (0.05)	-	0.65 (0.03)	10.55	-1.33	16.03	125	4.44(-7)	7.61
		24,270 (557)	8.07 (0.05)	-4.5	0.65 (0.03)	10.54	-1.33	16.03	125	4.42(-7)	7.60
2236+541	KPD 2236+5410	15,500 (229)	8.22 (0.06)	-	0.73 (0.04)	11.52	-2.20	16.19	85		8.44
		15,410 (228)	8.30 (0.07)	-5	0.78 (0.04)	11.66	-2.27	16.19	80		8.51
2246+120	PG 2246+121	28,500 (553)	7.94 (0.05)	-	0.58 (0.03)	10.15	-0.96	16.73	206	2.62(-7)	7.15
		28,050 (630)	7.93 (0.05)	-4	0.58 (0.03)	10.16	-0.98	16.73	205	2.67(-7)	7.18
2250+746	GD 554	15,970 (255)	7.77 (0.09)	-	0.47 (0.05)	10.79	-1.89	16.69	151		8.07
		15,870 (254)	7.87 (0.09)	-5	0.52 (0.05)	10.94	-1.96	16.69	141		8.16
2328+510	GD 406	14,410 (231)	8.00 (0.09)	-	0.59 (0.05)	11.36	-2.20	15.09	55		8.40
		14,440 (231)	8.09 (0.09)	-5	0.64 (0.06)	11.49	-2.25	15.09	52		8.46

TAB. 6.2 – Paramètres atmosphériques des étoiles de type DBA de notre échantillon

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
0000–170	G266–32	13,200 (190)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.56	-2.36	14.69	42		8.51
		13,200 (190)	8.00 (0.00)	-5	0.59 (0.00)	11.56	-2.36	14.69	42		8.51
0017+136	Feige 4	18,180 (283)	8.11 (0.06)	-4.57 (0.07)	0.66 (0.04)	10.99	-1.86	15.37	75	8.06(-7)	8.15
0031–186	KUV 00312–1837	15,260 (262)	8.38 (0.10)	-	0.83 (0.07)	11.82	-2.33	16.70	94		8.58
		15,410 (258)	8.57 (0.10)	-5	0.95 (0.06)	12.12	-2.45	16.70	82		8.70
0100–068	G270–124	19,810 (338)	8.01 (0.05)	-	0.61 (0.03)	10.67	-1.65	13.95	45		7.94
		19,780 (327)	8.03 (0.05)	-5	0.62 (0.03)	10.70	-1.66	13.95	44		7.96
0125–236	G274–39	16,780 (253)	8.22 (0.06)	-	0.73 (0.04)	11.34	-2.07	15.29	61		8.34
		16,630 (251)	8.29 (0.06)	-5	0.77 (0.04)	11.47	-2.13	15.29	58		8.40
0129+246	PG 0129+247	16,680 (260)	8.27 (0.07)	-	0.76 (0.05)	11.43	-2.11	16.09	85	1.43(-6)	8.38
		16,570 (254)	8.35 (0.07)	-5	0.81 (0.05)	11.58	-2.17	16.09	79	1.72(-6)	8.45
0414–045	HE 0414–0434	13,490 (220)	8.14 (0.09)	-	0.67 (0.06)	11.72	-2.40	15.70	62		8.57
		13,500 (215)	8.16 (0.09)	-5	0.69 (0.05)	11.75	-2.41	15.70	61		8.58
0435+410	GD 61	16,920 (259)	8.22 (0.07)	-4.14 (0.04)	0.73 (0.05)	11.32	-2.05	15.00	54		8.33
0437+138	LP 475–242	15,170 (232)	8.30 (0.08)	-4.66 (0.04)	0.78 (0.05)	11.70	-2.29	14.92	44		8.53
0503+147	KUV 05034+1445	15,510 (230)	8.07 (0.06)	-4.81 (0.07)	0.63 (0.04)	11.29	-2.11	13.80	31		8.35
0513+260	KUV 05134+2605	24,230 (622)	8.24 (0.06)	-3.47 (0.09)	0.75 (0.04)	10.79	-1.43	16.70	152		7.79
0840+262	TON 10	17,720 (262)	8.29 (0.05)	-3.97 (0.04)	0.77 (0.04)	11.33	-2.02	14.78	49	1.24(-6)	8.32
0921+091	PG 0921+092	19,620 (366)	8.04 (0.06)	-4.67 (0.12)	0.62 (0.04)	10.73	-1.68	16.19	123	5.79(-7)	7.99
0948+013	PG 0948+013	16,720 (249)	8.11 (0.06)	-4.97 (0.15)	0.66 (0.04)	11.17	-2.01	15.89	87	1.03(-6)	8.27
1009+416	KUV 10098+4138	15,880 (227)	8.00 (0.00)	-	0.59 (0.00)	11.13	-2.03	17.10	156		8.27
		15,650 (224)	8.00 (0.00)	-5	0.59 (0.00)	11.16	-2.06	17.10	154		8.29
1056+345	G119–47	12,630 (239)	8.38 (0.13)	-	0.83 (0.09)	12.25	-2.66	15.58	46	4.53(-6)	8.80
		12,640 (227)	8.37 (0.11)	-5	0.82 (0.08)	12.23	-2.66	15.58	46	4.43(-6)	8.79
1115+158	PG 1115+158	23,650 (713)	7.97 (0.08)	-3.70 (0.12)	0.59 (0.04)	10.42	-1.31	16.12	138	3.81(-7)	7.58
1148+408	KUV 11489+4052	17,210 (291)	8.35 (0.09)	-4.44 (0.15)	0.81 (0.06)	11.49	-2.11	16.40	95		8.41
1149–133	PG 1149–133	20,350 (401)	8.34 (0.05)	-3.58 (0.10)	0.81 (0.03)	11.13	-1.80	16.29	107	9.54(-7)	8.18
1311+129	LP 497–114	18,880 (301)	8.04 (0.05)	-2.87 (0.05)	0.62 (0.03)	10.81	-1.75	16.26	123	6.37(-7)	8.04
1326–037	PG 1326–037	19,970 (383)	8.05 (0.06)	-4.49 (0.10)	0.63 (0.03)	10.72	-1.66	15.60	94	5.66(-7)	7.96

TAB. 5.2 – Suite

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log \text{H/He}$	M/M_{\odot}	M_V	$\log L/L_{\odot}$	V	$D(\text{pc})$	$1/V_{\text{max}}$	$\log \tau$
1352+004	PG 1352+004	14,120 (223)	8.12 (0.08)	-	0.66 (0.05)	11.58	-2.31	15.72	67	1.81(-6)	8.50
		14,070 (218)	8.12 (0.08)	-5	0.66 (0.05)	11.59	-2.31	15.72	67	1.83(-6)	8.50
1403-010	G64-43	15,340 (227)	8.04 (0.06)	-	0.62 (0.04)	11.27	-2.11	15.90	84	1.18(-6)	8.34
		15,250 (223)	8.10 (0.06)	-5	0.65 (0.04)	11.37	-2.16	15.90	80	1.35(-6)	8.39
1421-011	PG 1421-011	17,040 (260)	8.25 (0.07)	-4.06 (0.06)	0.75 (0.05)	11.35	-2.06	15.97	83	1.29(-6)	8.34
1425+540	G200-39	14,590 (221)	8.09 (0.07)	-4.17 (0.03)	0.64 (0.04)	11.46	-2.23	15.04	52	1.53(-6)	8.44
1444-096	PG 1444-096	16,960 (256)	8.22 (0.06)	-	0.73 (0.04)	11.31	-2.05	14.98	54	1.23(-6)	8.32
		16,800 (253)	8.29 (0.06)	-5	0.77 (0.04)	11.45	-2.11	14.98	50	1.46(-6)	8.39
1454-630	L 151-81 A	14,100 (214)	7.97 (0.08)	-4.88 (0.06)	0.57 (0.05)	11.36	-2.22	16.60	111		8.41
1456+103	PG 1456+103	23,660 (544)	7.94 (0.08)	-2.99 (0.09)	0.57 (0.04)	10.38	-1.29	15.89	126	3.63(-7)	7.53
1540+680	PG 1540+681	22,330 (972)	7.95 (0.07)	-4.44 (0.22)	0.58 (0.04)	10.43	-1.40	16.19	142	3.88(-7)	7.70
1542-275	LP 916-27	11,210 (169)	8.00 (0.00)	-	0.58 (0.00)	11.96	-2.64	15.49	50		8.71
		11,160 (172)	8.00 (0.00)	-5	0.58 (0.00)	11.97	-2.65	15.49	50		8.71
1545+244	TON 249	12,950 (236)	8.25 (0.12)	-4.97 (0.09)	0.74 (0.08)	11.98	-2.54	15.78	57	3.16(-6)	8.68
1551+175	KUV 15519+1730	15,460 (270)	7.96 (0.13)	-4.29 (0.08)	0.57 (0.07)	11.13	-2.06	17.50	187		8.28
1557+192	KUV 15571+1913	19,860 (375)	8.17 (0.06)	-4.88 (0.00)	0.70 (0.03)	10.91	-1.74	15.40	79		8.06
1703+319	PG 1703+319	14,560 (233)	8.44 (0.08)	-	0.87 (0.05)	12.02	-2.46	16.13	66	3.18(-6)	8.67
		14,500 (228)	8.47 (0.09)	-5	0.89 (0.05)	12.08	-2.48	16.13	64	3.44(-6)	8.70
1709+230	GD 205	19,480 (340)	8.09 (0.06)	-4.11 (0.07)	0.65 (0.03)	10.82	-1.73	14.90	65		8.03
1726-578	L204-118	14,300 (213)	8.10 (0.06)	-	0.65 (0.04)	11.52	-2.27	15.27	56		8.47
		14,330 (214)	8.19 (0.07)	-5	0.70 (0.04)	11.66	-2.32	15.27	52		8.52
1822+410	GD 378	16,330 (247)	8.06 (0.07)	-4.48 (0.04)	0.63 (0.04)	11.15	-2.02	14.39	44		8.27
2034-532	L279-25	16,970 (249)	8.32 (0.05)	-	0.79 (0.04)	11.47	-2.11	14.46	39		8.40
		17,010 (250)	8.46 (0.05)	-5	0.88 (0.04)	11.70	-2.20	14.46	35		8.50
2229+139	PG 2229+139	14,950 (225)	8.22 (0.08)	-4.84 (0.08)	0.72 (0.05)	11.61	-2.27	15.99	75	1.83(-6)	8.49
2253-062	GD 243	17,320 (281)	8.09 (0.09)	-4.24 (0.07)	0.65 (0.05)	11.06	-1.93	15.06	63		8.21
2310+175	PG 2310+176	15,230 (226)	8.31 (0.06)	-	0.78 (0.04)	11.71	-2.29	15.88	68	2.07(-6)	8.53
		15,150 (225)	8.38 (0.07)	-5	0.83 (0.04)	11.83	-2.35	15.88	64	2.45(-6)	8.58
2316-173	LP 822-50	11,190 (173)	8.00 (0.00)	-	0.58 (0.00)	11.96	-2.64	14.04	26		8.71
		10,830 (177)	8.00 (0.00)	-5	0.58 (0.00)	12.05	-2.70	14.04	25		8.75
2354+159	PG 2354+159	24,630 (667)	8.18 (0.05)	-4.52 (0.22)	0.71 (0.03)	10.69	-1.37	15.78	104	5.30(-7)	7.68

6.2 Autres quantités d'intérêt

Pour une naine blanche d'une masse donnée, grâce aux modèles d'évolution stellaire, il est possible de calculer le rayon en fonction de la température le long de la courbe de refroidissement. On obtient donc une relation entre la masse et le rayon de l'étoile, et qui dépend aussi de la température. Après avoir déterminé la température effective et la gravité de surface de chaque étoile, nous sommes ainsi en mesure de calculer à la fois leur rayon et leur masse, puisque la gravité de surface est fonction uniquement du rayon et de la masse, ainsi que leur âge. Ici, les rayons stellaires et les âges ont été trouvés avec des modèles d'évolution stellaires semblables à ceux de Fontaine et al. (2001), mais avec des coeurs de C/O et des masses de 10^{-2} et $10^{-10}M_{\odot}$ pour les couches d'hélium et d'hydrogène, respectivement, pour les étoiles de moins de 30,000 K¹. Pour les étoiles de plus de 30,000 K, les modèles de Wood et al. (1992) avec des coeurs de C/O sont utilisés. Ces modèles ont des couches d'hélium d'une masse de 10^{-4} fois celle de l'étoile et n'ont pas d'hydrogène. Par la suite, la loi de Stefan-Boltzmann permet de calculer la luminosité totale et on trouve la magnitude visuelle absolue M_V à partir de la calibration de Holberg & Bergeron (2006). Comme on connaît déjà la magnitude V , la relation suivante nous donne la distance de l'étoile en pc :

$$d = 10^{0.2(V - M_V + 5.0)} \quad (6.1)$$

Finalement, pour un échantillon complet, nous pouvons déterminer la contribution de chaque étoile à la densité locale d'étoiles. Nous verrons comment obtenir cette densité et l'utiliser pour calculer la fonction de luminosité au chapitre suivant. La densité locale est appelée $1/V_{\max}$ dans les tableaux 6.1 et 6.2 car elle est déterminée à partir du volume maximal dans lequel on peut trouver une étoile donnée compte tenu des critères de sélection des étoiles. La quantité $1/V_{\max}$ est donnée pour les étoiles qu'on retrouve dans l'échantillon PG seulement car c'est ce sous-échantillon qui sera utilisé pour calculer la fonction de luminosité. Pour les étoiles dont le $\log g$ a été fixé à 8.0, seuls la température, le $\log g$, l'abondance d'hydrogène et la magnitude V sont donnés, puisque les autres quantités dépendent toutes de la valeur de la

¹Voir <http://www.astro.umontreal.ca/~bergeron/CoolingModels/>

gravité de surface.

6.3 Comparaison avec Voss et al. (2007)

La figure 6.1 montre la comparaison de nos résultats avec ceux de Voss et al. (2007). On voit premièrement qu'en dessous de 18,000 K, les écarts de température sont relativement faibles, soit moins de 1000 K pour la plupart de ces étoiles. De plus, les températures trouvées par Voss et al. pour les étoiles pour lesquelles ils ont fixé la gravité de surface à 8.0 sont systématiquement plus chaudes que celles qu'on trouve en ne fixant pas ce paramètre. Ce dernier fait est étonnant puisque les solutions des étoiles pour lesquelles nous avons fixé la gravité de surface à 8.0 ont vu leur température descendre d'environ 1000 K par rapport à nos solutions lorsque la gravité n'est pas fixée. Pour les étoiles plus chaudes, allant jusqu'à 24,000 K, l'écart moyen de température est plus élevé, jusqu'à 2500 K. Enfin, pour trois des quatre étoiles les plus chaudes en commun aux deux échantillons, nous trouvons des températures beaucoup plus chaudes que Voss et al. avec un écart maximal de près de 7000 K. L'explication la plus probable de ces écarts importants est la différence entre les valeurs de la longueur de mélange utilisées pour les deux études. Voss et al. utilisent une valeur beaucoup plus faible que 1.25, soit $\alpha = 0.6$, la valeur normalement utilisée dans les modèles d'atmosphères de DA (voir Bergeron et al. 1995). Comme nous avons vu au chapitre 4, l'effet de la longueur de mélange apparaît entre 18,000 K et 30,000 K et est maximal autour de 24,000 K. Dans le cadre de notre analyse, pour une longueur de mélange de 0.75, nous trouvons fréquemment une solution froide et une chaude qui apparaissent de qualité semblable ce qui peut entraîner le choix de la mauvaise solution. Il apparaît raisonnable de croire que pour une valeur de 0.6, cet effet est plus important encore et peut aisément justifier de tels écarts de température. À titre d'exemple, lors de l'analyse de l'étoile KUV 03493+0131, nous trouvons une solution froide de 20,540 K et une chaude de 27,710 K pour une valeur de α de 0.75 et une abondance d'hydrogène nulle, alors que nous trouvons une seule solution à 25,590 K lorsque nous utilisons $\alpha = 1.25$. Notre solution froide avec $\alpha = 0.75$, bien que de moins bonne qualité que la solution chaude, est plus proche de celle de Voss et al., qui a une température de 18,741 K. On peut même supposer que l'utilisation d'une valeur de α de 0.6 aurait encore réduit l'écart.

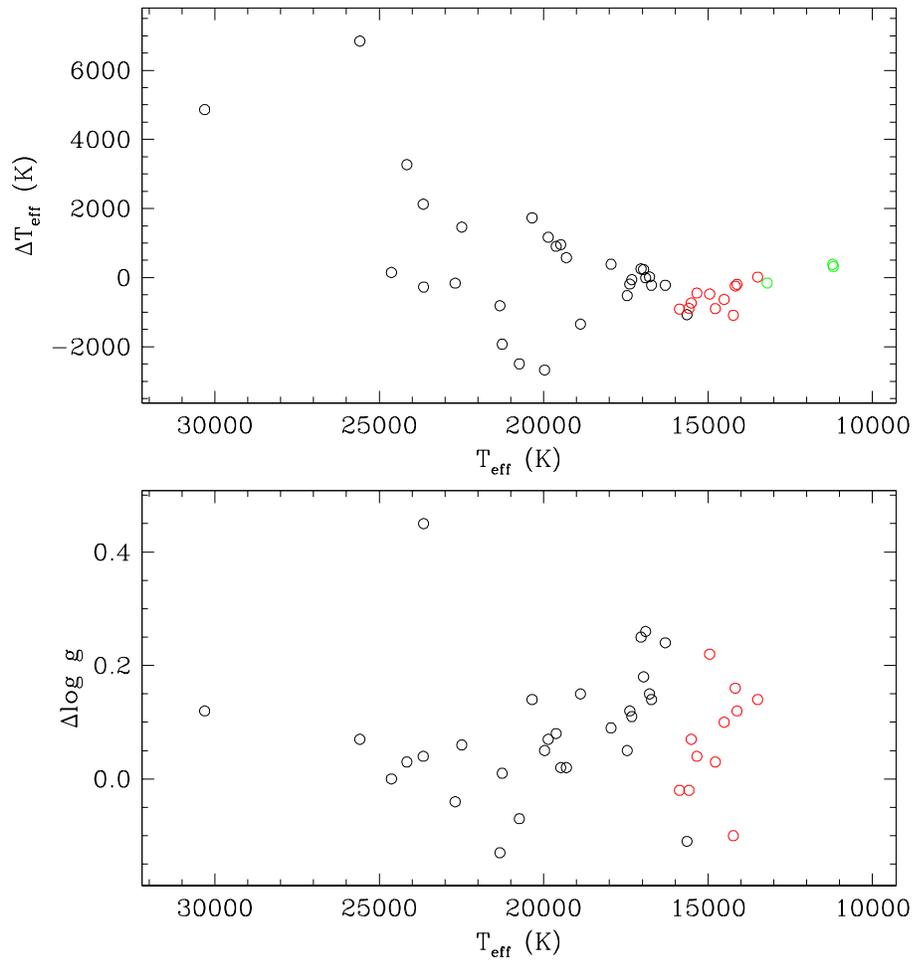


FIG. 6.1 – Les différences de températures effectives et de gravités de surface entre nos solutions et celles de Voss et al. 2007 pour l'ensemble des étoiles en commun aux deux échantillons. La température effective utilisée en abscisse est celle que nous avons déterminée. Les cercles noirs sont pour les étoiles pour lesquelles la gravité de surface est un paramètre libre dans les deux analyses alors que celles pour lesquelles seuls Voss et al. 2007 fixent la gravité à $\log g = 8.0$ sont en rouge. Les cercles verts sont pour les étoiles dont la gravité est fixée à $\log g = 8.0$ dans les deux analyses. Ces étoiles n'apparaissent pas dans la comparaison des gravités de surface.

On remarque ensuite que nous trouvons des gravités de surface plus élevées que dans Voss et al. avec un écart moyen d'environ 0.1 entre les $\log g$ des étoiles de moins de 18,000 K. À titre de comparaison, nous voyons aussi, en rouge, les étoiles pour lesquelles le $\log g$ est fixé à 8.0 seulement dans Voss et al. Cet écart entre les gravités de surface diminue pour les étoiles plus chaudes. À ces températures, la gravité de surface a un effet plus important sur les raies spectrales, ce qui cause une meilleure précision sur ce paramètre et explique la meilleure concordance des résultats.

Chapitre 7

Distribution de masse et fonction de luminosité

7.1 Distribution de masse

La figure 7.1 montre la distribution des étoiles de l'échantillon en fonction de leur masse et de leur température effective. On voit clairement une limite inférieure à la masse des étoiles entre 0.5 et 0.55 fois la masse solaire à toutes les températures: seule une de ces étoiles, GD 554, possède une masse inférieure à cette valeur. On voit aussi sur la figure 7.2 à quel point cette limite est bien définie. C'est un résultat intéressant puisque selon la relation masse initiale - masse finale des étoiles, les progéniteurs des naines blanches d'une masse inférieure à environ $0.5 M_{\odot}$ devraient être encore sur la séquence principale. On voit aussi que la fraction de DBA est plus faible à haute température effective: seulement 6 DBA sur un total de 42 ont une température de plus de 20,000 K pour une fraction de 14%, alors que 27% du reste de l'échantillon se retrouve au-dessus de cette température. Tel que mentionné au chapitre 5, cette fraction deux fois plus faible est compatible avec le fait que l'hydrogène soit plus visible à basse température et que la présence d'un vent stellaire freine l'accrétion de l'hydrogène du milieu interstellaire à des températures de plus de 20,000 K.

La figure 7.2 montre les distributions de masse pour les DB, pour les DBA, ainsi que pour l'ensemble de l'échantillon. Dans tous les cas, le groupe de 9 étoiles de plus de $1 M_{\odot}$ qu'on voit

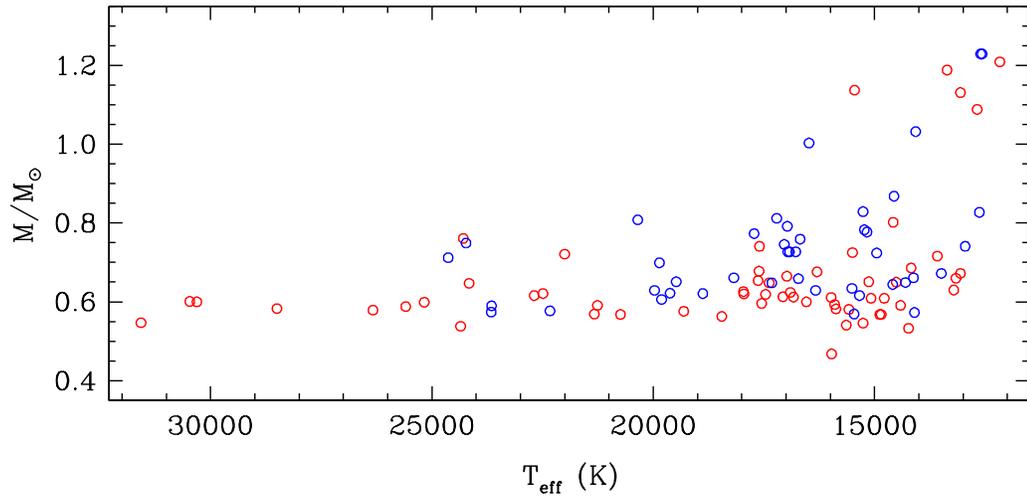


FIG. 7.1 – Distribution de masse et température effective pour l'ensemble de l'échantillon. Les DB sont indiquées par des cercles rouges et les DBA par des cercles bleus.

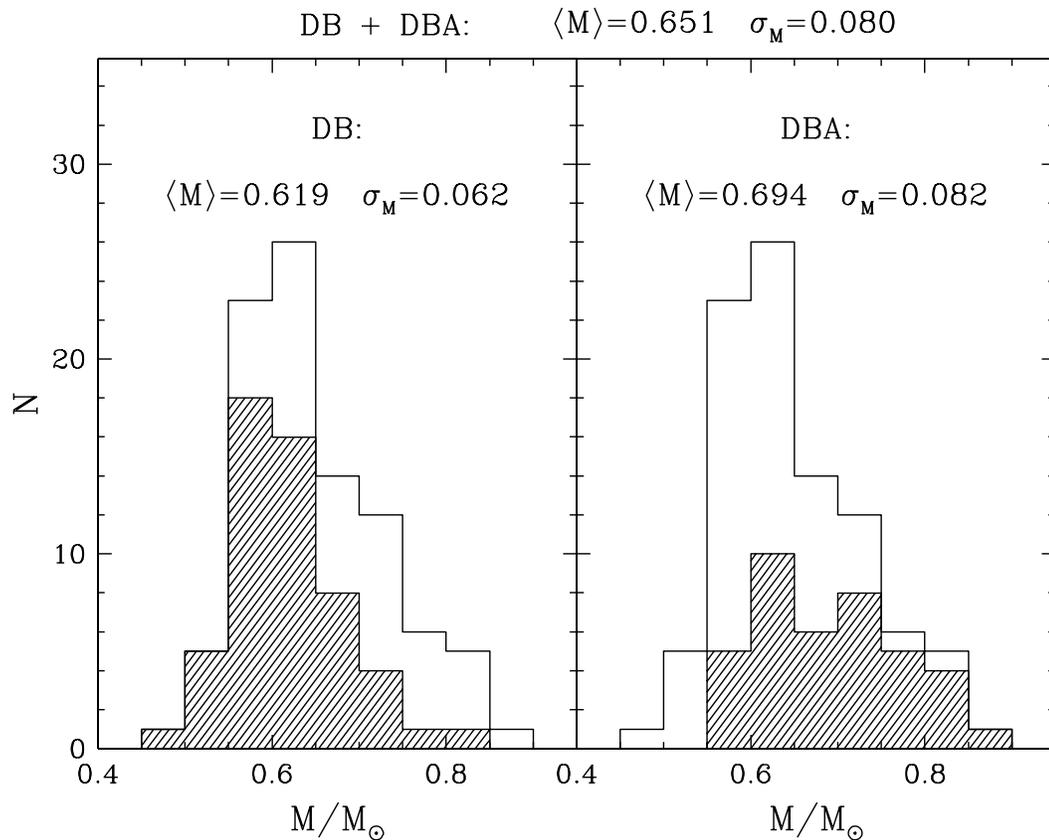


FIG. 7.2 – Distribution de masse pour l'ensemble de l'échantillon sauf le groupe de 9 étoiles de plus de $1 M_\odot$ mentionné au chapitre précédent. Les DB sont à gauche et les DBA à droite. Sur les deux panneaux, l'histogramme vide représente la somme des deux histogrammes hachurés.

en haut à droite de la figure 7.1 n'est pas pris en compte. La première chose qu'on remarque sur cette figure, c'est que les DBA ont une masse moyenne plus élevée de $0.085 M_{\odot}$ que les DB, ce qui représente une différence du même ordre de grandeur que les écarts type de ces distributions de masse. Ainsi, le rapport du nombre de DBA sur le nombre de DB est plus élevé parmi les objets les plus massifs de l'échantillon. Il y a donc une plus grande abondance d'hydrogène dans ces objets en moyenne. Comme l'accrétion est nécessaire pour expliquer l'abondance d'hydrogène rencontrée dans les DBA de moins de 20,000 K, soit presque toutes les DBA de notre échantillon, cette plus grande abondance moyenne pourrait être expliquée soit par un taux d'accrétion plus important pour les étoiles plus massives, soit par une zone convective plus mince, donc une dilution moins importante, tel que discuté dans Beauchamp et al. (1996) à la section 4.4. De cette façon, les DB plus massives auront en moyenne plus d'hydrogène mélangé dans moins d'hélium, donc une abondance atmosphérique d'hydrogène plus élevée. Ainsi, les étoiles de plus grande masse seront plus souvent des DBA, ce qui donnera une masse moyenne plus élevée pour cette catégorie de naines blanches.

La distribution de masse montre un autre aspect intéressant: le pic autour de $0.4 M_{\odot}$ présent dans la distribution de masse des naines blanches de type DA (voir la figure 12 de Liebert et al. 2005, ci-après LBH05) ne s'y trouve pas. Les DA qui composent ce pic sont des naines blanches à coeur d'hélium qui sont expliquées par l'évolution dans un système binaire rapproché. En effet, le progéniteur d'une naine blanche de $0.4 M_{\odot}$ est une étoile de $0.8 M_{\odot}$ sur la séquence principale et une telle étoile passe trop de temps sur la séquence principale pour être déjà transformée en naine blanche. Dans le cas d'une étoile plus massive dans un système binaire, la phase de géante occasionne une période d'enveloppe commune, ce qui cause la perte de l'enveloppe de la géante avant que la combustion de l'hélium ne commence en son centre. L'étoile peut perdre assez de masse dans ce processus, selon sa masse initiale et les paramètres orbitaux du système, pour devenir une naine blanche autour de $0.4 M_{\odot}$. Ce scénario évolutif est différent de celui menant aux DB; la faible masse d'hydrogène dans les DB est expliquée par plusieurs passages successifs sur la branche des géantes rouges, ce qu'on appelle le scénario "born-again" (voir Werner & Herwig 2006). L'absence du pic à $0.4 M_{\odot}$ pour les DB suggère que le scénario évolutif responsable des DA à $M < 0.4 M_{\odot}$ ne produit

pas d'étoiles de type DB.

Lorsqu'on considère l'échantillon dans son ensemble, on voit que la masse moyenne de $0.651 M_{\odot}$ trouvée pour l'ensemble des DB et des DBA est très proche de celle des DA trouvée avec les nouveaux profils pour les raies de Balmer dans Tremblay & Bergeron (2009), qui vaut $0.649 M_{\odot}$. Aussi, la distribution de masse des DB est similaire à celle des DA, toujours selon les mêmes auteurs, si on ne considère pas le pic à $0.4 M_{\odot}$. Toutefois, il subsiste deux différences notables: la queue massive de notre distribution de masse s'arrête à des masses plus faibles et elle diminue moins abruptement que celle des DA. Concernant la limite de masse de notre distribution, il fallait s'y attendre puisque nous avons fixé le $\log g$ pour le groupe de 9 DB et DBA de plus de $1 M_{\odot}$ et nous ne les avons pas comptées dans les distributions de masse. À propos du fait que notre distribution de masse diminue plus lentement que celle des DA, du côté massif, cette différence est peu significative. En effet, la figure 7.1 nous montre que la contribution à cette queue est due en majeure partie aux étoiles de moins de 17,000 K. Pour ces étoiles, comme pour les 9 dont on ne tient pas compte, le facteur principal influençant le profil des raies est l'effet van der Waals dont la modélisation est encore très approximative. Nous pensons que l'effet principal de cette modélisation de moins bonne qualité est l'obtention de gravités de surface légèrement trop élevées par la méthode d'ajustement des paramètres pour les étoiles dans cet intervalle de températures. De plus, à basse température, la gravité de surface a un effet moins important sur la forme des raies, ce qui augmente l'incertitude sur ce paramètre. Pour cette raison, Voss et al. (2007) ont fixé la gravité de surface de presque toutes leurs DB de moins de 16,000 K et de quelques unes des leurs DB entre 16,000 K et 17,000 K, dans le but d'avoir une estimation plus robuste de leurs températures effectives. On comprend donc que la forme de la queue massive de notre distribution de masse peut être due à ces deux effets.

Pour fins de comparaison, nous avons superposé notre distribution de masse à celle de Beauchamp (1995) à la figure 7.3. Ces histogrammes incluent à la fois les DB et DBA pour les deux échantillons. Pour la distribution de masse de Beauchamp, nous avons utilisé leurs températures effectives et gravités de surfaces et en avons déduit les masses de la même façon que pour celles de notre échantillon. On remarque des différences entre les deux distributions

de masse. Premièrement, les masses moyennes sont différentes: notre échantillon a une masse moyenne plus élevée de $0.24 M_{\odot}$. Cette différence est probablement due à un plus grand nombre d'étoiles froides dans notre échantillon, puisque nous avons tendance à trouver des masses plus élevées pour de telles étoiles. Ensuite, l'aile massive de notre distribution est plus peuplée, ce qui peut encore s'expliquer par le plus grand nombre d'étoiles froides puisque comme on voit à la figure 7.1, les étoiles plus massives sont presque toutes plus froides que 18,000 K.

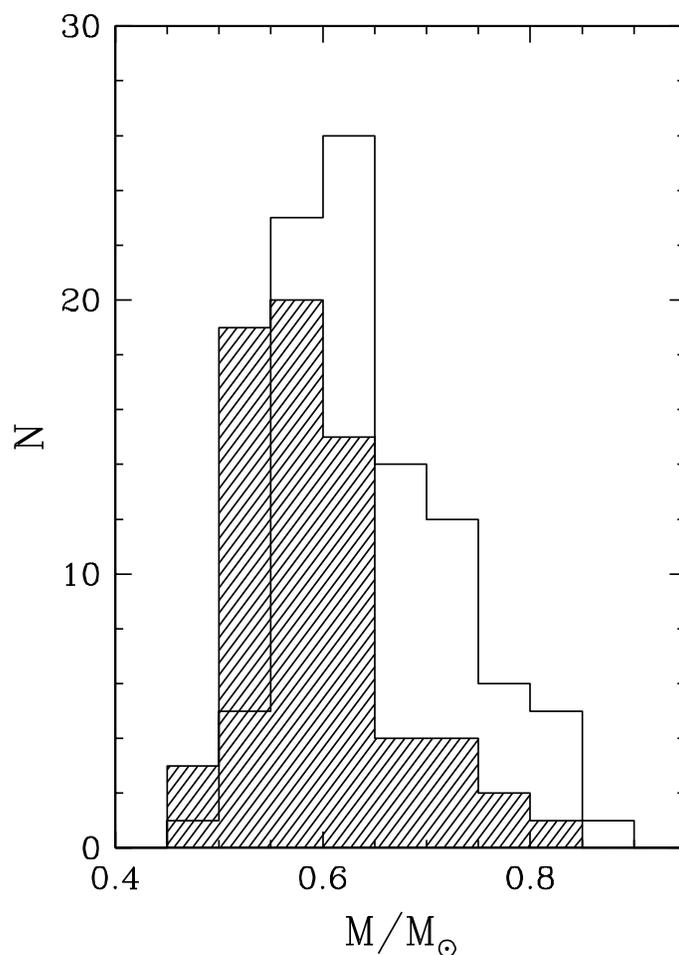


FIG. 7.3 – Comparaison de la distribution de masse de notre échantillon avec celle de l'échantillon de Beauchamp (1995). La distribution de masse de Beauchamp est représentée par l'histogramme hachuré et celle de notre échantillon, par l'histogramme vide. Les masses moyennes sont de 0.651 et $0.627 M_{\odot}$ pour notre échantillon et celui de Beauchamp, respectivement.

7.2 Fonction de luminosité

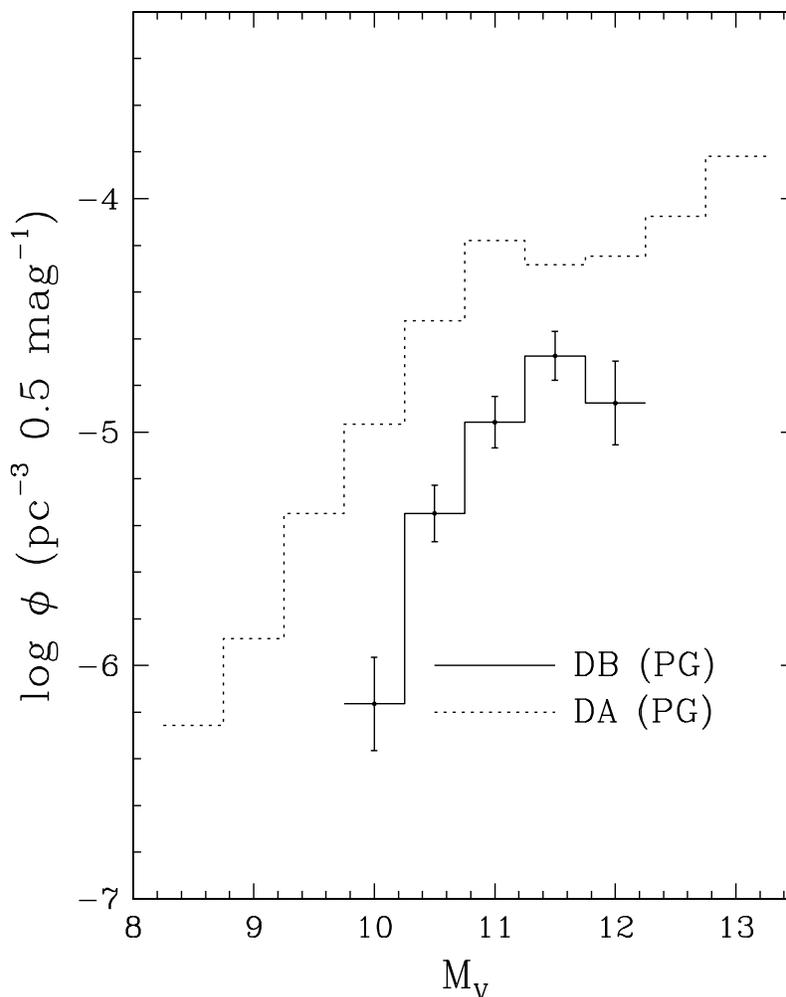


FIG. 7.4 – Fonction de luminosité pour l’ensemble des DB du relevé PG complet. La courbe en pointillé est la fonction de luminosité des DA du même relevé, pour fins de comparaisons.

La figure 7.4 montre la fonction de luminosité des DB calculée à partir des DB du relevé complet Palomar Green (voir Green et al. 1986). Ces étoiles sont toutes dans notre échantillon et aucune d’elles ne fait partie du groupe de 9 étoiles dont nous avons fixé la gravité de surface. À titre de comparaison, on y voit la fonction de luminosité des DA du même relevé obtenue par LBH05. La fonction de luminosité est calculée selon la méthode de Green (1980) et Fleming et al. (1986). Pour chaque étoile de l’échantillon, on calcule la quantité $1/V_{\max}$ qui est sa contribution à la densité locale de naines blanches: cette contribution sera additionnée à celles des autres étoiles du même intervalle de magnitude absolue pour donner la densité

spatiale totale en fonction de la luminosité. Pour une étoile donnée, V_{\max} est le volume délimité par la distance maximale à laquelle l'étoile pourrait apparaître dans le relevé. Cette distance maximale varie d'un champ à l'autre puisque la magnitude limite utilisée n'est pas exactement la même pour toutes les plaques et le calcul de V_{\max} tient compte de cette variation en calculant les volumes associés à chaque plaque séparément et en les additionnant. Ensuite, pour tenir compte de la distribution non uniforme des étoiles dans la Galaxie, V_{\max} est multiplié par $\exp(-z/z_0)$ où z est l'altitude galactique de l'étoile et z_0 est la hauteur caractéristique du disque de la Galaxie. Ici, nous supposons une hauteur caractéristique de 250 pc, comme dans LBH05.

On remarque deux différences majeures entre les deux courbes: l'absence de DB à haute et à faible luminosités. L'absence de DB à des magnitudes plus faibles que $M_V = 12$ est expliquée par la limite de température vers 12,000 K observée dans notre échantillon. En effet, à ces températures, les raies d'hélium deviennent trop faibles pour être détectées et les DB se transforment en DC. Même aux alentours de 14,000 K, on voit sur la figure 7.1 qu'il y a déjà une densité de DB plus faible qu'à des températures légèrement plus élevées. Quant à l'absence de DB à des magnitudes plus brillantes que $M_V = 10$, elle est expliquée par la brèche des DB. L'absence d'étoiles de plus de 32,000 K dans notre échantillon est responsable de cette limite de luminosité. Entre ces deux extrêmes, c'est-à-dire pour les trois intervalles de magnitude absolue de $M_V = 10.5, 11$ et 11.5 , le rapport de la densité totale de DB (incluant les DBA) sur la densité totale de DA est de 0.247.

Chapitre 8

Conclusion

Le premier objectif de ma maîtrise était d'inclure le traitement de la physique de l'atome d'hélium développé par Beauchamp (1995) dans le code de modèles d'atmosphère utilisé par notre groupe de recherche puisque cette étape est préalable au reste du projet. Cette étape a été réalisée avec succès. Non-seulement les nouveaux modèles peuvent reproduire les structures d'atmosphère et les spectres synthétiques de DB calculés avec le code de Beauchamp, mais ils peuvent aussi calculer des modèles précis avec des atmosphères mixtes d'hélium et d'hydrogène et ce, avec un traitement physique de qualité pour les équations d'état et l'opacité de l'hélium et de l'hydrogène.

Ensuite, nous avons élargi notre échantillon de DB et DBA en observant 26 nouvelles étoiles, ce qui porte à 102 le nombre total d'étoiles qu'il contient, dont 59 DB et 43 DBA. Nous avons aussi réobservé 3 étoiles pour obtenir des spectres avec un meilleur S/B. Nous avons ainsi recueilli le plus grand échantillon à ce jour de spectres de naines blanches riches en hélium à haut S/B. Chacun de ces spectres a été analysé à l'aide de la grille de spectres synthétiques calculés avec nos modèles d'atmosphère améliorés. Cette grille couvre l'ensemble des valeurs des paramètres atmosphériques rencontrées dans les étoiles de l'échantillon et avec des valeurs assez rapprochées pour permettre une interpolation précise entre les spectres synthétiques qu'elle contient. En combinant nos spectres à haut S/B avec ces modèles précis, nous avons réussi à très bien reproduire le profil des raies spectrales de la plupart des étoiles de l'échantillon. Les spectres des étoiles les plus froides sont un peu moins bien reproduits

en raison de l'effet van der Waals qui est la source principale de l'élargissement des raies d'hélium sous environ 16,000 K et dont la modélisation n'est pas suffisamment élaborée. Pour cette raison, pour les étoiles dont l'ajustement des paramètres mène à une masse de plus de $1 M_{\odot}$, nous avons fixé la gravité de surface à une valeur typique de $\log g = 8.0$ pour obtenir une détermination plus robuste de leur température effective.

Par la suite, nous nous sommes attaqués à la calibration empirique du paramètre libre α de la théorie de la longueur de mélange. Ce paramètre, qui influence l'efficacité du transport d'énergie par convection, joue un rôle important dans le calcul de la structure thermodynamique de l'atmosphère des DB à des températures effectives entre 20,000 K et 30,000 K environ. Après avoir discuté des effets prévus de l'emploi d'une mauvaise valeur de α , nous avons déterminé les températures effectives et les gravités de surface de l'ensemble de nos étoiles en utilisant les spectres visibles et 5 grilles de spectres synthétiques avec différentes valeurs de α . Nous avons retenu la valeur de $\alpha = 1.25$ comme étant celle qui donne la distribution la plus homogène des températures effectives. Une comparaison des températures obtenues avec les spectres visibles et avec les spectres *IUE*, pour les étoiles dont nous possédons les deux spectres, a ensuite été faite pour les mêmes 5 valeurs de α . Le but était de trouver la valeur de α qui donne la meilleure cohérence entre les deux ensembles de températures. Nous avons écarté les valeurs de α de moins de 1.25, mais nous obtenons des résultats similaires pour les valeurs de 1.25 à 1.75 avec un accord à peine meilleur pour une valeur de 1.75. Considérant les résultats de ces deux analyses complémentaires, nous avons déterminé que la valeur de $\alpha = 1.25$ est celle qui convient le mieux pour les modèles d'atmosphères de DB et de DBA.

Après cela, nous avons exploré les effets de la présence d'hydrogène spectroscopiquement invisible dans les atmosphères des DB. Nous avons déterminé que la température effective obtenue pour les DB les plus chaudes peut varier jusqu'à 3000 K selon qu'on adopte une atmosphère d'hélium pur ou l'abondance d'hydrogène correspondant à la limite de détection de la raie $H\beta$. Nous avons donc recalculé les températures effectives et gravités de surfaces en utilisant ces abondances limites pour chaque DB de l'échantillon afin de bien contraindre ces deux paramètres. Pour certaines étoiles de l'échantillon, nous possédons, en plus des spectres visibles, des données autour de la raie $H\alpha$ ou les abondances d'hydrogène déterminées par

Voss et al. (2007). Nous avons donc dressé un schéma détaillé de la méthode à utiliser pour déterminer l’abondance d’hydrogène (ou la limite de visibilité de cet élément) en utilisant ces diverses sources d’information. La diversité des données utilisées et le S/B élevé de nos spectres visibles nous a permis d’obtenir plus de 40% de DBA dans notre échantillon. Ce résultat est cohérent avec l’analyse de Voss et al. (2007): ils trouvent 55% de DBA dans leur échantillon et possèdent un spectre couvrant $H\alpha$ pour chacune de leurs étoiles. Cela nous pousse à croire qu’avec des spectres suffisamment précis, nous pourrions déceler de l’hydrogène dans presque toutes les DB.

Après avoir déterminé la valeur de α à utiliser et la méthode appropriée pour déterminer l’abondance d’hydrogène, nous avons dressé la liste des paramètres atmosphériques des étoiles de notre échantillon. Nous avons ensuite utilisé ces paramètres et des modèles d’évolution stellaires pour déterminer les rayons et les masses de toutes nos étoiles afin d’en tracer la distribution de masse. De plus, pour les DB et DBA du relevé PG (nous les avons toutes dans notre échantillon), nous avons aussi déterminé la distance et la luminosité afin de tracer la fonction de luminosité de ces objets. La distribution de masse obtenue pour l’ensemble de l’échantillon est similaire à celle des DA. La masse moyenne de nos étoiles est très proche de celle des DA obtenue dans Tremblay & Bergeron (2009) avec leurs nouveaux profils pour les raies de Balmer. Nous trouvons une limite inférieure à la masse des naines blanches riches en hélium de $0.5 M_{\odot}$ environ qui est compatible avec le fait que les progéniteurs des naines blanche moins massives que cette limite ne peuvent pas avoir évolué assez longtemps pour quitter la séquence principale, compte tenu de l’âge de l’Univers. Contrairement aux DA, les DB et DBA n’ont pas de pic à $0.4 M_{\odot}$ dans leur distribution de masse. Ceci est expliqué par l’incompatibilité entre le scénario ”born-again”, qu’on croit être à l’origine des DB, et le chemin évolutif menant aux DA autour de $0.4 M_{\odot}$. Nous trouvons aussi que les DBA ont une masse moyenne de $0.085 M_{\odot}$ plus élevée que celle des DB. Cette différence est attribuée à un taux d’accrétion de l’hydrogène interstellaire plus élevé chez les naines blanches massives. Le fait d’avoir plus d’hydrogène dans les atmosphères des naines blanches les plus massives implique que ces étoiles ont plus de chance d’être des DBA et donc que les DBA sont en moyenne plus massives. Quant à la fonction de luminosité, nous trouvons d’abord que l’absence de DB

aux magnitudes les plus élevées et les plus faibles où l'on trouve des DA est expliquée par les limites de température observées chez les DB. Dans l'intervalle de magnitudes absolues où la fonction de luminosité a le moins de chance d'être affectée par ces limites de température, c'est-à-dire entre $M_V = 10.5$ et 11.5 inclusivement, le rapport de la densité locale des DB (incluant les DBA) sur la densité locale des DA est de 0.247.

Malgré la qualité des nouveaux modèles d'atmosphère et la précision avec laquelle les spectres synthétiques qui en découlent reproduisent les profils des raies spectrales, il reste quelques imperfections qui ouvrent la voie à de nouveaux travaux sur les naines blanches riches en hélium. Tout d'abord, à basse température, une meilleure modélisation de l'élargissement des raies d'hélium par l'effet van der Waals et par résonance améliorerait certainement la fiabilité des températures et gravités de surface qu'on obtient puisque les autres problèmes dont nous avons connaissance ont surtout lieu à des températures plus élevées. Ensuite, bien que la théorie de la longueur de mélange ait fait ses preuves depuis longtemps, sa validité reste une supposition et au niveau de précision où sont rendus les modèles d'atmosphère des étoiles naines blanches, une théorie plus complète et appuyée par des simulations hydrodynamiques serait de mise. Ce problème est d'autant plus important pour les naines blanches riches en hélium puisque d'autres effets causent des imprécisions sur la détermination de leur température au-dessus de 20,000 K, là où la paramétrisation de cette théorie a un impact sur les spectres synthétiques. Nous notons premièrement la présence possible d'hydrogène en quantité spectroscopiquement invisible et deuxièmement la présence de plusieurs solutions en apparence valides et presque indistinguables pour la température dans ce domaine de températures effectives. La solution de ces divers problèmes permettrait sans doute d'obtenir autant de précision sur les paramètres atmosphériques des DB et des DBA que pour les DA, qui sont aujourd'hui très bien modélisées.

Bibliographie

- Allard, N. F., Koester, D., Feautrier, N., & Spielfiedel, A. 1994, *A&AS*, 108, 417
- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., Fontaine, G., Saffer, R. A., Liebert, J., & Brassard, P. 1999, *ApJ*, 516, 887
- Beauchamp, A., Wesemael, F., Bergeron, P., Liebert, J., & Saffer, R. A. 1996, *ASPC*, 96, 295
- Beauchamp, A. 1995, Thèse de Ph. D., Univ. Montréal
- Bell, K. L. 1980, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 13, 1859
- Bergeron, P., Leggett, S. K., & Ruiz, M. T. 2001, *ApJS*, 133, 413
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., & Fontaine, G. 1995, *ApJ*, 449, 258
- Böhm, K. H., & Cassinelli, J. 1971, *A&A*, 12, 21
- Böhm-Vitense, E. 1958, *ZsAp*, 46, 108
- Borysow U. G., Jorgensen, A., & Fu, Y. 2001, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 68, 235
- Dalgarno, A., & Williams, D. A. 1962, *ApJ*, 136, 690
- Eisenstein, D. J., Liebert, J., Koester, D., Kleinmann, S. J., Nitta, A., Smith, P. S., Barentine, J. C., Brewington, H. J., Brinkmann, J., Harvanek, M., Krzesinski, J., Neilsen Jr., E. H., Long, D., Schneider, D. P., & Snedden, S. A. 2006, *AJ*, 132, 676
- Fleming, T. A., Liebert, J., & Green, R. F. 1986, *ApJ*, 308, 176
- Fontaine, G., & Brassard, P. 2005, in *ASP Conf. Ser. 334, 14th European Workshop on White Dwarfs*, ed. D. Koester & S. Moehler, 49
- Fontaine, G., Villeneuve, B., & Wilson, J. 1981, *ApJ*, 243, 550

- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, 113, 409
- Green, R. F. 1980, *ApJ*, 238, 685
- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- Greenstein, J. L. 1986, *ApJ*, 304, 334
- Gustafsson, M., & Frommhold, L. 2001, *ApJ*, 546, 1168
- Gustafsson, M., & Frommhold, L. 2003, *A&A*, 400, 1161
- Holberg, J. B., Barstow, M. A., & Burleigh, M. R. 2003, *ApJ*, 147, 145
- Holberg, J. B., & Bergeron, P. 2006, *AJ*, 132, 1221
- Hummer, D. G., & Mihalas, D. 1988, *ApJ*, 331, 794
- Hunter, C., Wesemael, F., Saffer, R. A., Bergeron, P., & Beauchamp, A. 2001, in *ASP Conference Proceedings*, Vol. 226, ed. J. L. Provencal, H. L. Shipman, J. MacDonald, and S. Goodchild, 153
- John, T. L. 1968, *MNRAS*, 138, 137
- John, T. L. 1988, *A&A*, 193, 189
- John, T. L. 1994, *MNRAS*, 269, 871
- Jørgensen, U. G., Hammer, D., Borysow, A., & Falckesgaard, J. 2000, *A&A*, 361, 283
- Kissel, L. 2000, *Radiation Physics and Chemistry*, 59, 185
- Koester, D. 1976, *A&A*, 52, 415
- Kurucz, R. L. 1970, *SAO Special Report*, 309
- Lemke, M. 1997, *A&AS*, 122, 28
- Liebert, J., Fontaine, G., & Wesemael, F. 1987 in *Mem. Soc. Astr. Italiana*, 58, 17
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJ*, 156, 47
- MacDonald, J., & Vennes, S. 1991, *ApJ*, 371, 719
- Mihalas, D. 1978, *Stellar Atmospheres* (2nd ed., San Francisco: Freeman)
- Stancil, P. C. 1994, *ApJ*, 430, 360
- Saffer, R. A., Bergeron, P., Koester, D., & Liebert, J. 1994, *ApJ*, 432, 351

Tremblay, P.-E. 2007, Mémoire de M.Sc., Univ. Montréal

Tremblay, P.-E., & Bergeron, P. 2009, ApJ, 696, 1755

Voss, B., Koester, D., Napiwotzki, R., Christlieb, N., & Reimers, D. 2007, A&A, 470, 1079

Werner, K., & Herwig, F. 2006, PASP, 118,183

Wesemael, F., Van Horn, H. M., Savedoff, M. P., & Auer, L. H. 1980, ApJS, 43, 159

Wood, M. A. 1992, ApJ, 386, 539

Remerciements

Merci à tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réussite de ma maîtrise. Merci à ma famille: Robert, Martine, Marie-Claude, Benoît, ... , Thérèse, Jeanne et Catherine pour m'avoir supporté tout au long de mes études et m'avoir encouragé à poursuivre aussi loin. Merci à Pier-Emmanuel et Alex pour avoir répondu à mes innombrables questions, et à Alex (encore!!) et Marie-Michèle pour avoir observé plein d'étoiles pour moi et surtout pour avoir réduit les spectres. Merci à mes amis pour m'avoir aidé à garder le moral, spécialement Corinne, Élodie, Marilyn, Guy et Alexi. Finalement, merci à Pierre (Bergeron) pour l'encadrement que tu m'as fourni et pour m'avoir poussé à me dépasser.